

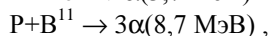
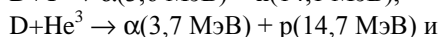
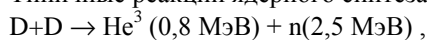
### Область техники

Настоящее изобретение относится к физике плазмы, а более точно - к способам и устройствам для удержания плазмы. Удержание плазмы представляет особенный интерес для проведения реакции ядерного синтеза.

### Предшествующий уровень техники

Ядерный синтез представляет собой процесс, в котором два легких ядра образуют более тяжелое. В процессе ядерного синтеза высвобождается огромное количество энергии в форме быстрых частиц. Так как атомные ядра заряжены положительно, благодаря входящим в их состав протонам, между ними существуют отталкивающие электростатические, или кулоновские, силы. Для того, чтобы два ядра слились, силы отталкивания должны быть преодолены, что происходит, когда два ядра подходят друг к другу на достаточно близкую дистанцию, когда короткодействующие ядерные силы становятся достаточно сильными для преодоления кулоновских сил и слияния ядер. Энергия, необходимая ядрам для преодоления кулоновского барьера, обеспечивается энергией их теплового движения, и она должна быть значительной. Например, скорость реакции синтеза будет приемлемой при температуре, по меньшей мере, порядка  $10^4$  эВ - что соответствует 100 миллионам градусов по Кельвину. Скорость реакции ядерного синтеза является функцией температуры и характеризуется величиной, называемой реактивностью. Реактивность реакции D-T, например, имеет широкий пик между 30 кэВ и 100 кэВ.

Типичные реакции ядерного синтеза включают:



где D - дейтерий; T - тритий;  $\alpha$  - ядро гелия; n - нейтрон; p - протон; He - гелий и  $B^{11}$  - бор-11. Числа в круглых скобках в каждом уравнении соответствуют кинетической энергии продуктов реакции синтеза.

Первые две реакции, приведенные выше, - реакции D-D и T-T - являются нейтронными, что означает, что большая часть энергии, выделяемой в данных реакциях ядерного синтеза, переносится нейтронами. Недостатки нейтронных реакций заключаются в том, что 1) поток быстрых нейтронов создает много проблем, включая структурные повреждения стенок реактора и высокие уровни радиоактивности для большинства конструкционных материалов; 2) энергия быстрых нейтронов собирается путем преобразования их тепловой энергии в электроэнергию, что является очень неэффективным, менее 30%. Преимущества нейтронных реакций заключаются в том, что: 1) пики их реактивности находятся при относительно низкой температуре; 2) их потери через излучение относительно низки, благодаря тому, что атомные номера дейтерия и трития равны 1.

Реагенты в двух других уравнениях D-He<sup>3</sup> и p-B<sup>11</sup> называются перспективными топливами. Вместо образования быстрых нейтронов, как в нейтронных реакциях, продуктами их реакции синтеза являются заряженные частицы. Одним преимуществом перспективных топлив является то, что они образуют гораздо меньше нейтронов и поэтому вызывают гораздо меньше проблем при их использовании. В случае D-He<sup>3</sup>, некоторое количество быстрых нейтронов образуется во вторичных реакциях, но на эти нейтроны приходится всего лишь около 10% энергии продуктов реакции синтеза. Реакция p-B<sup>11</sup> свободна от быстрых нейтронов, хотя в ней все же образуется некоторое количество медленных нейтронов в результате вторичных реакций, но они создают гораздо меньше проблем. Другим преимуществом перспективных топлив является то, что энергия продуктов их реакции синтеза может быть собрана с высокой эффективностью, вплоть до 90%. В процессе прямого преобразования энергии, заряженные продукты реакций могут быть замедлены, и их кинетическая энергия непосредственно преобразована в электрическую.

Перспективное топливо также имеет недостатки. Например, атомные номера перспективных топлив являются более высокими и составляют 2 для He<sup>3</sup> и 5 для B<sup>11</sup>. Следовательно, их радиационные потери выше, чем в нейтронных реакциях. Также, гораздо сложнее заставить перспективные топлива вступить в реакцию синтеза. Их пик реактивности находится при гораздо более высоких температурах и не является таким же большим как пик реактивности для D-T. Инициация реакции синтеза с перспективными топливами, таким образом, требует, чтобы они были приведены в высокоэнергетичное состояние, при котором их реактивность является значительной. Соответственно, перспективные топлива должны удерживаться в течение гораздо более длинного периода времени, в течение которого они могут быть доведены до условий, требуемых для реакции синтеза.

Время удержания для плазмы  $\Delta t = r^2/D$ , где r - минимальный размер плазмы, D - коэффициент диффузии. Классическое значение коэффициента диффузии  $D_c = a_i^2 / \tau_{ie}$ , где:  $a_i$  - гирорадиус иона, а  $\tau_{ie}$  - время ион-электронных столкновений. Диффузия согласно классическому коэффициенту диффузии называется классическим переносом. Коэффициент диффузии Бома, связанный с коротковолновыми неустойчивостями дается  $D_B = (1/16) a_i^2 \Omega_i$ , где  $\Omega_i$  является гирочастотой иона. Диффузия в соответствии с этим соотношением называется аномальным переносом. Поскольку условием реакции синтеза является  $D_B/D_c = (1/16)\Omega_i \tau_{ie}$ , аномальный перенос приводит к гораздо более короткому времени удержания, чем классический перенос. Это отношение определяет, насколько велики должны быть размеры плазмы в термоядер-

ном реакторе, исходя из требования, что время удержания для данного количества плазмы должно быть больше, чем время, требуемое для протекания реакции ядерного синтеза в плазме. Таким образом, условия классического переноса являются более предпочтительными в термоядерном реакторе, допуская меньшее количество начальной плазмы.

В ранних экспериментах с тороидальным удержанием плазмы время удержания составляло  $\Delta t \cong r^2/D_v$ . Прогресс в последние 40 лет увеличил время удержания до  $\Delta t \cong 1000r^2/D_v$ . Одной из существующих концепций термоядерного реактора является токамак.

Магнитное поле токамака 68 и типичные орбиты 66 частиц приведены на фиг. 5. За последние 30 лет усилия в области ядерного синтеза были сфокусированы на реакторе токамак с использованием топлива D-T. Эти усилия достигли своей кульминации в Международном Термоядерном Экспериментальном Реакторе (МТЭР), изображенном на фиг. 7. Недавние эксперименты с токамаками свидетельствуют о том, что классический перенос  $\Delta t \cong r^2/D_c$  возможен, в этом случае минимальные размеры плазмы могут быть уменьшены от метров до сантиметров. Эти эксперименты включают инъекцию энергичных пучков (от 50 до 100 кэВ), для нагревания плазмы до температуры от 10 до 30 кэВ. См. W. Heidbrink & G.J. Sadler, 34 Nuclear Fusion 535 (1994). В этих экспериментах наблюдалось замедление энергичных пучков ионов и их классическая диффузия, в то время как термальная плазма продолжала диффундировать аномально быстро. Причиной этого является то, что энергичные ионы пучка имеют большой гирорадиус и, по существу, являются нечувствительными к флуктуациям с длиной волны, короче, чем гирорадиус иона ( $\lambda < a_i$ ). Коротковолновые флуктуации обычно усредняются за один цикл и, таким образом, исчезают. Электроны, тем не менее, имеют гораздо меньший гирорадиус, и поэтому они реагируют на флуктуации и переносятся аномально.

Из-за аномального переноса минимальный размер плазмы должен быть, по меньшей мере, 2,8 м. Благодаря таким размерам, ИТЭР проектировался высотой 30 м и 30 м в диаметре. Это наименьший D-T реактор типа токамак, в котором возможна реакция ядерного синтеза. Для перспективных топлив, таких как D-He<sup>3</sup> и p-B<sup>11</sup>, реактор типа токамак был бы значительно больше, так как время, необходимое для того, чтобы ионы топлива вступили в ядерную реакцию, гораздо больше. Реактор токамак, использующий топливо D-T, имеет дополнительные проблемы, заключающиеся в том, что большая часть энергии продуктов реакции синтеза переносится 14 МэВ нейтронами, что вызывает, благодаря нейтронному потоку, радиационные повреждения и наведенную активность практически во всех конструкционных материалах. К тому же, преобразование энергии в электрическую должно производиться через тепловые процессы, имеющие эффективность не выше 30%.

Другой конфигурацией реактора является реактор со сталкивающимися пучками. В реакторе со сталкивающимися пучками фоновая плазма бомбардируется пучками ионов. Пучки состоят из ионов с энергией гораздо большей, чем у термальной плазмы. Генерация требуемых реакций синтеза в реакторах этого типа невозможна из-за того, что фоновая плазма замедляет ионные пучки. Были сделаны различные усовершенствования для уменьшения этого эффекта и максимального увеличения количества реакций ядерного синтеза.

В патенте США № 4065351 раскрыт способ образования противоположно направленных сталкивающихся пучков дейтронов и тритонов в тороидальной удерживающей системе. В патенте США № 4057462 для противодействия эффектам торможения одного из типов ионов в объемно-равновесной плазме вводится электромагнитная энергия. Тороидальная удерживающаяся система определена как токамак. В патенте США № 4894199 пучки дейтерия и трития инжектируются и захватываются с одинаковой средней скоростью в токамаке, пробкотроне или конфигурации с обращенным полем. Холодная фоновая плазма низкой плотности присутствует исключительно для захвата пучков. Пучки вступают в реакцию, т.к. они имеют высокую температуру, а замедление вызвано главным образом электронами, которые сопровождают инжектируемые ионы. Электроны нагреваются ионами, поэтому в этом случае замедление минимально.

Тем не менее, ни в одном из этих устройств равновесное электрическое поле не играет никакой роли. Более того, отсутствует не только попытка уменьшить, но даже рассмотреть, аномальный перенос.

В других патентах рассматриваются электростатическое удержание ионов и магнитное удержание ионов. В частности, в патенте США № 3258402 и патенте США № 3386883 раскрыто электростатическое удержание ионов и инерционное удержание электронов. В патенте США № 3530036, патенте США № 3530497, патенте США № 4233537 раскрыто электростатическое удержание ионов и магнитное удержание электронов с помощью магнитных мультипольных отражающих стенок с каспами. В патенте США № 4826646 раскрыты точечные каспы. Ни в одном из этих патентов не раскрыто электростатическое удержание электронов и магнитное удержание ионов. Несмотря на большое число исследовательских проектов по электростатическому удержанию ионов, ни один из них не достиг успеха в образовании электростатического поля, требуемого для того, чтобы ионы имели достаточную плотность в реакторе синтеза. Но ни в одном из указанных выше патентов не раскрыта магнитная топология конфигурации с обращенным полем.

Конфигурация с обращенным полем (КОП) была открыта случайно в 1960 году в Исследователь-

ской лаборатории Naval во время экспериментов по тета-пинч. Обычная топология КОП, в которой внутренне магнитное поле имеет обратное направление, изображена на фиг. 8 и 10, а орбиты частиц в КОП показаны на фиг. 11 и 14. Многие исследовательские программы, имеющие отношение к КОП, были поддержаны в США и Японии. Всесторонний обзор публикаций по теории и экспериментам в области исследований КОП с 1960 по 1988 г.г. подготовлен M. Tuszewski, 28 Nuclear Fusion 2033 (1988). Описание исследований в 1996 году и рекомендации для дальнейших исследований приведены в белых страницах по развитию КОП (см. L.C. Steinhauer et al., 30 Fusion Technology 116, 1996). До настоящего времени в экспериментах КОП формировался методом тета-пинч. Следствием применения этого метода формирования является то, что и ионы, и электроны переносят половину тока, что дает в результате пренебрежимо малое электростатическое поле в плазме и отсутствие электростатического удержания. Ионы и электроны в указанных КОП удерживаются при помощи магнитного поля. Практически во всех КОП экспериментах допускается аномальный перенос. См., например, Tuszewski, начало раздела 1.5.2, на стр. 2072).

### **Краткое изложение существа изобретения**

В основу настоящего изобретения поставлена задача создания способа и устройства для удержания плазмы, в котором ионы плазмы удерживаются при помощи магнитного поля на стабильных широких орбитах, а электроны удерживаются электростатически в потенциальной яме, причем осуществляют одновременное электростатическое удержание электронов и магнитное удержание ионов, что позволяет избегать аномального переноса и использовать классическое удержание как для электронов, так и для ионов. В этой конфигурации ионы могут иметь требуемые плотность и температуру такие, что при столкновениях они сливаются вместе под действием ядерных сил, высвобождая энергию синтеза.

В предпочтительном варианте осуществления изобретения система удержания плазмы состоит из камеры, генератора магнитного поля для наложения магнитного поля в направлении вдоль главной оси и кольцеобразного слоя плазмы, состоящего из циркулирующего пучка ионов. Ионы пучка кольцеобразного слоя плазмы удерживаются на орбитах в камере при помощи магнитного поля, а электроны удерживаются в электростатической потенциальной яме. В одном из предпочтительных вариантов осуществления изобретения генератор магнитного поля содержит токовую катушку. Предпочтительно, система дополнительно содержит пробковые катушки, расположенные около концов камеры, увеличивающие силу приложенного магнитного поля у концов камеры. Система может также включать инжектор пучка для инжекции нейтрализованного пучка ионов в приложенное магнитное поле, причем пучок попадает на орбиту благодаря силе, вызываемой приложенным магнитным полем. В другом предпочтительном варианте осуществления изобретения система, формирующая магнитное поле, имеет топологию конфигурации с обращенным полем.

Согласно второму аспекту настоящего изобретения предложен способ удержания плазмы, в котором осуществляют магнитное удержание ионов на орбитах внутри магнитного поля и электростатическое удержание электронов в потенциальной яме. Приложенное магнитное поле может быть настроено для генерации электростатического поля и управления им. В одном варианте способа поле настраивается таким образом, что средняя скорость электронов приблизительно равна нулю. В другом варианте поле настраивается таким образом, что средняя скорость электронов имеет такое же направление, как и средняя скорость ионов. Еще в одном варианте способа формируется магнитное поле конфигурации с обращенным полем, в котором удерживается плазма.

В одном предпочтительном варианте осуществления изобретения кольцевой слой плазмы удерживается в магнитном поле конфигурации с обращенным полем. Слой плазмы состоит из положительно заряженных ионов, причем практически все ионы являются неадиабатическими, а электроны удерживаются в электростатической потенциальной яме. Вызывают вращение слоя плазмы и формирование собственного магнитного поля достаточной величины для обращения поля.

В других вариантах осуществления изобретения плазма может состоять, по меньшей мере, из ионов двух различных типов, один или оба из них могут быть перспективными видами топлива.

Наличие неадиабатической плазмы энергичных ионов на широких орбитах обычно предотвращает аномальный перенос ионов. Это может быть достигнуто в КОП, так как магнитное поле исчезает (т.е. равно нулю) на поверхности внутри плазмы. Ионы, имеющие широкие орбиты, обычно нечувствительны к коротковолновым флуктуациям, вызывающим аномальный перенос.

Магнитное удержание неэффективно для электронов, так как они имеют малый гирорадиус, благодаря своей малой массе, и, следовательно, являются чувствительными к коротковолновым флуктуациям, вызывающим аномальный перенос. Поэтому электроны эффективно удерживаются в глубокой потенциальной яме при помощи электростатического поля, что обычно предотвращает аномальный перенос энергии электронами. Электроны, покидающие область удержания, должны пройти от области с высокой плотностью около нулевой поверхности до поверхности плазмы. В процессе этого большая часть их энергии затрачивается на выход из потенциальной ямы. Когда электроны достигают поверхности плазмы и выходят вместе с ионами - продуктами реакции синтеза, у них остается мало энергии для переноса. Сильное электростатическое поле также заставляет дрейфовые орбиты ионов вращаться в диамагнитном направлении и, таким образом, удерживает их. Электростатическое поле дополнительно обеспечивает

механизм охлаждения для электронов, что уменьшает излучательные потери.

Увеличенная удерживающая способность позволяет применять перспективные топлива, такие как  $D-He^3$  и  $p-B^{11}$ , так же как и нейтронные реагенты, такие как  $D-D$  и  $D-T$ . В реакции  $D-He^3$  быстрые нейтроны образуются во вторичных реакциях, что является преимуществом перед реакцией  $D-T$ . Реакция  $p-B^{11}$  и ей подобные являются предпочтительными, так как это позволяет полностью исключить проблему быстрых нейтронов.

Другим преимуществом перспективных топлив является прямое преобразование энергии реакции синтеза, поскольку продукты реакции синтеза являются движущимися заряженными частицами, создающими электрический ток. Это является важным преимуществом, например, перед токамаками, где для преобразования кинетической энергии быстрых нейтронов в электричество используется процесс теплового преобразования. Эффективность процесса теплового преобразования ниже, как правило, чем 30%, тогда как эффективность прямого преобразования энергии может достигать 90%.

#### Краткое описание чертежей

Другие аспекты и особенности настоящего изобретения раскрыты в описании предпочтительных вариантов воплощения изобретения со ссылками на сопровождающие чертежи, на которых

- фиг. 1А и 1В изображают силу Лоренца, действующую на положительный и отрицательный заряд;
- фиг. 2А и 2В - ларморовские орбиты заряженных частиц в постоянном магнитном поле;
- фиг. 3 -  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейф;
- фиг. 4 - градиентный дрейф;
- фиг. 5 - адиабатическую орбиту частицы в токамаке;
- фиг. 6 - неадиабатическую орбиту частицы в бетатроне;
- фиг. 7 - общий вид Интернационального Термоядерного Экспериментального Реактора (ИТЭР);
- фиг. 8 - магнитное поле конфигурации с обращенным полем (КОП);
- фиг. 9А и 9В - соответственно диамагнитное и контрдиамагнитное направления в КОП;
- фиг. 10 - пучковую систему столкновений, согласно настоящему изобретению;
- фиг. 11 - бетатронную орбиту;
- фиг. 12А и 12В - соответственно магнитное поле и направление градиентного дрейфа в КОП;
- фиг. 13А и 13В - соответственно электрическое поле и направление  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейфа в КОП;
- фиг. 14А, 14В и 14С - дрейфовые орбиты ионов;
- фиг. 15А и 15В - силу Лоренца на концах КОП;
- фиг. 16А и 16В - настройку электрического поля и электрического потенциала в пучковой системе столкновений согласно изобретению;
- фиг. 17 - распределение Максвелла;
- фиг. 18А и 18В - переходы с бетатронных орбит на дрейфовые орбиты вследствие ион-ионных столкновений под большими углами согласно изобретению;
- фиг. 19 - бетатронные орбиты А, В, С и D при учете электронно-ионных столкновений под малыми углами согласно изобретению;
- фиг. 20А, 20В и 20С - обращение магнитного поля в КОП согласно изобретению;
- фиг. 21А, 21В, 21С и 21D - эффекты, возникающие в КОП при настройке внешнего магнитного поля  $B_0$  согласно изобретению;
- фиг. 22А, 22В, 22С и 22D - результаты итерации для  $D-T$  плазмы согласно изобретению;
- фиг. 23А, 23В, 23С и 23D - результаты итерации для  $D-He^3$  плазмы согласно изобретению;
- фиг. 24 А, В, С, D показывают результаты итерации для  $p-B^{11}$  плазмы;
- фиг. 25 - общий вид камеры удержания (продольный разрез) согласно изобретению;
- фиг. 26 - нейтрализованный пучок ионов, электрически поляризованный перед вводом в камеру удержания согласно изобретению;
- фиг. 27 - вид сверху нейтрализованного пучка ионов, вступающего во взаимодействие с плазмой в камере удержания согласно изобретению;
- фиг. 28 - вид сбоку камеры удержания согласно предпочтительному варианту осуществления изобретения;
- фиг. 29 - вид сбоку камеры удержания согласно другому предпочтительному варианту осуществления изобретения;
- фиг. 30 - диаграммы отсчетов точечного магнитного зонда, указывающие на формирование КОП, согласно изобретению.

#### Подробное описание предпочтительных вариантов осуществления изобретения

В идеальном термоядерном реакторе решена проблема аномального переноса как для ионов, так и для электронов. Аномальный перенос ионов исключается благодаря магнитному удержанию в конфигурации с обращенным полем (КОП) таким образом, что большинство ионов имеют широкие, неадиабатические орбиты, что делает их нечувствительными к коротковолновым флуктуациям, вызывающим аномальный перенос адиабатических ионов. В случае электронов, аномальный перенос энергии исключается при помощи настройки приложенного внешнего магнитного поля для образования сильного электриче-

ского поля, удерживающего их электростатически в глубокой потенциальной яме. Более того, типы плазм термоядерного топлива, которые могут быть применены в данной системе удержания, не ограничены только нейтронными топливами, но, как преимущество, также включают перспективные топлива. («Перспективные топлива» R. Feldbacher & M. Heindler «Nuclear Instruments and Methods in Physics Research», A271(1988)JJ-64, North Holland Amsterdam).

Для решения проблемы аномального переноса в заявленном изобретении используется специальная конфигурация магнитного поля, а именно КОП. Более точно - наличие в КОП областей, в которых магнитное поле исчезает, делает возможным получение плазмы, состоящей главным образом из неадиабатических ионов.

### Элементарная теория

Перед тем, как описать способ и устройство, ниже приведен обзор нескольких ключевых положений, необходимых для понимания концепций, использованных в настоящем изобретении.

Сила Лоренца и орбиты частиц в магнитном поле

**Частица с электрическим зарядом  $q$ , движущаяся со скоростью**

$$\vec{v} \text{ в магнитном поле } \vec{B}, \text{ испытывает силу } \vec{F}_L, \text{ согласно выражению} \quad (1)$$

$$\vec{F}_L = q \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c}$$

Сила  $\vec{F}_L$  называется силой Лоренца, как и все формулы, используемые в настоящем обсуждении, она представлена в гауссовой системе единиц. Направление силы Лоренца зависит от знака электрического заряда  $q$ . Сила перпендикулярна как скорости, так и магнитному полю. На фиг. 1А изображена сила 30 Лоренца, действующая на положительный заряд. Скорость частицы обозначена вектором 32, вектор 34 - вектор магнитного поля. Точно так же, на фиг. 1В изображена сила 30 Лоренца, действующая на отрицательный заряд.

Сила Лоренца перпендикулярна скорости частицы, поэтому магнитное поле не может вызвать силу в направлении скорости частицы. Из второго закона Ньютона  $\vec{F} = m\vec{a}$  следует, что магнитное поле не может ускорять частицу в направлении ее скорости. Магнитное поле может только изгибать орбиту частицы, но величина ее скорости не подвержена влиянию магнитного поля.

На фиг. 2А изображена орбита положительно заряженной частицы в постоянном магнитном поле 34. В этом случае сила 30 Лоренца постоянна по величине и орбита 36 частицы представляет собой круг. Такая круговая орбита 36 называется ларморовской орбитой. Радиус круговой орбиты 36 называется гирорадиусом 38.

Обычно скорость частицы имеет компонент, параллельный магнитному полю, и компонент, перпендикулярный полю. В этом случае частица совершает два независимых движения - вращение вокруг линии магнитного поля и движение вдоль нее. Комбинация этих двух движений образует спираль, которая следует магнитной линии 40 поля (фиг. 2В).

Частица на ларморовской орбите вращается вокруг линии магнитного поля. Число радиан, проходящее в единицу времени, дает гирочастоту частицы, которая обозначается  $\Omega$  и описывается уравнением

$$\Omega = \frac{qB}{mc} \quad (2)$$

где  $m$  - масса частицы,  $c$  - скорость света. Гирорадиус  $a_L$  заряженной частицы определяется выражением

$$a_L = \frac{v_{\perp}}{\Omega} \quad (3)$$

где  $v_{\perp}$  - компонент скорости частицы, перпендикулярный магнитному полю.

### $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейф и градиентный дрейф

Электрическое поле действует на орбиты заряженных частиц (фиг. 3). На фиг. 3 магнитное поле 44 направлено на читателя. Орбита положительно заряженного иона под действием только магнитного поля 44 была бы окружностью 36, то же самое верно для электрона 42. В присутствии электрического поля 46, когда ион движется по направлению электрического поля 46, его скорость возрастает. Понятно, что ион ускоряется силой  $q\vec{E}$ . Очевидно, что согласно уравнению 3 гирорадиус иона будет увеличиваться с ростом его скорости.

В то время как ион ускоряется электрическим полем 46, магнитное поле 44 изгибает орбиту иона. В определенной точке ион меняет направление и начинает двигаться в направлении, противоположном электрическому полю 46. Когда это происходит, ион замедляется, и его гирорадиус уменьшается. Таким образом, гирорадиус иона попеременно увеличивается и уменьшается, что вызывает смещение орбиты 48 иона в сторону в направлении 50 (фиг. 3). Такое движение называется  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейфом. Подобным образом орбита 52 электрона сдвигается в том же направлении 50. Похожий дрейф может быть вызван градиентом магнитного поля 44 (фиг. 4). На фиг. 4 магнитное поле 44 направлено на читателя. Градиент магнитного поля ориентирован по направлению 56. Увеличение силы магнитного поля показано более

плотным расположением точек на фиг. 4.

Из уравнений 2 и 3 следует, что гирорадиус обратно пропорционален силе магнитного поля. Когда ион движется в направлении возрастания магнитного поля, его гирорадиус уменьшается, так как сила Лоренца возрастает, и наоборот. Таким образом, гирорадиус иона попеременно увеличивается и уменьшается, что вызывает смещение орбиты 58 иона в сторону в направлении 60. Такое движение называется градиентным дрейфом. Орбита 62 электрона смещается в противоположном направлении 64.

#### **Адиабатические и неадиабатические частицы**

Большая часть плазмы состоит из адиабатических частиц. Адиабатические частицы плотно следуют линиям магнитного поля и имеют малый гирорадиус. На фиг. 5 показана орбита 66 адиабатической частицы, которая плотно следует линии 68 магнитного поля. Линии 68 магнитного поля изображены подобно линиям поля в токамаке.

Неадиабатическая частица имеет большой гирорадиус. Она не следует линиям магнитного поля и обычно является энергичной. Существуют другие виды плазмы, состоящие из неадиабатических частиц. На фиг. 6 изображена неадиабатическая плазма для бетатрона. Полусные наконечники 70 генерируют магнитное поле 72. Орбиты 74 (фиг. 6) частиц не следуют линиям 72 магнитного поля.

#### **Излучение в плазме**

Движущиеся заряженные частицы излучают электромагнитные волны. Мощность, излучаемая частицей, пропорциональна квадрату заряда. Заряд иона равен  $Ze$ , где  $e$  - заряд электрона,  $Z$  - атомный номер. Следовательно, на каждый ион приходится  $Z$  излучающих электронов. Полная мощность, излучаемая  $Z$  электронами, пропорциональна кубу атомного номера ( $Z^3$ ).

#### **Заряженные частицы в КОП**

На фиг. 8 изображено магнитное поле КОП. Система обладает цилиндрической симметрией относительно ее оси 78. В КОП существуют две области линий магнитного поля - разомкнутых 80 и замкнутых 82. Поверхность, разделяющая две области, называется сепаратриссой 84. КОП формирует цилиндрическую нулевую поверхность 86, на которой магнитное поле исчезает. В центральной части 88 КОП не меняется заметно в осевом направлении. На концах 90 меняется довольно значительно в осевом направлении. Магнитное поле меняет свое направление вдоль центральной оси 78 в КОП, что является причиной появления термина "Обращенный" в Конфигурации с Обращенным Полем (КОП).

На фиг. 9А магнитное поле вне нулевой поверхности 94 ориентировано по направлению 96. Магнитное поле внутри нулевой поверхности ориентировано по направлению 98. Если ион движется в направлении 100, сила 30 Лоренца, действующая на него, направлена в сторону нулевой поверхности 94. Это легко понять исходя из правила правой руки. Для частиц, движущихся в направлении 102, называемом диамагнитным, сила Лоренца всегда направлена в сторону нулевой поверхности 94. Это явление имеет следствием орбиту частицы, называемую бетатронной орбитой, что будет описано ниже.

На фиг. 9В изображен ион, движущийся в направлении 104, называемом контрдиамагнитным. В этом случае сила Лоренца направлена от нулевой поверхности 94. Это явление имеет следствием орбиту частицы, называемую дрейфовой орбитой, что будет описано ниже. Диамагнитное направление для ионов является контрдиамагнитным для электронов и наоборот.

На фиг. 10 изображен кольцевой или кольцеобразный слой плазмы 106, вращающийся в направлении 102, диамагнитном для ионов. Кольцо 106 расположено вокруг нулевой поверхности 86. Магнитное поле 108, образуемое кольцевым слоем 106 плазмы, в сочетании с извне приложенным магнитным полем 110, формирует магнитное поле с топологией КОП (фиг. 8).

Пучок ионов, формирующий слой 106 плазмы, имеет некоторую температуру, следовательно, скорости ионов образуют распределение Максвелла в системе отсчета, вращающейся со средней угловой скоростью пучка ионов. Столкновения ионов с различными скоростями приводят к реакциям синтеза. Поэтому слой 106 пучка плазмы называется системой встречных пучков.

На фиг. 11 изображен основной тип орбит ионов в системе встречных пучков, называемый бетатронной орбитой 112.

Бетатронная орбита 112 может быть описана как синусная волна с центром на нулевой окружности 114. Как указано выше, магнитное поле на нулевой окружности 114 исчезает. Плоскость орбиты 112 перпендикулярна оси 78 КОП. Ионы на этой орбите движутся в диамагнитном для них направлении 102 от начальной точки 116. Ионы на бетатронной орбите совершают два типа движения: осцилляция в радиальном направлении (перпендикулярно нулевой окружности 114) и поступательное движение вдоль нулевой окружности 114.

На фиг. 12А представлена диаграмма магнитного поля 118 в КОП. Поле 118 вычислено, исходя из одномерной равновесной модели, обсуждаемой ниже. Горизонтальная ось представляет расстояние в сантиметрах от оси 78 КОП. Магнитное поле представлено в килогауссах. Как видно из фиг. 12А, магнитное поле 118 исчезает на нулевой окружности 120.

Как показано на фиг. 12В, частица, движущаяся около нулевой окружности, находится в градиенте 126 магнитного поля, направленного от нулевой поверхности 86. 122 изображает вектор магнитного поля вне нулевой окружности, 124 - вектор магнитного поля внутри нулевой окружности. Направление гради-

ентного дрейфа задается векторным произведением  $\vec{B} \times \nabla B$ , где  $\nabla B$  является градиентом магнитного поля. По правилу правой руки видно, что направление градиентного дрейфа является контрдиамагнитным направлением для ионов как вне, так и внутри нулевой окружности 128.

На фиг. 13А представлена диаграмма электрического поля 130 в КОП. Поле 130 вычислено, исходя из одномерной равновесной модели, обсуждаемой ниже. Горизонтальная ось представляет собой расстояние в сантиметрах от оси 78 КОП. Электрическое поле представлено в вольтах/см. Как видно из фиг. 13А, электрическое поле 130 исчезает в окрестности радиуса нулевой окружности 120.

Как показано на фиг. 13В, электрическое поле не является удерживающим для ионов, оно направлено от нулевой поверхности 132, 134. Магнитное поле, как и в предыдущем случае, ориентировано в направлениях 122, 124. По правилу правой руки видно, что направление  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейфа является диамагнитным направлением для ионов как вне, так и внутри нулевой поверхности 136.

На фиг. 14А и 14В изображен другой тип обычной орбиты в КОП, называемый дрейфовой орбитой 138. Дрейфовая орбита 138 может находиться вне нулевой поверхности (фиг. 14А) или внутри ее (фиг. 14В). Дрейфовые орбиты 138 вращаются в диамагнитном направлении, если доминирующим является  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейф, или в контрдиамагнитном направлении, если доминирующим является градиентный дрейф. Дрейфовые орбиты 138 вращаются в диамагнитном направлении 102 от начальной точки 116.

Как показано на фиг. 14С, дрейфовая орбита может быть представлена в виде маленькой окружности, катящейся по большей окружности. Маленькая окружность 142 вращается вокруг своей оси в направлении стрелки 144. Она также катится по большой окружности 146 в направлении 102. Точка 140 описывает в пространстве траекторию, аналогичную траектории 138.

На фиг. 15А и 15В показано направление силы Лоренца на концах КОП. На Фиг. 15А показан ион, движущийся в диамагнитном направлении 102 со скоростью 148 в магнитном поле 150. Применяя правило правой руки, можно заметить, что сила 152 Лоренца в основном толкает ион обратно в область замкнутых линий поля. Следовательно в этом случае сила 152 Лоренца является удерживающей для ионов. На фиг. 15В показан ион, движущийся в контрдиамагнитном направлении со скоростью 148 в магнитном поле 150. Применяя правило правой руки, можно заметить, что сила 152 Лоренца в основном выталкивает ион в область разомкнутых линий поля. Следовательно, в этом случае сила 152 Лоренца не является удерживающей для ионов.

#### Магнитное и электростатическое удержание в КОП

Слой 106 плазмы (фиг. 10) может быть сформирован в КОП инъекцией пучка энергичных ионов около нулевой поверхности 86 в направлении 102, диамагнитном для ионов. Различные способы формирования КОП и кольца плазмы описаны ниже. В слое 106 вращающейся плазмы большинство ионов имеют бетатронные орбиты 112 (фиг. 11), являются энергичными и неадиабатическими, т.е. они являются нечувствительными к коротковолновым флуктуациям, вызывающим аномальный перенос.

При изучении слоя 106 плазмы в равновесных условиях было обнаружено, что из сохранения момента следует соотношение между угловой скоростью ионов  $\omega_i$  и угловой скоростью электронов  $\omega_e$ .

Вывод этого соотношения представлен ниже вместе с теорией данного изобретения. Соотношение имеет вид

$$\omega_e = \omega_i \left[ 1 - \frac{\omega_i}{\Omega_0} \right], \text{ где } \Omega_0 = \frac{ZeB_0}{m_i c} \quad (4)$$

где  $Z$  - атомный номер,  $m_i$  - масса иона,  $e$  - заряд электрона,  $B_0$  - величина приложенного магнитного поля,  $c$  - скорость света. В соотношении присутствуют три свободных параметра: приложенное магнитное поле  $B_0$ , угловая скорость электрона  $\omega_e$  и угловая скорость иона  $\omega_i$ . Если два из них известны, третий может быть определен из уравнения 4.

Так как слой 106 плазмы формируется инъекцией пучка ионов в КОП, угловая скорость ионов  $\omega_i$  определяется кинетической энергией пучка  $W_i$  согласно выражению

$$W_i = \frac{1}{2} m_i V_i^2 = \frac{1}{2} m_i (\omega_i r_0)^2$$

где  $V_i = \omega_i r_0$ ,  $V_i$  - скорость инъекции ионов,  $\omega_i$  - циклотронная частота ионов,  $r_0$  - радиус нулевой поверхности 86. Кинетическая энергия электронов в пучке не учитывается, так как масса электрона  $m_e$  много меньше массы иона  $m_i$ .

Для фиксированной скорости инъекции  $\omega_i$  приложенное магнитное поле  $B_0$  может быть подобрано таким образом, что могут быть получены различные значения  $\omega_e$ . Как будет показано ниже, настройка внешнего магнитного поля  $B_0$  также приводит к получению различных значений электростатического поля внутри слоя плазмы (фиг. 16А и 16В). На фиг. 16А приведены три зависимости электрического поля (В/см), полученные для одной и той же скорости инъекции  $\omega_i = 1,35 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ , но при трех различных значениях приложенного магнитного поля  $B_0$ :

Таблица

Диаграмма	Приложенное магнитное поле ( $B_0$ )	Угловая скорость электрона ( $\omega_e$ )
154	$B_0 = 2,77$ кГс	$\omega_e = 0$
156	$B_0 = 5,15$ кГс	$\omega_e = 0,625 \times 10^7$ с <sup>-1</sup>
158	$B_0 = 15,5$ кГс	$\omega_e = 1,11 \times 10^7$ с <sup>-1</sup>

Значения  $\omega_e$  в приведенной выше таблице были определены согласно уравнению 4. Можно заметить, что  $\omega_e > 0$  означает, что в уравнении  $4 \Omega_0 > \omega_e$ , т.е. электроны вращаются в контрдиаманитном направлении. На фиг. 16В приведен электрический потенциал (в вольтах) для одного и того же набора  $B_0$  и  $\omega_e$ . Горизонтальные оси на фиг. 16А и 16В представляют собой расстояние от оси 78 КОП, приведенное на диаграммах в сантиметрах. Аналитические выражения для электрического поля и электрического потенциала будут даны ниже. Эти выражения сильно зависят от  $\omega_e$ .

Приведенные выше результаты можно объяснить исходя из простых физических принципов. Когда ионы вращаются в диаманитном направлении, ионы магнитно удерживаются благодаря силе Лоренца (фиг. 19А). Для электронов, вращающихся в том же направлении, что и ионы, сила Лоренца имеет противоположную направленность, поэтому электроны не удерживаются. Электроны покидают плазму, в результате создается избыточный положительный заряд. При этом образуется электрическое поле, препятствующее другим электронам покидать плазму. Направление и величина этого электрического поля в случае равновесия определяется сохранением момента количества движения. Электрическое поле играет существенную роль в переносе как электронов, так и ионов. Важным аспектом настоящего изобретения является то, что внутри слоя 106 плазмы создается сильное электростатическое поле, величина этого электростатического поля управляется величиной приложенного магнитного поля  $B_0$ , которая может легко регулироваться.

Как указывалось выше, электростатическое поле является удерживающим для электронов, если  $\omega_e > 0$ . Как показано на фиг. 16В, глубина потенциальной ямы может быть увеличена настройкой приложенного магнитного поля  $B_0$ . За исключением очень узкой области около нулевой окружности электроны всегда имеют маленький гирорадиус. Следовательно, электроны реагируют на коротковолновые флуктуации аномально высокой скоростью диффузии. Эта диффузия, фактически, помогает поддерживать потенциальную яму при текущей термоядерной реакции. Ионы - продукты термоядерной реакции, обладающие гораздо большей энергией, покидают плазму. Для поддержания зарядовой квазинейтральности продукты термоядерной реакции должны вытягивать из плазмы вместе с собой и электроны, главным образом забирая электроны с поверхности слоя плазмы. Плотность электронов на поверхности плазмы очень низка, и электроны, покидающие плазму вместе с продуктами термоядерной реакции, должны замещаться, в противном случае потенциальная яма исчезнет.

На фиг. 17 приведено распределение 162 электронов Максвелла. Только очень энергичные электроны из хвоста 160 распределения Максвелла могут достичь поверхности плазмы и покинуть ее вместе с ионами реакции синтеза. Хвост 160 распределения 162 непрерывно пополняется электрон-электронными столкновениями в области с высокой плотностью около нулевой поверхности. Энергичные электроны по-прежнему имеют малый гирорадиус, так что аномальная диффузия позволяет им достигать поверхности достаточно быстро для компенсации вылета ионов -продуктов термоядерного синтеза. Энергичные электроны теряют свою энергию, выходя из потенциальной ямы, и вылетают с очень низкой энергией. Благодаря аномальному переносу, электроны могут быстро пересекать магнитное поле, потерь энергии, связанных с аномальным переносом, удается избежать, так как переносится малое количество энергии.

Другим следствием наличия потенциальной ямы является механизм сильного охлаждения для электронов, подобный испарительному охлаждению. Например, для испарения воды ей требуется сообщить скрытую теплоту испарения. Источником этой теплоты является оставшаяся жидкая вода и окружающая среда, которые затем быстро приходят в состояние термического равновесия в направлении более низких температур, быстрее, чем процессы переноса теплоты могут возместить энергию. Аналогично, в случае электронов, глубина потенциальной ямы является эквивалентом скрытой теплоты испарения воды. Электроны получают энергию, требуемую для выхода из потенциальной ямы благодаря процессам перехода в состояние термического равновесия, которые возобновляют энергию в хвосте распределения Максвелла таким образом, что электроны могут вылетать. Соответственно, этот процесс имеет следствием понижение температуры электронов, так как он гораздо быстрее любого процесса нагревания. Из-за различия в массах между электронами и протонами время передачи энергии от протонов примерно в 1800 раз меньше, чем время перехода в состояние термического равновесия электронов. Этот механизм охлаждения также снижает радиационные потери для электронов, что является особенно важным для перспективных топлив, где радиационные потери повышены благодаря ионам топлива с атомным номером  $Z > 1$ .



Электростатическое поле также влияет на перенос ионов. Большая часть орбит частиц в слое 106 плазмы являются бетатронными орбитами 112. Столкновения под большими углами, то есть столкновения с углами рассеяния между  $90^\circ$  и  $180^\circ$ , могут изменить бетатронную орбиту на дрейфовую орбиту. Как описано выше, направление вращения дрейфовой орбиты определяется конкуренцией между  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейфом и градиентным дрейфом. Если  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейф является доминирующим, дрейфовая орбита вращается в диамагнитном направлении. Если доминирующим является градиентный дрейф, дрейфовая орбита вращается в контрдиамагнитном направлении (фиг. 18А и 18В). На фиг. 18А показан переход с бетатронной орбиты на дрейфовую орбиту, вызванный столкновением под углом  $180^\circ$ , произошедшим в точке 172. Дрейфовая орбита продолжает вращаться в диамагнитном направлении, так как  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейф является доминирующим. На фиг. 18В показано другое столкновение под углом  $180^\circ$ , но в этом случае электрическое поле слабо и доминирующим является градиентный дрейф. Соответственно, дрейфовая орбита вращается в контрдиамагнитном направлении.

Направление вращения дрейфовой орбиты определяет, является ли она удерживаемой или нет. Частица, движущаяся по дрейфовой орбите, может также иметь скорость, параллельную оси КОП. Время, требуемое частице для прохождения от одного конца КОП до другого в результате ее движения, параллельного оси, называется временем прохождения. Таким образом, дрейфовые орбиты достигают конца КОП за время порядка времени прохождения. Как показано на фиг. 15А, сила Лоренца на концах является удерживающей только для дрейфовых орбит, вращающихся в диамагнитном направлении. Следовательно, по прошествии времени прохождения, ионы на дрейфовых орбитах, вращающихся в контрдиамагнитном направлении, будут потеряны.

Это явление ответственно за механизм потери ионов, который присутствует во всех экспериментах с КОП. Фактически в этих экспериментах ионы переносят половину тока, а электроны переносят другую половину. В этих условиях электрическое поле в плазме является пренебрежимо малым, и градиентный дрейф всегда доминирует над  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейфом. Отсюда все дрейфовые орбиты, образованные при столкновениях под большими углами, будут потеряны по прошествии времени прохождения. Эти эксперименты дают скорость диффузии ионов большую, чем это предсказывается оценками, основанными на классической диффузии.

В присутствии сильного электростатического поля  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейф доминирует над градиентным дрейфом, и дрейфовые орбиты вращаются в диамагнитном направлении (фиг. 18А). Когда такие орбиты достигают концов КОП, они отражаются назад силой Лоренца в область с замкнутыми линиями поля, таким образом, они остаются удерживаемыми в системе.

Электростатическое поле в системе встречных пучков может быть достаточно сильным, так что  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейф доминирует над градиентным дрейфом. Таким образом, электростатическое поле системы позволяет избежать переноса ионов, исключая механизм потери ионов, аналогичный конусу потерь в устройстве с магнитными пробками.

Другой аспект диффузии ионов можно понять при рассмотрении эффекта малоугловых ион-электронных столкновений на бетатронных орбитах 112 (фиг. 19А). На фиг. 19В показана та же орбита 112 при наличии малоугловых ион-электронных столкновений 174, на фиг. 19С показана орбита с фиг. 19В с временем следования по ней в десять раз большим 176, на фиг. 19D показана орбита с фиг. 19В с временем следования по ней в двадцать раз большим 178. Можно видеть, что вследствие малоугловых ион-электронных столкновений топология бетатронных орбит не меняется, однако, амплитуда их радиальных осцилляции растет со временем. Орбиты, показанные на фиг. 19А-19D утолщаются со временем, что указывает на классическую диффузию.

#### Краткое изложение теории, положенной в основу данного изобретения

Для моделирования изобретения использовалась одномерная равновесная модель системы встречных пучков (фиг. 10). Результаты, приведенные выше, были получены при помощи этой модели. Модель показывает, как вывести равновесные выражения для плотностей частиц, магнитного поля, электрического поля и электрического потенциала. Равновесная модель верна для плазмы топлива с одним типом ионов (например, реакции D-D) или для нескольких типов ионов (например, D-T, D-He<sup>3</sup>, и p-B<sup>11</sup>).

#### Уравнения Власова-Максвелла

Равновесное решение для плотности частиц и электромагнитных полей в КОП получено самосогласованным решением уравнений Власова-Максвелла:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) f_j + \frac{e_j}{m_j} \left[ \vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right] \cdot \nabla_v f_j = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_j e_j \int \vec{v} f_j d\vec{v} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi \sum_j e_j \int f_j d\vec{v} \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (9)$$

где  $j=e, i$  и  $i=1, 2, \dots$  для электронов и каждого типа ионов. При равновесии все физические величины не зависят от времени (т.е.  $\partial/\partial t = 0$ ). Для решения уравнений Власова-Максвелла были сделаны следующие допущения и приближения:

(а) Все равновесные величины независимы от положения на оси  $z$  (т.е.  $\partial/\partial z = 0$ ). Это соответствует случаю рассмотрения плазмы, не ограниченной в осевом направлении; т.е. модель верна только для центральной части 88 КОП;

(б) Система обладает цилиндрической симметрией. Отсюда, все равновесные величины не зависят от  $\theta$  (т.е.  $\partial/\partial \theta = 0$ );

(в) Закон Гаусса, уравнение (8), заменено условием квазинейтральности:  $\sum_j n_j e_j = 0$

При допущении бесконечной осевой протяженности КОП и цилиндрической симметрии все равновесные величины будут зависеть только от радиальной координаты  $r$ . По этой причине рассматриваемая равновесная модель названа одномерной. При таких допущениях и приближениях уравнения Власова-Максвелла сводятся к:

$$(\vec{v} \cdot \nabla) f_j + \frac{e_j}{m_j} \vec{E} \cdot \nabla f_j + \frac{e_j}{m_j c} [\vec{v} \times \vec{B}] \cdot \nabla f_j = 0 \quad (10)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_j e_j \int \vec{v} f_j d\vec{v} \quad (11)$$

$$\sum_a n_j e_j = 0 \quad (12)$$

#### Распределения жесткого ротатора

Для решения уравнений 10-12 необходимо выбрать функции распределения, адекватно описывающие вращающиеся пучки электронов и ионов в КОП. Для этой цели обоснованным выбором являются так называемые распределения жесткого ротатора, которые представляют собой распределения Максвелла в равномерно вращающейся системе координат. Распределения жесткого ротатора являются функциями констант движения:

$$f_j(r, \vec{v}) = \left( \frac{m_j}{2\pi T_j} \right)^{\frac{3}{2}} n_j(0) \exp \left[ -\frac{\varepsilon_j - \omega_j P_j}{T_j} \right] \quad (13)$$

где  $m_j$  - масса частицы,  $\vec{v}$  - скорость,  $T_j$  - температура,  $n_j(0)$  - плотность при  $r=0$ , и  $\omega_j$  - константа. Константы движения задаются выражениями:

$$\varepsilon_j = \frac{m_j}{2} v^2 + e_j \Phi \quad (\text{для энергии}) \text{ и}$$

$$P_j = m_j (xv_y - yv_x) + \frac{e_j}{c} \Psi \quad (\text{для канонического углового момента}),$$

где  $\Phi$  - электростатический потенциал и  $\Psi$  - функция потока. Электромагнитные поля:

$$E_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (\text{электрическое поле}) \text{ и}$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (\text{магнитное поле})$$

Подстановка выражений для энергии и канонического углового момента в уравнение 13 дает

$$f_j(r, \vec{v}) = \left( \frac{m_j}{2\pi T_j} \right)^{\frac{3}{2}} n_j(r) \exp \left\{ -\frac{m_j}{2T_j} |\vec{v} - \vec{\omega}_j \times \vec{r}|^2 \right\} \quad (14)$$

где

$$|\vec{v} - \vec{\omega}_j \times \vec{r}|^2 = (v_x + y\omega_j)^2 + (v_y - x\omega_j)^2 + v_z^2$$

и

$$n_j(r) = n_j(0) \exp \left\{ -\frac{1}{T_j} \left[ e_j \left( \Phi + \frac{\omega_j}{c} \Psi \right) - \frac{m_j}{2} \omega_j^2 r^2 \right] \right\} \quad (15)$$

То, что средняя скорость в уравнении 14 представляет собой равномерно вращающийся вектор,

привело к наименованию "жесткий ротатор". Выбор распределений жесткого ротатора для описания электронов и ионов в КОП оправдан тем, что единственными решениями, удовлетворяющими уравнению Власова (10), являются распределения жесткого ротатора (т.е. уравнение 10). Далее следует доказательство данного предположения.

#### Доказательство

Пусть решение уравнения Власова (10) будет в форме смещенного Максвеллиана:

$$f_j(\vec{r}, \vec{v}) = \left( \frac{m_j}{2\pi T_j(r)} \right)^{\frac{3}{2}} n_j(r) \exp \left[ -\frac{m_j}{2T_j(r)} (\vec{v} - \vec{u}_j(r))^2 \right] \quad (16)$$

т.е. Максвеллиан с плотностью частиц  $n_j(r)$ , температурой  $T_j(r)$  и средней скоростью  $u_j(r)$ , являющимися случайными функциями положения. Подстановка уравнения (16) в уравнение Власова (10) показывает, что температуры  $T_j(r)$  должны быть константами; средние скорости  $\vec{u}_j(r)$  должны быть равномерно вращающимися векторами; плотности частиц  $n_j(r)$  должны быть в форме (15). Подстановка (16) в (10) дает полиномиальное уравнение третьего порядка по  $\vec{v}$ :

$$\begin{aligned} \vec{v} \cdot \nabla (\ln n_j) + \frac{m_j (\vec{v} - \vec{u}_j)}{T_j} \cdot (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{u}_j + \frac{m_j (\vec{v} - \vec{u}_j)^2}{2T_j^2} (\vec{v} \cdot \nabla) T_j, \dots \\ \dots + \frac{e_j}{T_j} \vec{E} \cdot (\vec{v} - \vec{u}_j) - \frac{e_j}{T_j c} [\vec{v} \times \vec{B}] \cdot (\vec{v} - \vec{u}_j) = 0. \end{aligned}$$

Группировка членов, содержащих одинаковые степени  $\vec{v}$ , дает

$$\begin{aligned} \frac{m_j}{2T_j^2} |\vec{v}|^2 (\vec{v} \cdot \nabla T_j) \dots \\ \dots + \frac{m_j}{T_j} (\vec{v} \cdot \nabla \vec{u}_j \cdot \vec{v}) - \frac{m_j}{T_j^2} (\vec{v} \cdot \vec{u}_j) (\vec{v} \cdot \nabla T_j) \dots \\ \dots + \vec{v} \cdot \nabla (\ln n_j) + \frac{m_j}{2T_j^2} |\vec{u}_j|^2 (\vec{v} \cdot \nabla T_j) - \frac{m_j}{T_j} (\vec{v} \cdot \nabla \vec{u}_j \cdot \vec{u}_j) - \frac{e_j}{T_j} \vec{v} \cdot \vec{E} + \frac{e_j}{c T_j} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{u}_j \dots \\ \dots + \frac{e_j}{T_j} \vec{E} \cdot \vec{u}_j = 0 \end{aligned}$$

Чтобы данное полиномиальное уравнение было верно для всех  $\vec{v}$ , коэффициенты при каждой степени  $\vec{v}$  должны быть нулевыми. Уравнение третьего порядка дает  $T_j(r) = \text{const}$ . Уравнение второго порядка дает

$$\begin{aligned} \vec{v} \cdot \nabla \vec{u}_j \cdot \vec{v} = \begin{pmatrix} v_x & v_y & v_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial x} & \frac{\partial u_z}{\partial x} \\ \frac{\partial u_x}{\partial y} & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{\partial u_z}{\partial y} \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} & \frac{\partial u_y}{\partial z} & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \\ = v_x^2 \frac{\partial u_x}{\partial x} + v_y^2 \frac{\partial u_y}{\partial y} + v_z^2 \frac{\partial u_z}{\partial z} + v_x v_y \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) \dots \\ \dots + v_x v_z \left( \frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) + v_y v_z \left( \frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) = 0 \end{aligned}$$

Чтобы это было верно при всех  $\vec{v}$ , должно выполняться условие

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{\partial u_y}{\partial y} = \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad \text{и} \quad \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) = \left( \frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) = \left( \frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) = 0$$

что в общем случае имеет решением

$$\vec{u}_j(\vec{r}) = (\vec{\omega}_j \times \vec{r}) + \vec{u}_{0j} \quad (17)$$

В цилиндрических координатах пусть  $\vec{u}_{0j} = 0$  и  $\vec{\omega}_j = \omega_j \hat{z}$ , что соответствует инжекции перпендикулярно магнитному полю в направлении  $\hat{z}$ . При этом  $\vec{u}_j(\vec{r}) = \omega_j r \hat{\theta}$ .

Уравнение нулевого порядка определяет, что электрическое поле должно иметь радиальную направленность, т.е.  $\vec{E} = E_r \hat{r}$ . Теперь уравнение первого порядка имеет вид

$$\vec{v} \cdot \nabla (\ln n_j) - \frac{m_j}{T_j} (\vec{v} \cdot \nabla \vec{u}_j \cdot \vec{u}_j) - \frac{e_j}{T_j} \vec{v} \cdot \vec{E} + \frac{e_j}{c T_j} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{u}_j = 0 \quad (18)$$

Второй член в (18) может быть переписан с

$$\nabla \vec{u}_j \cdot \vec{u}_j = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_r}{\partial r} & \frac{\partial u_\theta}{\partial r} & \frac{\partial u_z}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} & \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} & \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \\ \frac{\partial u_r}{\partial z} & \frac{\partial u_\theta}{\partial z} & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \omega_j & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \omega_j r \\ 0 \end{pmatrix} = \omega_j^2 r \hat{r} \quad (19)$$

Четвертый член в (18) может быть переписан с

$$\begin{aligned} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{u}_j &= \vec{v} \cdot (\vec{B} \times \vec{u}_j) = \vec{v} \cdot ((\nabla \times \vec{A}) \times \vec{u}_j) = \vec{v} \cdot \left[ \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) \hat{z} \right) \times (-\omega_j r \hat{\theta}) \right] \\ &= \vec{v} \cdot \omega_j \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) \hat{r} \end{aligned} \quad (20)$$

С использованием (19) и (20) уравнение первого порядка (18) принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial r} (\ln n_j) - \frac{m_j}{T_j} \omega_j^2 r - \frac{e_j}{T_j} E_r + \frac{e_j \omega_j}{c T_j} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta(r)) = 0.$$

Решением этого уравнения является

$$n_j(r) = n_j(0) \exp \left[ \frac{m_j \omega_j^2 r^2}{2 T_j} - \frac{e_j \Phi(r)}{T_j} - \frac{e_j \omega_j r A_\theta(r)}{c T_j} \right] \quad (21)$$

где  $E_r = d\Phi/dr$  и  $n_j(0)$  дается

$$n_j(0) = n_{j0} \exp \left[ -\frac{m_j \omega_j^2 r_0^2}{2 T_j} + \frac{e_j \Phi(r_0)}{T_j} + \frac{e_j \omega_j r_0 A_\theta(r_0)}{c T_j} \right] \quad (22)$$

Отсюда,  $n_{j0}$  является максимумом плотности при  $r_0$ .

#### Решение уравнений Власова-Максвелла

Когда доказано, что описание ионов и электронов осуществляется с помощью распределений жестких ротаторов, уравнение Власова (10) заменяется его моментами первого порядка, т.е.,

$$-n_j m_j r \omega_j^2 = n_j e_j \left[ E_r + \frac{r \omega_j}{c} B_z \right] - T_j \frac{dn_j}{dr} \quad (23)$$

которые являются уравнениями сохранения момента количества движения. Система уравнений для получения равновесного решения упрощается до

$$-n_j m_j r \omega_j^2 = n_j e_j \left[ E_r + \frac{r \omega_j}{c} B_z \right] - T_j \frac{dn_j}{dr} \quad j = e, i = 1, 2, \dots \quad (24)$$

$$-\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} = -\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} j_\theta = \frac{4\pi}{c} r \sum_j n_j e_j \omega_j \quad (25)$$

$$\sum_j n_j e_j \cong 0 \quad (26)$$

#### Решение для плазмы с одним типом ионов

Сначала рассмотрим случай с одним типом полностью ободранных ионов. Электрические заряды задаются  $e_j = -e, Ze$ . Решение в (24) уравнения для электронов относительно  $E_r$  дает

$$E_r = \frac{m}{e} r \omega_e^2 - \frac{r \omega_e}{c} B_z - \frac{T_e}{en_e} \frac{dn_e}{dr} \quad (27)$$

и исключение  $E_r$  из ионного уравнения дает

$$\frac{1}{r} \frac{d \log n_i}{dr} = \frac{Z_i e (\omega_i - \omega_e)}{c T_i} B_z - \frac{Z_i T_e}{T_i} \frac{1}{r} \frac{d \log n_e}{dr} + \frac{m_i \omega_i^2}{T_i} + \frac{m Z_i \omega_e^2}{T_i} \quad (28)$$

Дифференцирование (28) по  $r$ , замена  $dB_z/dr$  на (25) дает

$$-\frac{dB_z}{dr} = \frac{4\pi}{c} n_e e r (\omega_i - \omega_e) \quad \text{и} \quad Z_i n_i = n_e$$

с  $T_e = T_i = \text{const}$ , и постоянными  $\omega_i$ ,  $\omega_e$ , получим

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d \log n_i}{dr} = -\frac{4\pi n_e Z_i e^2 (\omega_i - \omega_e)^2}{T_i c^2} - \frac{Z_i T_e}{T_i} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d \log n_e}{dr} \quad (29)$$

Вводим новую переменную  $\xi$ ,

$$\xi = \frac{r^2}{2r_0^2} \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} = \frac{1}{r_0^4} \frac{d^2}{d^2 \xi} \quad (30)$$

(29) может быть выражено через новую переменную  $\xi$ :

$$\frac{d^2 \log n_i}{d^2 \xi} = -\frac{4\pi n_e Z_i e^2 r_0^4 (\omega_i - \omega_e)^2}{T_i c^2} - \frac{Z_i T_e}{T_i} \frac{d^2 \log n_e}{d^2 \xi} \quad (31)$$

Применение условия квазинейтральности,

$$n_e = Z_i n_i \Rightarrow \frac{d^2 \log n_e}{d^2 \xi} = \frac{d^2 \log n_i}{d^2 \xi}$$

дает

$$\frac{d^2 \log n_i}{d^2 \xi} = -\frac{\frac{r_0^4}{(T_i + Z_i T_e) c^2}}{\frac{4\pi Z_i^2 e^2 (\omega_i - \omega_e)^2}{4\pi n_{e0} e^2 (\omega_i - \omega_e)^2}} n_i = -\frac{\frac{r_0^4}{(T_e + \frac{T_i}{Z_i}) c^2}}{\frac{4\pi n_{e0} e^2 (\omega_i - \omega_e)^2}{4\pi n_{e0} e^2 (\omega_i - \omega_e)^2}} \frac{n_i}{n_{i0}} = -8 \left( \frac{r_0}{\Delta r} \right)^2 \frac{n_i}{n_{i0}} \quad (32)$$

Здесь введено определение

$$r_0 \Delta r \equiv 2\sqrt{2} \left\{ \frac{T_e + \frac{T_i}{Z_i}}{4\pi n_{e0} e^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \frac{c}{|\omega_i - \omega_e|} \quad (33)$$

где смысл  $\Delta r$  станет вскоре понятен. Если  $N_i = n_i/n_{i0}$ , где  $n_{i0}$  является максимальной плотностью при  $r=r_0$ , (32) становится

$$\frac{d^2 \log N_i}{d^2 \xi} = -8 \left( \frac{r_0}{\Delta r} \right)^2 N_i \quad (34)$$

Применение еще одной новой переменной,

$$\chi = 2 \frac{r_0}{\Delta r} \xi, \quad \text{дает} \quad \frac{d^2 N_i}{d^2 \chi} = -2 N_i$$

решением которого является

$$N_i = \frac{1}{\cosh^2(\chi - \chi_0)}$$

где  $\chi = \chi(r_0)$  из-за физического требования  $N_i(r_0) = 1$ . И, наконец, плотность ионов дается

$$n_i = \frac{n_{i0}}{\cosh^2 2 \left( \frac{r_0}{\Delta r} \right) \left( \xi - \frac{1}{2} \right)} = \frac{n_{i0}}{\cosh^2 \left( \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right)} \quad (35)$$

$r_0$  имеет смысл положения максимума плотности ионов.

Необходимо заметить, что  $n_i(0) = n_i(\sqrt{2} r_0)$ . При известной плотности ионов  $B_z$  может быть вычислено, исходя из (11), и  $E_r$  может быть вычислено исходя из (27).

Электрический и магнитный потенциалы определяются выражением

$$\Phi = - \int_{r=0}^{r'} E_r(r') dr' \quad \text{и}$$

$$A_\theta = \frac{1}{r} \int_{r=0}^{r'} r' B_z(r') dr' \quad \Psi = r A_\theta \quad (\text{функция потока}) \quad (36)$$

Принимая  $r = \sqrt{2} r_0$  за радиус стенки (этот выбор станет очевиден, если продифференцировать выражение для электрического потенциала  $\Phi(r)$ , что дает нулевой потенциал при  $r = \sqrt{2} r_0$ , т.е. заземленная проводящая стенка), линейная плотность будет

$$N_e = Z_i N_i = \int_{r=0}^{\sqrt{2}r_0} \frac{n_{e0} 2\pi r dr}{\cosh^2\left(\frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r}\right)} = 2\pi n_{e0} r_0 \Delta r \tanh \frac{r_0}{\Delta r} \dots$$

$$\dots \cong 2\pi n_{e0} r_0 \Delta r \quad r_0 \gg \Delta r$$
(37)

Таким образом,  $\Delta r$  представляет "эффективную толщину". Другими словами, полагая плотность линейной, плазму можно рассматривать как сосредоточенную на нулевой окружности в кольце толщиной  $\Delta r$  с постоянной плотностью  $n_{e0}$ .

Магнитное поле определяется как

$$B_z(r) = B_z(0) - \frac{4\pi}{c} \int_{r=0}^r dr' n_e e r' (\omega_i - \omega_e) \quad (38)$$

Ток, создаваемый пучками ионов и электронов:

$$I_\theta = \int_0^{\sqrt{2}r_0} j_\theta dr = \frac{N_e e (\omega_i - \omega_e)}{2\pi} \quad j_\theta = n_e e r (\omega_i - \omega_e) \quad (39)$$

Используя (39), магнитное поле может быть записано как

$$B_z(r) = B_z(0) - \frac{2\pi}{c} I_\theta - \frac{2\pi}{c} I_\theta \tanh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} = -B_0 - \frac{2\pi}{c} I_\theta \tanh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \quad (40)$$

где

$$B_z(0) = -B_0 + \frac{2\pi}{c} I_\theta \quad \text{и}$$

$$B_z(\sqrt{2}r_0) = -B_0 - \frac{2\pi}{c} I_\theta$$

Если ток плазмы  $I_\theta$  исчезает, магнитное поле, как и ожидалось, становится константой.

Эти соотношения проиллюстрированы на фиг. 20А-20С. На фиг. 20А представлено внешнее магнитное поле  $\vec{B}_0$  180. На фиг. 20В изображено магнитное поле, создаваемое кольцевым током 182, имеющее величину  $(2\pi/c) I_\theta$ . На фиг. 20С изображена инверсия 184 магнитного поля благодаря перекрытию двух магнитных полей 180, 182.

Магнитное поле определяется

$$B_z(r) = -B_0 \left[ 1 + \frac{2\pi I_\theta}{c B_0} \tanh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right] = -B_0 \left[ 1 + \sqrt{\beta} \tanh \left( \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right) \right] \quad (41)$$

используя следующее определение  $\beta$ :

$$\frac{2\pi}{c} \frac{I_\theta}{B_0} = \frac{N_e e (\omega_i - \omega_e)}{c B_0} = \frac{2\pi}{c} n_{e0} \frac{r_0 \Delta r e (\omega_i - \omega_e)}{B_0} \dots$$

$$\dots = \frac{2\pi}{c} 2\sqrt{2} \left[ \frac{T_e + (T_i/Z_i)}{4\pi n_{e0} e^2} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{c n_{e0} e (\omega_i - \omega_e)}{\omega_i - \omega_e B_0} \dots$$

$$\dots = \left[ \frac{8\pi (n_{e0} T_e + n_{i0} T_i)}{B_0^2} \right]^{\frac{1}{2}} \equiv \sqrt{\beta} \quad (42)$$

Имея выражение для магнитного поля, можно вычислить электрический потенциал и магнитный поток. Из (27)

$$E_r = -\frac{r\omega_e}{c} B_z - \frac{T_e}{e} \frac{d \ln n_e}{dr} + \frac{m}{e} r \omega_e^2 = -\frac{d\Phi}{dr} \quad (43)$$

Интегрируя обе части (28) по  $r$  и используя определения электрического потенциала и функции потока,

$$\Phi = -\int_{r=0}^r E_r dr' \quad \text{и} \quad \Psi = \int_{r=0}^r B_z(r') r' dr' \quad (44)$$

что дает

$$\Phi = \frac{\omega_e}{e} \Psi + \frac{T_e}{e} \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)} - \frac{m}{e} \frac{r^2 \omega_e^2}{2} \quad (45)$$

Теперь магнитный поток может быть вычислен прямо, исходя из выражения для магнитного поля

(41)

$$\begin{aligned}\Psi &= \int_{r_0}^{r_0+r} -B_0 \left[ 1 + \sqrt{\beta} \tanh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right] r' dr' \dots \\ &\dots = -\frac{B_0 r^2}{2} - \frac{B_0 \sqrt{\beta}}{2} r_0 \Delta r \left[ \log \left( \cosh \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right) - \log \left( \cosh \frac{r_0^2}{\Delta r} \right) \right] \dots \\ &\dots = -\frac{B_0 r^2}{2} + B_0 \frac{\sqrt{\beta} r_0 \Delta r}{4} \log \frac{n_e(r)}{n_e(0)}\end{aligned}\quad (46)$$

Подстановка (46) в (45) дает

$$\Phi = \frac{\omega_e B_0 \sqrt{\beta} r_0 \Delta r}{c} \log \frac{n_e(r)}{n_e(0)} + \frac{T_e}{e} \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)} - \frac{\omega_e B_0 r^2}{c} - \frac{m r^2 \omega_e^2}{e} \quad (47)$$

Используя определение  $\beta$ ,

$$\begin{aligned}\frac{\omega_e B_0 \sqrt{\beta} r_0 \Delta r}{c} &= \frac{\omega_e}{c} \sqrt{8\pi(n_{e0} T_e + n_{i0} T_i)} 2 \frac{(T_e + T_i/2)^{1/2}}{\sqrt{4\pi m_{e0} e^2}} \frac{c}{(\omega_i - \omega_e)} \dots \\ &\dots = 4 \frac{\omega_e}{\omega_i - \omega_e} \frac{(n_{e0} T_e + n_{i0} T_i)}{n_{e0} e}\end{aligned}\quad (48)$$

И наконец, используя (48), выражения для электрического потенциала и функции потока приобретают вид

$$\Psi(r) = -\frac{B_0 r^2}{2} + \frac{c}{\omega_i - \omega_e} \left( \frac{n_{e0} T_e + n_{i0} T_i}{n_{e0} e} \right) \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)} \quad (49)$$

$$\Phi(r) = \left[ \frac{\omega_e}{\omega_i - \omega_e} \frac{(n_{e0} T_e + n_{i0} T_i)}{n_{e0} e} + \frac{T_e}{e} \right] \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)} - \frac{\omega_e B_0 r^2}{c} - \frac{m r^2 \omega_e^2}{e} \quad (50)$$

Соотношение между  $\Omega_i$  и  $\Omega_e$

Из (24)-(26) также можно вывести выражение для угловой скорости электронов  $\Omega_e$ . Допустим, что ионы имеют среднюю энергию  $1/2 m_i (r\omega_i)^2$ , определяемую путем формирования КОП. Таким образом,  $\omega_i$  определяется путем формирования КОП, а  $\omega_e$  может быть определена из (24) комбинированием уравнений для электронов и ионов для исключения электрического поля:

$$- [n_e m r \omega_e^2 + n_i m_i r \omega_i^2] = \frac{n_e e r}{c} (\omega_i - \omega_e) B_z - T_e \frac{dn_e}{dr} - T_i \frac{dn_i}{dr} \quad (51)$$

Для исключения  $(\omega_i - \omega_e)$  может быть использовано уравнение (25), при этом получаем

$$[n_e m r \omega_e^2 + n_i m_i r \omega_i^2] = \frac{d}{dr} \left( \frac{B_z^2}{8\pi} + \sum_j n_j T_j \right) \quad (52)$$

Уравнение (52) может быть проинтегрировано от  $r=0$  до  $r_B = \sqrt{2} r_0$ . Учитывая, что  $r_0 / \Delta r \gg 1$ , плотность будет очень мала на обоих пределах и  $B_z = -B_0 (1 \pm \sqrt{\beta})$ . Выполнение интегрирования дает

$$[n_{e0} m \omega_e^2 + n_{i0} m_i \omega_i^2] r_0 \Delta r = \frac{B_0}{2\pi} [8\pi(n_{e0} T_e + n_{i0} T_i)]^{1/2} \quad (53)$$

Используя (33) для  $\Delta r$ , получаем уравнение для  $\omega_e$ :

$$\omega_i^2 + \frac{Zm}{m_i} \omega_e^2 = \Omega_0 (\omega_i - \omega_e) \quad (54)$$

$$\Omega_0 = \frac{ZeB_0}{m_i c}$$

где

Из (54) следуют некоторые ограничения:

$$1. \omega_i = 0 \quad \text{и} \quad \omega_e = -\frac{eB_0}{mc};$$

$$2. \omega_e = 0 \quad \text{и} \quad \omega_i = \Omega_0; \quad \text{и}$$

$$3. \frac{Zm}{m_i} \omega_e^2 \ll \omega_i^2 \quad \text{и} \quad \omega_e \cong \omega_i \left( 1 - \frac{\omega_i}{\Omega_0} \right)$$

В первом случае ток переносится полностью электронами, движущимися в диамагнитном для них направлении ( $\omega_e < 0$ ). Электроны удерживаются магнитным полем, а ионы удерживаются электростатическим полем

$$E_r = \frac{T_i}{Ze n_i} \frac{dn_i}{dr} \begin{cases} \leq 0 \text{ для } r \geq r_0 \\ \geq 0 \text{ для } r \leq r_0 \end{cases} \quad (55)$$

Во втором случае ток переносится полностью ионами, движущимися в диамагнитном для них направлении ( $\omega_i > 0$ ). Если  $\omega_i$  определяется из энергии ионов  $\frac{1}{2} m_i (r \omega_i)^2$  определяемой процессом формирования, тогда  $\omega_e = 0$  и  $\Omega_0 = \omega_i$  определяют значение  $B_0$ , внешне приложенного магнитного поля. Ионы удерживаются магнитным полем, а электроны удерживаются электростатическим полем

$$E_r = -\frac{T_e}{en_e} \frac{dn_e}{dr} \begin{cases} \geq 0 \text{ для } r \geq r_0 \\ \leq 0 \text{ для } r \leq r_0 \end{cases} \quad (56)$$

В третьем случае  $\omega_e > 0$  и  $\Omega_0 > \omega_i$ . Электроны движутся в контрдиамагнитном для них направлении и уменьшают плотность тока. Из (33) ширина распределения  $n_i(r)$  увеличивается, тем не менее, общий ток/(единица длины) определяется как

$$I_\theta = \int_{r=0}^{r_0} j_\theta dr = \frac{N_e}{2\pi} e(\omega_i - \omega_e), \quad \text{где} \quad (57)$$

$$N_e = \int_{r=0}^{r_0} 2\pi r dr n_e = 2\pi r_0 \Delta r n_{e0} \quad (58)$$

Здесь  $r_B = \sqrt{2} r_0$  и  $r_0 \Delta r \omega (\omega_i - \omega_e)^{-1}$  согласно (33).

Угловая скорость электронов может быть увеличена настройкой приложенного магнитного поля  $B_0$ . Это не меняет ни  $I_\theta$ , ни максимальное магнитное поле, образованное током плазмы, равное  $B_0 \sqrt{\beta} = (2\pi/c) I_\theta$ . Это заметно изменяет  $\Delta r$  и значительно изменяет потенциал  $\Phi$ . Максимальное значение  $\Phi$  и электрического поля, удерживающего электроны, возрастает.

#### Настройка магнитного поля

На фиг. 21A-D приведены диаграммы зависимостей  $n_e/n_{e0}$  186,  $B_e/(B_0 \sqrt{\beta})$  188,  $\Phi/\Phi_0$  190 и  $\psi/\psi_0$  192 от  $r/r_0$  194, для различных значений  $B_0$ . Значения потенциала и потока нормализованы на  $\Phi_0 = 20(T_e + T_i)/e$  и  $\psi_0 = (c/\omega_i)\Phi_0$ . Предполагается, что дейтериевая плазма имеет следующие параметры:  $n_{e0} = n_{i0} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;  $r_0 = 40 \text{ см}$ ;  $\frac{1}{2} m_i (r_0 \omega_i)^2 = 300 \text{ кэВ}$ ; и  $T_e = T_i = 100 \text{ кэВ}$ . Для каждого из вариантов, приведенных на фиг. 21,  $\omega_i = 1,35 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ , и  $\omega_e$  определено из (54) при разных значениях  $B_0$ .

Таблица

Диаграмма	Приложенное магнитное поле ( $B_0$ )	Угловая скорость электронов ( $\omega_e$ )
154	$B_0 = 2,77 \text{ кГс}$	$\omega_e = 0$
156	$B_0 = 5,15 \text{ кГс}$	$\omega_e = 0,625 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$
158	$B_0 = 15,5 \text{ кГс}$	$\omega_e = 1,11 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$

Случай, когда  $\omega_e = -\omega_i$  и  $B_0 = 1,385 \text{ кГс}$  включает удержание как электронов, так и ионов. Потенциал уменьшается до  $\Phi/\Phi_0 = m_i (r \omega_i)^2 / [80(T_e + T_i)]$ , чем можно пренебречь со сравнению с вариантом  $\omega_e = 0$ . Ширина распределения плотности  $\Delta r$  уменьшается на фактор 2, и максимальное магнитное поле  $B_0 \sqrt{\beta}$  такое же, как и для  $\omega_e = 0$ .

#### Решение для типов плазмы с несколькими видами ионов

Данный анализ может быть выполнен для разных типов плазмы с несколькими видами ионов. Представляющие интерес типы термоядерного топлива включают два различных типа ионов, например, D-T, D-He<sup>3</sup>, и H-B<sup>11</sup>. Применимы равновесные уравнения с (24) по (26), за исключением того, что  $j = e, 1, 2$  обозначает электроны и два типа ионов, причем  $Z_1 = 1$  в каждом случае и  $Z_2 = Z = 1, 2, 5$  для перечисленных выше типов топлива. Уравнения для электронов и двух типов ионов не могут быть точно решены в элементарных функциях. Поэтому был разработан итерационный метод, стартующий с приближенного решения.

Предполагалось, что ионы имеют одинаковые значения температуры и средней скорости  $V_i = r \omega_i$ .

Ион-ионные столкновения сдвигают распределения в сторону такого состояния, время передачи момента при ион-ионных столкновениях меньше чем при ион-электронных столкновениях в 1000 раз.



Применяя аппроксимацию, задача с двумя типами ионов может быть сведена к задаче с одним типом ионов. Уравнения сохранения момента для ионов

$$-n_1 m_1 r \omega_1^2 = n_1 e \left[ E_r + \frac{r \omega_1}{c} B_z \right] - T_1 \frac{dn_1}{dr} \quad \text{и} \quad (59)$$

$$-n_2 m_2 r \omega_2^2 = n_2 Z e \left[ E_r + \frac{r \omega_2}{c} B_z \right] - T_2 \frac{dn_2}{dr} \quad (60)$$

В данном случае  $T_1 = T_2$  и  $\omega_1 = \omega_2$ . Сложение данных двух уравнений дает

$$-n_i \langle m_i \rangle \omega_i^2 = n_i \langle Z \rangle e \left[ E_r + \frac{r \omega_i}{c} B_z \right] - T_i \frac{dn_i}{dr} \quad (61)$$

где

$$n_i = n_1 + n_2; \omega_i = \omega_1 = \omega_2; T_i = T_1 = T_2; n_i \langle m_i \rangle = n_1 m_1 + n_2 m_2; \quad \text{и} \quad n_i \langle Z \rangle = n_1 + n_2 Z.$$

Приближение заключается в допущении, что  $\langle m_i \rangle$  и  $\langle Z \rangle$  являются константами, получаемыми заменой  $n_1(r)$  и  $n_2(r)$  на  $n_{10}$  и  $n_{20}$ , максимальные значения соответствующих функций. Решение данной задачи теперь такое же, как и предыдущее решение для ионов одного типа, за исключением того, что  $\langle Z \rangle$  заменяет  $Z$  и  $\langle m_i \rangle$  заменяет  $m_i$ . Переменные  $n_1$  и  $n_2$  могут быть получены из  $n_1 + n_2 = n_i$  и  $n_1 + Z n_2 = n_e = \langle Z \rangle n_i$ . Легко видеть, что  $n_1$  и  $n_2$  имеют одинаковую функциональную форму.

Теперь верное решение может быть получено итерацией уравнений:

$$\frac{d \log N_1}{d\xi} = m_1 r_0^2 \Omega_1 \frac{(\omega_i - \omega_e) B_z(\xi)}{T_i B_0} - \frac{T_e}{T_i} \frac{d \log N_e}{d\xi} + \frac{m_1 (\omega_i r_0)^2}{T_i} \quad \text{и} \quad (62)$$

$$\frac{d \log N_2}{d\xi} = m_2 r_0^2 \Omega_2 \frac{(\omega_i - \omega_e) B_z(\xi)}{T_i B_0} - \frac{Z T_e}{T_i} \frac{d \log N_e}{d\xi} + \frac{m_2 (\omega_i r_0)^2}{T_i} \quad (63)$$

где

$$N_1 = \frac{n_1(r)}{n_{10}}, \quad N_2 = \frac{n_2(r)}{n_{20}}, \quad \xi = \frac{r^2}{2r_0^2}, \quad \Omega_1 = \frac{e B_0}{m_1 c}, \quad \text{и} \quad \Omega_2 = \frac{Z e B_0}{m_2 c}$$

Первая итерация может быть получена подстановкой приближительных значений  $B_z(\xi)$  и  $N_e(\xi)$  в правые части (62) и (63) и проведения интегрирования для получения верных значений  $n_1(r)$  и  $n_2(r)$  и  $B_z(r)$ .

Расчеты были проведены для данных, приведенных ниже, в табл. 1. Численные результаты для термоядерных топлив приведены на фигурах с 22A-D по 24A-D, причем приведены зависимости значений  $n_1/n_{10}$  206,  $\Phi/\Phi_0$  208 и  $\psi/\psi_0$  210 от  $r/r_0$  204.

На фиг. 22A-D показаны приближения (сплошные линии) и конечные результаты (пунктирные линии) итераций для D-T для нормализованной плотности D 196, нормализованной плотности T 198, нормализованного электрического потенциала 200 и нормализованного потока 202. На фиг. 23A-D показаны такие же итерации для D-He<sup>3</sup> для нормализованной плотности D 212, нормализованной плотности He<sup>3</sup> 214, нормализованного электрического потенциала 216 и нормализованного потока 218. На фиг. 24A-D показаны такие же итерации для p-B<sup>11</sup> для нормализованной плотности p 220, нормализованной плотности B<sup>11</sup> 222, нормализованного электрического потенциала 224 и нормализованного потока 226. Наиболее быстрое схождение итераций для D-T. Во всех случаях первое приближение является близким к конечному результату.

Таблица 1. Численные данные для равновесных расчетов для различных типов термоядерного топлива

Исходные	Единицы	D-T	D-He <sup>3</sup>	p-B <sup>11</sup>
$n_{e0}$	см <sup>-3</sup>	10 <sup>15</sup>	10 <sup>15</sup>	10 <sup>15</sup>
$n_{i0}$	см <sup>-3</sup>	0,5×10 <sup>15</sup>	1/3×10 <sup>15</sup>	0,5×10 <sup>15</sup>
$n_{20}$	см <sup>-3</sup>	0,5×10 <sup>15</sup>	1/3×10 <sup>15</sup>	10 <sup>14</sup>
$v_1 = v_2$	$\frac{см}{сек}$	0,54×10 <sup>9</sup>	0,661×10 <sup>9</sup>	0,764×10 <sup>9</sup>
$\frac{1}{2}m_1v_1^2$	кэВ	300	450	300
$\frac{1}{2}m_2v_2^2$	кэВ	450	675	3300
$\omega_i = \omega_1 = \omega_2$	Рад/с	1,35×10 <sup>7</sup>	1,65×10 <sup>7</sup>	1,91×10 <sup>7</sup>
$r_0$	см	40	40	40
$B_0$	кГс	5,88	8,25	15,3
$\langle Z_i \rangle$	Нет	1	3/2	1,67
$\langle m_i \rangle$	$m_p$	5/2	5/2	2,67
$\Omega_0 = \frac{\langle Z_i \rangle e B_0}{\langle m_i \rangle c}$	Рад/с	2,35×10 <sup>7</sup>	4,95×10 <sup>7</sup>	9,55×10 <sup>7</sup>
$\omega_e \approx \omega_i \left[ 1 - \frac{\omega_i}{\Omega_0} \right]$	Рад/с	0,575×10 <sup>7</sup>	1,1×10 <sup>7</sup>	1,52×10 <sup>7</sup>
$T_e$	кэВ	96	170	82
$T_i$	кэВ	100	217	235
$r_0 \Delta r$	см <sup>2</sup>	114	203	313
$\beta$	Нет	228	187	38,3

### Структура удерживающей системы

На фиг. 25 показан предпочтительный вариант выполнения удерживающей системы 300 согласно настоящему изобретению. Удерживающая система 300 содержит стенку 305 камеры, которая определяет здесь удерживающую камеру 310. Предпочтительно, камера 310 имеет цилиндрическую форму с главной осью 315 по центру камеры 310. Для применения данной удерживающей системы 300 в составе термоядерного реактора необходимо создать вакуум либо достаточно разреженную атмосферу внутри камеры 310. Внутри камеры 310 находится бетатронная индукционная катушка 320, расположенная концентрически относительно главной оси 315. Бетатронная индукционная катушка 320 содержит среду, проводящую электрический ток, для направления тока вокруг длинной катушки, как показано, которая предпочтительно состоит из набора отдельных катушек с параллельными обмотками и, наиболее предпочтительно, четырех отдельных катушек в виде параллельных обмоток для формирования длинной катушки. Специалисты в данной области техники должны признать, что ток через бетатронную катушку 320 формирует магнитное поле внутри бетатронной катушки 320, направленное в основном по главной оси 315.

Вокруг внешней области стенки 305 камеры находится внешняя катушка 325. Внешняя катушка 325 образует относительно постоянное магнитное поле с потоком, практически параллельным главной оси 315. Данное магнитное поле является азимутально-симметричным. Допущение о примерном постоянстве магнитного поля внешней катушки и его параллельности оси 315 наиболее сильно нарушается на концах камеры 310. На каждом конце камеры 310 расположена пробковая катушка 330. Пробковые катушки 330 предназначены для генерирования увеличенного магнитного поля внутри камеры 310 на каждом конце, так что изгибают линии магнитного поля внутрь на каждом конце (фиг. 8 и 10).

Изгибание внутрь линий поля помогает удерживать плазму 335 в области удержания внутри камеры 310 между пробковыми катушками 330, отталкивая ее от концов, где она может выйти из системы 300. Пробковые катушки 330 могут быть приспособлены для образования увеличенного магнитного поля многими способами, известными в технике, включая увеличение числа витков в пробковых катушках 330, увеличения тока через пробковые катушки 330 или расположение пробковых катушек 330 под внешней катушкой 325.

Внешняя катушка 225 (фиг. 25) и пробковые катушки 330 расположены с внешней стороны стенки 305 камеры, тем не менее, они могут быть расположены внутри камеры 310. В случае, когда стенка 305

камеры выполнена из проводящего материала, такого как металл, полезно разместить катушки 325, 330 с внутренней стороны стенки 305 камеры, так как время, требуемое магнитному полю для диффундирования через стенку 305, может быть относительно большим и это приведет к замедленной реактивности системы 300. Таким же образом, камера 310 может иметь форму полого цилиндра, со стенками 305, образующими длинный, кольцеобразный обод. В этом случае бетатронная индукционная катушка 320 может быть размещена вне стенки 305 камеры в центре этого обода. Внутренняя стенка, формирующая центр обода, предпочтительно может быть выполнена из непроводящего материала, такого как стекло. Камера 310 должна иметь достаточный размер и подходящую форму для того, чтобы дать возможность циркулирующему плазменному пучку или слою 335 вращаться вокруг главной оси 315 на орбите с заданным радиусом.

Стенка 305 камеры может быть сформирована из материала, имеющего высокую магнитную проницаемость, например, стали. В этом случае стенка 305 камеры, благодаря индуцированным в материале противотокам, помогает удерживать магнитный поток от выхода из камеры 310, "сжимая" его. Если стенка камеры должна быть изготовлена из материала с низкой магнитной проницаемостью, такого как плексиглас, может потребоваться другое приспособление для удержания магнитного поля. В этом случае может быть предусмотрена последовательность замкнутых, плоских металлических колец. Эти кольца, известные в данной области техники как ограничители потока, могут быть предусмотрены внутри наружных катушек 325, но вне циркулирующего пучка 335 плазмы. Кроме того, ограничители потока могут быть пассивными или активными, причем активные ограничители потока могут быть активированы начальным током для лучшего удержания магнитного потока внутри камеры 310. Альтернативно наружные катушки 325 могут выступать в качестве ограничителей потока.

Циркулирующий пучок 335 плазмы, состоящий из заряженных частиц, может удерживаться в камере 310 силой Лоренца, вызываемой магнитным полем, создаваемым внешней катушкой 325. В этом случае ионы в пучке 335 плазмы удерживаются на широких бетатронных орбитах вокруг линий потока внешней катушки 325, параллельных главной оси 315. Также предусмотрены один или более портов 340 инъекции пучка для добавления ионов плазмы к циркулирующему пучку 335 плазмы в камере 310. В предпочтительном варианте осуществления изобретения инжекторные порты 340 приспособлены для инъекции пучков ионов в примерно то же радиальное положение от главной оси 315, в котором находится циркулирующий пучок 335 плазмы, т.е. около нулевой поверхности. Дополнительно, инжекторные порты 340 приспособлены для инъекции пучков ионов 350 (фиг. 28) тангенциально и в направлении бетатронной орбиты удерживаемого пучка 335 плазмы.

Также предусмотрены один или несколько источников 345 фоновой плазмы для инъекции облака неэнергичной плазмы 335 в камеру 310. В предпочтительном варианте осуществления изобретения источники 345 фоновой плазмы приспособлены для направления плазмы 335 в сторону центральной оси камеры 310. Было установлено, что такое направление плазмы помогает лучше удерживать плазму 315 и имеет следствием более высокую плотность плазмы 335 в области удержания внутри камеры 310.

### **Формирование КОП**

Традиционные операции, применяемые для формирования КОП, главным образом используют тета-пинч процедуру обращения поля. В этом стандартном способе при помощи внешних катушек, окружающих камеру, предварительно заполненную нейтральным газом, формируется магнитное поле смещения. После этого газ ионизируется, и магнитное поле смещения оказывается замороженным в плазму. Затем ток во внешних катушках быстро инвертируется, и линии магнитного поля с противоположной ориентацией соединяются с предварительно замороженными линиями, формируя замкнутую топологию КОП (фиг. 8). Такой процесс формирования является в большой мере эмпирическим, и практически не существует средств контроля формирования КОП, поэтому способ имеет низкую воспроизводимость и отсутствует возможность его настройки.

Напротив, способы образования КОП, согласно настоящему изобретению, допускают достаточный контроль и предоставляют гораздо более прозрачный и воспроизводимый процесс. Фактически КОП, сформированная заявленным способом, может быть настроена на ее форму, так же как и на другие свойства, можно оказывать воздействие, манипулируя магнитным полем, приложенным при помощи внешних катушек 325 электромагнитов. Формирование КОП заявленным способом приводит к образованию электрического поля и потенциальной ямы, как указано выше. Более того, настоящий способ может быть с легкостью расширен так, чтобы довести КОП до уровня параметров реактора и высокоэнергичных потоков топлива, и допускает классическое удержание ионов. Кроме того, способ может применяться в компактных устройствах и является очень устойчивым и легким в применении - все характеристики крайне желательные для реакторных систем.

В модификациях заявленного способа формирование КОП относится к циркулирующему пучку 335 плазмы. Циркулирующий пучок 335 плазмы, являясь током, создает полоидальное магнитное поле, подобно электрическому току в кольцевом проводнике. Внутри циркулирующего пучка 335 плазмы собственное магнитное поле, которое оно индуцирует, противоположно приложенному извне магнитному полю, образованному внешней катушкой 325. Вне пучка 335 плазмы собственное магнитное поле ориентировано в том же направлении, что и приложенное магнитное поле. Когда ток ионов плазмы становится

достаточно большим, собственное поле превосходит приложенное поле и внутри циркулирующего пучка 335 плазмы поле меняется на противоположное, формируя, таким образом, топологию КОП (фиг. 8 и 10).

Условия для обращения поля могут быть рассмотрены на простой модели. Рассмотрим электрический ток  $I_p$ , текущий по кольцу с большим радиусом  $r_0$  и меньшим радиусом  $a_i$ . Магнитное поле в центре кольца, нормальное к кольцу, равно  $B_p = 2\pi I_p / (cr_0)$ . Допустим, что кольцевой ток  $I_p = N_p e (\Omega_0 / 2\pi)$  переносится  $N_p$  ионами, имеющими угловую скорость  $\Omega_0$ . Для одного иона, циркулирующего по радиусу  $r_0 = V_0 / \Omega_0$ , определяемая выражением  $\Omega_0 = eB_0 / m_i c$ , является циклотронной частотой для внешнего магнитного поля  $B_0$ . Допустим, что  $V_0$  является средней скоростью ионов пучка. Обращение поля определяется как

$$B_p = \frac{N_p e \Omega_0}{r_0 c} \geq 2B_0 \quad (64)$$

что подразумевает что  $N_p > 2r_0/a_i$  и

$$I_p \geq \frac{eV_0}{\pi a_i} \quad (65)$$

где  $a_i = e^2/m_i c^2 = 1,57 \times 10^{-16}$  см и энергия ионов пучка  $\frac{1}{2} m_i V_0^2$ . В одномерной модели магнитное поле тока плазмы  $B_p = (2\pi/c) i_p$ , где:  $i_p$  - ток на единицу длины. Для обращения поля требуется

$i_p > eV_0 / \pi r_0 a_i = 0.225 \text{ кА/см}$ , где  $B_0 = 69,3$  Гс и  $\frac{1}{2} m_i V_0^2 = 100 \text{ эВ}$ . Для модели с периодическими кольцами и  $\langle B_z \rangle = (2\pi/c) (I_p/s)$  ( $s$  - расстояние между кольцами), при  $s=r_0$ , эта модель дает такое же среднее магнитное поле, что и одномерная модель с  $i_p = I_p/s$ .

#### Комбинированная пучковая/бетатронная методика формирования

Предпочтительный способ формирования КОП в удерживающей системе 300, описанный выше, является комбинированной пучковой/бетатронной методикой. В этом случае комбинируются пучки ионов плазмы низкой энергии с бетатронным ускорением с применением бетатронной индукционной катушки 320.

Первым этапом в этом способе является инжекция облака фоновой плазмы в виде кольцевого слоя в камеру 310, используя источники 345 фоновой плазмы. Внешняя катушка 325 генерирует магнитное поле внутри камеры 310, которое намагничивает фоновую плазму. Через короткие интервалы в камеру 310 через порты 340 инжектируются пучки ионов низкой энергии в поперечном направлении к внешнему приложенному магнитному полю. Пучки ионов захватываются этим полем внутри камеры 310 на широкие бетатронные орбиты. Ионные пучки могут генерироваться ускорителем ионов, таким как ускоритель, состоящий из ионного диода и генератора Маркса (см., например, R.B. Miller "An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams", 1982). Приложенное извне магнитное поле формирует силу Лоренца, действующую на инжектированный пучок ионов как только он входит в камеру 310. Желательно, чтобы пучок не отклонялся и не попадал на бетатронную орбиту до того, как пучок ионов достигнет циркулирующего пучка 335 плазмы. Для решения этой проблемы пучки ионов нейтрализуются электронами и направляются через в основном постоянное однонаправленное магнитное поле перед входением в камеру 310. При прохождении пучка через подходящее магнитное поле (фиг. 26) положительно заряженные ионы и отрицательно заряженные электроны разделяются. Пучок 350 ионов приобретает, благодаря магнитному полю, собственную электрическую поляризацию. Такое магнитное поле может генерироваться при помощи постоянного магнита или электромагнита, расположенного вдоль пути пучка 350 ионов. При последующем вхождении в камеру 310 удержания равнодействующее электрическое поле уравнивает магнитную силу, действующую на частицы пучка, позволяя пучку ионов двигаться без отклонения. На фиг. 27 показаны вид сверху пучка 350 ионов в момент его касания плазмы 335. Как показано, электроны из плазмы 335 движутся вдоль линий магнитного поля внутрь пучка 350 или из него, что убирает электрическую поляризацию пучка.

Когда пучок уже больше не поляризован, он присоединяется к циркулирующему пучку 335 плазмы на бетатронной орбите вокруг главной оси 315 (фиг. 25).

При прохождении пучка 335 плазмы по бетатронной орбите движущиеся ионы создают ток, который, в свою очередь, образует собственное полоидальное магнитное поле. Для образования топологии КОП внутри камеры 310 необходимо увеличить скорость пучка 335 плазмы, таким образом увеличив величину собственного магнитного поля, генерируемого пучком 335 плазмы. В случае, если собственное магнитное поле достаточно велико, направление магнитного поля на радиальном расстоянии от оси 315 внутри пучка 335 плазмы обращается, приводя к КОП (фиг. 8 и 10). Легко заметить, что для поддержания радиального расстояния циркулирующего пучка 335 плазмы на бетатронной орбите необходимо увеличить приложенное магнитное поле от внешней катушки 325 при увеличении скорости пучка 335 плазмы.

Соответственно, предусмотрена система управления, поддерживающая приложенное магнитного поле, определяемое током через внешнюю катушку 325. В качестве альтернативы может применяться вторая внешняя катушка для обеспечения дополнительного приложенного магнитного поля, требуемого для поддержания радиуса орбиты пучка плазмы при его ускорении.

Для увеличения скорости циркулирующего пучка 335 плазмы на орбите предусмотрена бетатронная индукционная катушка 320. Легко видеть, что при увеличении тока через бетатронную индукционную катушку 320 (фиг. 28) по закону Ампера, индуцируется азимутальное электрическое поле  $E$  внутри камеры 310. Положительно заряженные ионы в пучке 335 плазмы ускоряются индуцированным электрическим полем, что приводит к обращению поля. При присоединении пучков ионов к циркулирующему пучку 335 плазмы последний деполяризует пучки 335 ионов.

Для обращения поля циркулирующий пучок 335 плазмы предпочтительно должен быть ускорен до вращательной энергии около 100 эВ, и предпочтительно в диапазоне от 75 эВ до 125 эВ. Для достижения условий, необходимых для реакции синтеза, циркулирующий пучок 335 плазмы предпочтительно должен быть ускорен до энергии около 200 кэВ, и предпочтительно в диапазоне от 100 кэВ до 3.3 МэВ.

Для вывода необходимых выражений для бетатронного ускорения сначала будет рассмотрено ускорение одной частицы. Гирорадиус иона  $r = V/\Omega_i$  изменяется, так как  $V$  возрастает, и приложенное магнитное поле должно изменяться для сохранения радиуса орбиты пучка плазмы,  $r_0 V/\Omega_c$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{1}{\Omega} \left[ \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{V}{\Omega_i} \frac{\partial \Omega_i}{\partial t} \right] = 0 \quad (66)$$

где

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{r_0 e}{m_i c} \frac{\partial B_c}{\partial t} = \frac{e E_\theta}{m_i} = -\frac{e}{m_i c} \frac{1}{2\pi r_0} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (67)$$

и  $\Psi$  является магнитным потоком:

$$\Psi = \int_0^{r_0} B_z 2\pi r dr = \pi r_0^2 \langle B_z \rangle \quad (68)$$

где

$$\langle B_z \rangle = -B_F \left( \frac{r_e}{r_0} \right)^2 - B_c \left[ 1 - \left( \frac{r_e}{r_0} \right)^2 \right] \quad (69)$$

Из (67) следует, что

$$\frac{\partial \langle B_z \rangle}{\partial t} = -2 \frac{\partial B_c}{\partial t} \quad (70)$$

и  $\langle B_z \rangle = -2B_c + B_0$ , если принять, что начальные значения  $B_F$  и  $B_c$  равны  $B_0$ . Уравнение (67) может быть переписано в виде

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{e}{2m_i c} r_0 \frac{\partial \langle B_z \rangle}{\partial t} \quad (71)$$

После интегрирования от начального до конечного состояний, где  $\frac{1}{2} m V_0^2 = W_0$  и  $\frac{1}{2} m V^2 = W$ , конечные значения магнитного поля:

$$B_c = B_0 \sqrt{\frac{W}{W_0}} = 2,19 \text{ кГс} \quad (72)$$

и

$$B_F = B_0 \left[ \sqrt{\frac{W}{W_0}} + \left( \frac{r_0}{r_a} \right)^2 \left( \sqrt{\frac{W}{W_0}} - 1 \right) \right] = 10,7 \text{ кГс} \quad (73)$$

полагая, что  $B_0 = 69,3$  Гс,  $W/W_0 = 1000$ , и  $r_0/r_a = 2$ . Это вычисление также применимо к набору ионов, при условии, что они расположены на приблизительно одинаковых радиусах  $r_0$  и число ионов является несущественным для изменения магнитных полей.

Модификация базовых бетатронных уравнений основана на одномерном равновесии для описания многокольцевого пучка плазмы в предположении, что кольца распределены вдоль линий поля и зависимостью от  $z$  можно пренебречь. Равновесие является самосогласованным решением уравнений Власова-Максвелла, которые могут быть представлены в следующем виде:

(а) распределение плотности

$$n = \frac{n_m}{\cosh^2 \left( \frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r} \right)} \quad (74)$$

что применимо к электронам и протонам (в предположении квазинейтральности);  $r_0$  - положение максимума плотности;  $\Delta r$  - ширина распределения,

(б) магнитное поле

$$B_z = -B_c - \frac{2\pi I_p}{c} \tanh\left(\frac{r^2 - r_0^2}{r_0 \Delta r}\right) \quad (75)$$

где  $B_c$  - внешнее поле, образуемое внешней катушкой 325. Изначально  $B_c = B_0$ . Это решение удовлетворяет граничным условиям, что  $r = r_a$  и  $r = r_b$  являются проводниками ( $B_{\text{normal}} = 0$ ) и эквипотенциальны с потенциалом  $\Phi = 0$ . Граничные условия удовлетворяются, если  $r_0^2 = (r_a^2 + r_b^2)/2$ . Если  $r_a = 10$  см и  $r_0 = 20$  см, следует, что  $r_b = 26,5$  см.  $I_p$  является током плазмы на единицу длины.

Средние скорости частиц пучка равны  $V_i = r_0 \omega_i$  и  $V_e = r_0 \omega_e$ , и связаны условием равновесности:

$$\omega_e = \omega_i \left(1 - \frac{\omega_i}{\Omega_i}\right) \quad (76)$$

где  $\Omega_i = eB_c/(m_i c)$ . Предполагается, что изначально  $B_c = B_0$ ,  $\omega_i = \Omega_i$  и  $\omega_e = 0$ . В начальном равновесном состоянии существует электрическое поле, где  $\vec{E} \times \vec{B}$  дрейф и  $\nabla B \times \vec{B}$  дрейф отсутствуют.

Возможны другие типы равновесия в зависимости от выбора  $B_c$ . Предполагается, что равновесные уравнения верны, если  $\omega_i$  и  $B_c$  являются медленно меняющимися функциями времени, но  $r_0 = V_i/\Omega_i$  остается постоянным. Условием для этого является выражение (66). Уравнение (67) также имеет похожий вид, но функция потока  $\psi$  имеет дополнительный член  $\Psi = \pi r_0^2 \langle B_z \rangle$ , где

$$\langle B_z \rangle = \bar{B}_z + \frac{2\pi}{c} I_p \left( \frac{r_b^2 - r_a^2}{r_b^2 + r_a^2} \right) \quad (77)$$

и

$$\bar{B}_z = -B_p \left( \frac{r_a}{r_0} \right)^2 - B_c \left[ 1 - \left( \frac{r_a}{r_0} \right)^2 \right] \quad (78)$$

Магнитная энергия на единицу длины, соответствующая току пучка, определяется как

$$\int_{r_a}^{r_b} 2\pi r dr \left( \frac{B_z - B_c}{8\pi} \right)^2 = \frac{1}{2} L_p I_p^2 \quad (79)$$

из которого получаем

$$L_p = \frac{r_b^2 - r_a^2}{r_b^2 + r_a^2} \frac{2\pi^2 r_0^2}{c^2} \quad \text{и} \quad \langle B_z \rangle = \bar{B}_z + \frac{c}{\pi r_0^2} L_p I_p \quad (80)$$

Бетатронное условие (70) изменяется таким образом, что

$$\frac{\partial \bar{B}_z}{\partial t} = -2 \frac{\partial B_c}{\partial t} - \frac{L_p c}{\pi r_0^2} \frac{\partial I_p}{\partial t} \quad (81)$$

и (67) становится:

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} = \frac{e}{m_i} \frac{r_0}{c} \frac{\partial B_c}{\partial t} = -\frac{e}{2m_i c} r_0 \frac{\partial \bar{B}_z}{\partial t} - \frac{e}{m_i} \frac{L_p}{2\pi r_0} \frac{\partial I_p}{\partial t} \quad (82)$$

После интегрирования

$$\Delta \bar{B}_z = -2B_0 \left[ 1 + \frac{r_b^2 - r_a^2}{r_0^2} \left[ \sqrt{\frac{W}{W_0}} - 1 \right] \right] \quad (83)$$

Для  $W_0 = 100$  кэВ и  $W = 100$  кэВ,  $\Delta \bar{B}_z = -7,49 \text{ кГс}$ . Интегрирование (81) и (82) дает значение магнитного поля, создаваемого катушкой поля:

$$B_c = B_0 \sqrt{\frac{W}{W_0}} = 2,19 \text{ кГс} \quad (84)$$

и

$$B_p = B_{p0} - \left( \frac{r_b}{r_a} \right)^2 \Delta \bar{B}_z - \left( \frac{r_0^2 - r_a^2}{r_a^2} \right) \Delta B_c = 25 \text{ кГс} \quad (85)$$

При конечной энергии 200 кэВ,  $B_c = 3,13$  кГс и  $B_p = 34,5$  кГс. Магнитная энергия в катушке потока

$$\frac{B_p^2}{8\pi} \pi r_0^2 l = 172 \text{ кДж}.$$

будет

Начальный ток плазмы 0,225 кА/см соответствует магнитному полю 140 Гс, которое усиливается до 10 кА/см и магнитного поля 6,25 кГс. В вышеприведенных вычислениях не учитывалось трение следст-

вие кулоновских столкновений. В фазе инжекции/захвата оно будет эквивалентно 0,38 В/см. Оно уменьшается при возрастании температуры электронов во время ускорения. Индукционное трение, которое учитывалось, составляет 4,7 В/см, исходя из ускорения до 200 кэВ за 100 мкс.

Бетатронная индукционная катушка 320 также уравнивает встречное и индукционное трение. Фрикционное и индукционное трения могут быть описаны уравнением:

$$\frac{\partial V_b}{\partial t} = -V_b \left[ \frac{1}{t_{be}} + \frac{1}{t_{bi}} \right] - \frac{e}{m_b} \frac{L}{2\pi r_0} \frac{\partial I_b}{\partial t} \quad (86)$$

где  $(T_i/m_i) < V_b < (T_e/m)$ ,  $V_b$  - скорость пучка,  $T_e$  и  $T_i$  - электронная и ионная температуры,  $I_b$  - ток пучка и  $L$  - индуктивность кольца:

$$L = 0,01257 r_0 \left[ \ln \left( \frac{8r_0}{a} \right) - \frac{7}{4} \right] = 0,71 \text{ мкГн}$$

При этом  $r_0 = 20$  см и  $a = 4$  см. Кулоновское трение определяется

$$t_{be} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( \frac{m_i}{m} \right) \frac{T_e^X}{n e^4 \ln \Lambda} = 195 \text{ мкс}$$

$$t_{bi} = \frac{2 \sqrt{2 m_i W_b^X}}{4 \pi n e^4 \ln \Lambda} = 54,8 \text{ мкс} \quad (87)$$

Для компенсации трения бетатронная индукционная катушка 320 должна обеспечить электрическое поле 1,9 В/см, при этом 0,38 В/см для кулоновского трения и 1,56 В/см для индукционного трения. Магнитное поле в бетатронной индукционной катушке 320 должно увеличиться для достижения этого на 78 Гс/мкс, в этом случае  $V_b$  будет постоянным. Время нарастания тока до 4,5 кА составляет 18 мкс, таким образом, магнитное поле  $B_F$  возрастет на 1,4 кГс. Энергия магнитного поля, требуемая в бетатронной индукционной катушке 320, составляет

$$\frac{B_F^2}{8\pi} \times \pi r_F^2 l = 394 \text{ Джоулей} \quad (l = 11,5 \text{ см}) \quad (88)$$

### Методика бетатронного формирования

Другим предпочтительным способом формирования КОП внутри удерживающей системы 300 является способ бетатронного формирования. Этот способ основан на использовании индуцированного бетатронного тока непосредственно для ускорения циркулирующего пучка 335 плазмы с применением бетатронной индукционной катушки 320. В предпочтительном варианте реализации применяется удерживающая система 300 (фиг. 25), за исключением того, что инжекция пучков ионов низкой энергии не используется.

Главным элементом устройства для бетатронного формирования является бетатронная индукционная катушка 320, расположенная в центре и вдоль оси камеры 310. Благодаря конструкции катушки в виде отдельных параллельных обмоток, эта катушка 320 обладает очень малой индуктивностью и, в сочетании с подходящим источником питания, имеет малую постоянную времени LC, что позволяет быстро наращивать ток в индукционной катушке 320.

Предпочтительно, формирование КОП начинается с подачи мощности на внешние катушки 325, 330 электромагнитов. Это обеспечивает формирование осевого направляющего поля, так же как и радиальных компонентов магнитного поля около концов для осевого удержания плазмы, инжектированной в камеру 310. Как только образовано достаточное магнитное поле, на источники 345 фоновой плазмы подается мощность от собственных источников питания. Плазма истекает из пушек-источников вдоль осевого направляющего поля и слегка расширяется из-за своей температуры. Как только плазма достигает средней плоскости камеры 310, образуется непрерывный, вытянутый в осевом направлении, кольцеобразный слой холодной медленно движущейся плазмы.

В этот момент подается мощность на бетатронную индукционную катушку 320. Быстро нарастающий ток в катушке 320 создает быстро изменяющийся осевой поток внутри катушки. Благодаря индукции быстрое нарастание осевого потока приводит к генерации азимутального электрического поля  $E$  (фиг. 29), пронизывающее пространство вокруг катушки потока. По уравнениям Максвелла это электрическое поле прямо пропорционально изменению силы магнитного потока внутри катушки, т.е. более быстрое нарастание тока в бетатронной катушке приводит к более сильному электрическому полю.

Созданное индукционным способом электрическое поле взаимодействует с заряженными частицами в плазме и вызывает пондеромоторную силу, ускоряющую частицы в кольцевом слое плазмы. Электроны, благодаря своей меньшей массе, первыми испытывают ускорение. Начальный ток в данном процессе создается, таким образом, электронами. Однако по прошествии достаточного времени ускорения (около сотен микросекунд), начинается ионный ток. Данное электрическое поле ускоряет электроны и ионы в противоположных направлениях (фиг. 29). По достижении обоими типами частиц их предельной

скорости ток переносится примерно поровну ионами и электронами.

Как было замечено выше, ток, переносимый вращающейся плазмой, вызывает собственное магнитное поле. Образование реальной топологии КОП наступает, когда собственное магнитное поле, образованное током в слое плазмы, становится сравнимым с приложенным магнитным полем от внешних катушек 325, 330 электромагнитов. В этот момент происходит магнитное переключение и разомкнутые линии поля начального, образованного внешними источниками, магнитного поля становятся замкнутыми и формируют поверхности потока КОП (фиг. 8 и 10).

Базовая КОП, создаваемая данным способом, демонстрирует небольшое магнитное поле и энергии частиц, не являющимися обычными операционными параметрами реактора. Однако индуктивное электрическое ускоряющее поле будет продолжать действовать до тех пор, пока ток в бетатронной индукционной катушке 320 продолжает нарастать с высокой скоростью. Следствием этого процесса является то, что энергия и величина общего магнитного поля КОП продолжают расти. Продолжительность этого процесса ограничена главным образом источником питания катушек потока, так как продолжение поддержания тока требует массивных энергетических хранилищ. Это является прямым путем к ускорению системы до условий, требуемых для реактора.

Для обращения поля циркулирующий пучок 335 плазмы предпочтительно должен быть ускорен до вращательной энергии около 100 эВ, и предпочтительно в диапазоне от 75 до 125 эВ. Для достижения условий, необходимых для реакции синтеза, циркулирующий пучок 335 плазмы предпочтительно должен быть ускорен до энергии около 200 кэВ, и предпочтительно в диапазоне от 100 кэВ до 3,3 МэВ. При присоединении пучков ионов к циркулирующему пучку 335 плазмы пучок 335 плазмы, как описано выше, деполаризует пучки ионов.

### **Эксперименты. Захват пучка и формирование КОП**

Эксперимент 1. Распространение и захват нейтрализованного пучка в емкости с магнитным удержанием для создания КОП.

Распространение и захват пучка были успешно продемонстрированы при следующих значениях параметров:

- размеры вакуумной камеры: диаметр около 1 м, длина около 1,5 м;
- радиус бетатронной катушки 10 см; радиус орбиты пучка плазмы 20 см;
- измеренная средняя кинетическая энергия входящего пучка плазмы составляла около 100 эВ при плотности  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , кинетической температуре порядка 10 эВ и длительности импульса около 20 мкс;
- среднее магнитное поле, образованное в объеме захвата, составляло около 100 Гаусс, с периодом нарастания 150 мкс. Источник: внешние катушки и бетатронные катушки;

Нейтрализованная фоновая плазма (главным образом газообразный водород) характеризовалась средней плотностью около  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , кинетической температурой менее 10 эВ.

Пучок генерировался плазменной пушкой дефлаграционного типа. Источником пучка плазмы был газообразный водород, инжектируемый через заднюю сторону пушки через специальный выпускной клапан. Были использованы различные варианты геометрии сборки электродов при ее общей цилиндрической организации. Напряжение заряда подбиралось между 5 и 7,5 кВ. Пиковый разрядный ток в пушках превышал 250 000 А. Во время части прогонов эксперимента дополнительно, при помощи массива небольших периферийных коаксиальных пушек, в центральную электродную сборку пушки подавалась предварительно ионизированная плазма до, во время или после инжекции нейтрального газа для увеличения длительности импульса примерно до 25 мкс.

Образовавшийся нейтрализованный низкоэнергетичный пучок охлаждался пропусканием через дрейфовую трубку из непроводящего материала перед вхождением в главную вакуумную камеру. При прохождении через указанную трубку пучок плазмы также предварительно намагничивался при помощи постоянных магнитов.

Собственная поляризация пучка, приобретенная при прохождении по дрейфовой трубке и вхождении в камеру, вызывала генерацию внутри пучка электрического поля, что компенсировало действие сил магнитного поля на пучок. Благодаря этому механизму, было возможно распространение пучков, как описано выше, без отклонения через область с магнитным полем.

При дальнейшем проникновении в камеру пучок достигал желаемого положения орбиты и встречался со слоем фоновой плазмы, образованной с помощью массива коаксиальных пушек и других источников с использованием поверхностного разряда. Близость значительной плотности электронов приводит к тому, что пучок теряет поле собственной поляризации и следует по орбитам, подобным орбите одной частицы, то есть приводит к захвату пучка. Измерения при помощи цилиндра Фарадея и точечного магнитного зонда подтвердили захват пучка и его орбиту. Наблюдалось сохранение пучком желаемой круговой орбиты после захвата. Пучок плазмы следовал вдоль его орбиты практически в течение  $3/4$  оборота. Измерения показали, что непрерывные фрикционные и индукционные потери приводили к тому, что частицы пучка теряли существенное количество энергии, что вело к сходу вниз с желаемой орбиты и столкновению с поверхностью бетатронной катушки около отметки  $3/4$  оборота. Для предотвращения этого потери могут быть компенсированы путем сообщения дополнительной энергии движущемуся по орбите пучку посредством индукционного ускорения частиц при помощи бетатронной катушки.



Эксперимент 2. Формирование КОП с применением комбинированной пучковой/бетатронной методики формирования. Формирование КОП было успешно продемонстрировано с применением комбинированной пучковой/бетатронной методики формирования. Комбинированная пучковая/бетатронная методика формирования экспериментально осуществлялась в камере диаметром 1 м и длиной 1,5 м, используя внешнее приложенное магнитное поле до 500 Гс, магнитное поле бетатронной индукционной катушки 320 до 5 кГс и вакуум  $1,2 \cdot 10^{-5}$  торр. В эксперименте фоновая плазма имела плотность  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и пучок ионов представлял собой нейтрализованный пучок водорода с плотностью  $1,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , скоростью  $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ , и длительностью импульса около 20 мкс (на полувысоте). Наблюдалось обращение поля.

Эксперимент 3. Формирование КОП с применением бетатронной методики формирования.

Формирование КОП с применением бетатронной методики формирования было успешно продемонстрировано при следующих значениях параметров:

размеры вакуумной камеры: диаметр около 1 м, длина около 1,5 м;

радиус бетатронной катушки 10 см; радиус орбиты пучка плазмы 20 см;

среднее внешнее магнитное поле, образованное в вакуумной камере, составляло до 100 Гс с периодом нарастания 150 мкс и отношением поля в магнитных пробках к главному полю как 2 к 1. Источник: внешние катушки и бетатронные катушки;

фоновая плазма - главным образом газообразный водород - характеризовалась средней плотностью около  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , кинетической температурой менее 10 эВ;

время жизни конфигурации было ограничено общим количеством энергии, накапливаемой в эксперименте, и обычно составляло около 30 мкс.

Эксперименты проводились путем первоначальной инжекции слоя фоновой плазмы двумя наборами коаксиальных кабельных пушек, расположенных по кругу внутри камеры. Каждый набор из 8 пушек был закреплен на одной из двух сборок пробковых катушек. Пушки были расположены азимутально и эквидистантно, со сдвигом относительно другого набора. Такое расположение позволяло пушкам работать одновременно и, таким образом, образовывать кольцевой слой плазмы.

После образования данного слоя на бетатронную индукционную катушку подавалась мощность. Возрастание тока в обмотках бетатронной катушки вызывало возрастание потока внутри катушки, что приводило к появлению азимутального электрического поля вокруг бетатронной катушки. Быстрое нарастание и большая величина тока в обмотках бетатронной катушки генерировали сильное магнитное поле, ускоряющее кольцевой слой плазмы и, таким образом, индуцировали значительный ток. Достаточно сильный ток плазмы генерировал собственное магнитное поле, которое обращало поддерживаемое извне поле и приводило к образованию конфигурации с обращенным полем. Измерения при помощи петлевых магнитных зондов позволили получить размеры, величину и время существования КОП.

Пример стандартных данных приведен на фиг. 30 в виде развертки отсчетов точечных магнитных зондов. Кривая данных А представляет абсолютную величину аксиального компонента магнитного поля на средней плоскости оси (75 см от каждой конечной плоскости) экспериментальной камеры и радиальном положении 15 см. Кривая данных В представляет абсолютную величину аксиального компонента магнитного поля на средней плоскости оси экспериментальной камеры и радиальном положении 30 см. Следовательно, данные кривой А показывает силу магнитного поля внутри слоя плазменного топлива (между бетатронной катушкой и плазмой), тогда как данные кривой В показывают силу магнитного поля вне слоя плазменного топлива. Данные четко показывают, что внутреннее магнитное поле меняет ориентацию, т.е. становится отрицательным между 23 и 47 мкс, тогда как внешнее поле остается положительным, т.е. не меняет ориентацию. Время обращения ограничено нарастанием тока в бетатронной катушке. Как только ток в бетатронной катушке достиг пика, индуцированный ток в слое плазменного топлива начинает уменьшаться и КОП быстро распадается. До настоящего времени время жизни КОП ограничивалось количеством энергии, которое возможно запасти в эксперименте. Как и в случае экспериментов с инжекцией и захватом, система может быть усовершенствована для обеспечения более длительного времени жизни КОП и ускорения до величины параметров, требуемых для реактора.

Способ позволяет не только образовать компактную КОП, но также стабилен. Что более важно, базовая КОП, сформированная данным способом, может быть легко ускорена до любого желаемого уровня вращательной энергии и величины магнитного поля. Это является критичным для приложений в области термоядерного синтеза и классического удержания пучков топлива высокой энергии.

Эксперимент 4. Формирование КОП с применением бетатронной методики.

Была предпринята попытка сформировать КОП с применением бетатронной методики в камере диаметром 1 м и длиной 1,5 м, используя внешнее приложенное магнитное поле до 500 Гс, магнитное поле бетатронной индукционной катушки 320 до 5 кГс, и вакуум  $5 \cdot 10^{-6}$  торр. Фоновая плазма состояла в основном из водорода с плотностью  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и временем жизни около 40 мкс. Наблюдалось обращение поля.

#### Ядерный синтез

Показательно, что указанные два способа формирования КОП внутри удерживающей системы 300, описанной выше, позволяют получить в результате плазму, имеющую свойства, подходящие для про-

ждения в ней реакции ядерного синтеза. Более точно, КОП, сформированная данными способами, может быть ускорена до любого желаемого уровня вращательной энергии и величины магнитного поля. Это является критичным для применения в термоядерном синтезе и классического удержания пучков топлива высокой энергии. Таким образом, в удерживающей системе 300 становится возможным захват и удержание пучков плазмы высокой энергии в течение периода времени, достаточного для инициации посредством этого реакции термоядерного синтеза.

Для создания условий реакции синтеза КОП, сформированная данными способами, предпочтительно должна быть ускорена до подходящего уровня вращательной энергии и величины магнитного поля при помощи бетатронного ускорения. Однако реакция синтеза обычно требует определенного набора физических условий для каждой имеющей место реакции. Для достижения эффективного выгорания топлива и получения положительного энергетического баланса топливо должно поддерживаться в этом состоянии в целом без изменений в течение длительного периода времени. Это важно, так как высокая кинетическая температура и/или энергия характеризуют состояние, необходимое для реакции синтеза. Вследствие этого время удержания топлива должно быть больше, чем время его горения. Это ведет к положительному энергетическому балансу и, следовательно, выходу полезной энергии.

Значительным преимуществом настоящего изобретения является то, что удерживающая система и плазма, описанные здесь, обладают большими временами удержания, т.е. временами удержания, превышающими времена горения топлива. Обычное состояние для реакции синтеза характеризуется следующими физическими условиями, которые могут меняться в зависимости от топлива и режима работы:

средняя ионная температура в диапазоне от 30 до 230 кэВ и предпочтительно в диапазоне примерно от 80 до 230 кэВ;

средняя электронная температура в диапазоне от 30 до 100 кэВ и предпочтительно в диапазоне от 80 до 100 кэВ;

когерентная энергия пучков топлива (инжектированных пучков ионов и циркулирующего пучка плазмы) в диапазоне от 100 кэВ до 3,3 МэВ и предпочтительно в диапазоне от 300 кэВ до 3,3 МэВ;

полное магнитное поле в диапазоне от 47,5 до 120 кГс и предпочтительно в диапазоне от 95 до 120 кГс с приложенным извне полем в диапазоне от 2,5 до 15 кГс и предпочтительно в диапазоне от 5 до 15 кГс;

классическое время удержания более, чем время горения топлива, и предпочтительно в диапазоне от 10 до 100 с;

плотность ионов топлива в диапазоне от  $10^{14}$  до менее чем  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> и предпочтительно в диапазоне от  $10^{14}$  до  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>;

полная мощность реакции синтеза предпочтительно в диапазоне от 50 до 450 кВт/см (мощность на см длины камеры). Для того, чтобы удовлетворять условиям протекания реакции синтеза, описанным выше, КОП предпочтительно должна ускоряться до уровня когерентной вращательной энергии предпочтительно в диапазоне от 100 кэВ до 3,3 МэВ, и более предпочтительно в диапазоне от 300 кэВ до 3,3 МэВ, и уровня величины магнитного поля предпочтительно в диапазоне от 45 до 120 кГс и более предпочтительно в диапазоне от 90 до 115 кГс. При этих уровнях в КОП могут инжектироваться пучки ионов высокой энергии и захватываться для формирования слоя плазменного пучка, в котором ионы плазменного пучка удерживаются магнитным полем и электроны плазменного пучка удерживаются электростатическим полем.

Предпочтительно, температура поддерживается настолько низкой, насколько это возможно для уменьшения уровня тормозного излучения, которое может в противном случае привести к радиационным потерям энергии. В настоящем изобретении электростатическая потенциальная яма предоставляет для достижения этого эффективное средство.

Ионная температура предпочтительно поддерживается на уровне, обеспечивающем эффективное выгорание, так как реакция синтеза является функцией температуры ионов. Высокая энергия пучков ионов топлива является необходимой для обеспечения классического переноса, как указано выше. Это также минимизирует эффект неустойчивости в плазме топлива. Магнитное поле согласуется с вращательной энергией пучка. Оно частично образуется пучком плазмы (собственное поле) и в свою очередь обеспечивает поддержку и силу для удержания пучка плазмы на желаемой орбите.

#### Продукты реакции синтеза

Продукты реакции синтеза образуются преимущественно около нулевой поверхности, откуда они продвигаются, диффундируя в направлении сепаратриссы 84 (фиг. 8). Это происходит благодаря столкновениям с электронами, так как столкновения с ионами не меняют центра масс и, следовательно, не вызывают смены ими магнитных линий. Благодаря высокой кинетической энергии ионов -продуктов реакции, которая гораздо выше энергии ионов топлива, продукты реакции синтеза могут легко пересекать сепаратриссу 84. Как только они оказываются за сепаратриссой 84, они могут продвигаться вдоль разомкнутых линий 80, что обеспечивает им возможность испытывать рассеяние в ион-ионных столкновениях. Хотя процесс столкновений не ведет к диффузии, он может изменить направление вектора скорости иона таким образом, что он окажется параллельным магнитному полю. Данные разомкнутые линии 80 поля соединяют топологию КОП ядра с однородным приложенным полем, определяющим топологию

поля вне КОП. Ионы - продукты реакции появляются на различных линиях поля, которым они следуют с неким распределением по энергии, преимущественно в форме вращающегося кольцеобразного пучка. В сильных магнитных полях, находящихся вне сепаратриссы 84 (обычно около 100 кГс), ионы - продукты реакции имеют соответствующее распределение гирорадиусов, варьирующих от минимального значения около 1 см до максимума около 3 см для наиболее энергичных ионов - продуктов реакции.

Изначально ионы - продукты реакции обладают продольной и вращательной энергией, определяемой  $1/2M(v_{\text{par}})^2$  и  $1/2M(v_{\text{пер}})^2$ , где  $V_{\text{пер}}$  является азимутальной скоростью, связанной с вращением вокруг линии поля в качестве центра орбиты. Поскольку линии поля выходят наружу при выходе из области, непосредственно прилегающей к топологии КОП, вращательная энергия в основном уменьшается, тогда как полная энергия остается постоянной. Это является следствием адиабатической инвариантности магнитного момента ионов - продуктов реакции. В данной области техники хорошо известно, что заряженные частицы, движущиеся по орбитам в магнитном поле, обладают магнитным моментом, связанным с их движением. Для частиц, движущихся вдоль слабо изменяющегося магнитного поля, также присутствует адиабатический инвариант движения  $1/2M(v_{\text{пер}})^2/B$ . Ионы-продукты, двигаясь по орбитам вокруг соответствующих линий поля, обладают магнитным моментом и адиабатическим инвариантом, связанным с их движением. Поскольку  $B$  уменьшается примерно в 10 раз, что показано расхождением магнитных линий, следует, что  $V_{\text{пер}}$  также уменьшится примерно в 3,2 раза. И к тому времени, как ионы-продукты достигнут области однородного поля, их вращательная энергия будет составлять менее чем 5% от полной энергии, другими словами практически вся энергия будет у продольной компоненты движения.

#### ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ

1. Устройство для удержания плазмы, содержащее камеру в основном цилиндрической формы, имеющую главную ось, генератор магнитного поля, связанный с камерой, для генерации магнитного поля в камере существенно вдоль главной оси камеры, токовую катушку, расположенную в камере вдоль главной оси и концентрично с главной осью и предназначенную для создания азимутального электрического поля в камере, источник плазмы для инжектирования плазмы, содержащей электроны и ионы, в камеру.
2. Устройство по п.1, отличающееся тем, что генератор магнитного поля содержит множество катушек электромагнитов, распределенных вокруг камеры.
3. Устройство по п.2, отличающееся тем, что генератор магнитного поля содержит множество пробковых (отражающих) катушек.
4. Устройство по любому из пп.1-3, отличающееся тем, что генератор магнитного поля расположен вне камеры.
5. Устройство по любому из пп.1-3, отличающееся тем, что генератор магнитного поля расположен внутри камеры.
6. Устройство по любому из пп.1-5, отличающееся тем, что генератор магнитного поля является настраиваемым.
7. Устройство по любому из пп.1-6, отличающееся тем, что дополнительно содержит систему управления, связанную с генератором магнитного поля.
8. Устройство по любому из пп.1-7, отличающееся тем, что токовая катушка является бетатронной индукционной катушкой.
9. Устройство по любому из пп.1-8, отличающееся тем, что токовая катушка содержит множество отдельных катушек в виде параллельных обмоток.
10. Устройство по любому из пп.1-9, отличающееся тем, что дополнительно содержит инжекторы пучков ионов, связанных с камерой, для инжекции пучков ионов в камеру.
11. Устройство по п.10, отличающееся тем, что инжекторы пучков ионов предназначены для инжекции пучков ионов с нейтрализованным электрическим зарядом в камеру.
12. Устройство по любому из пп.1-11, отличающееся тем, что камера является кольцеобразной.
13. Устройство по любому из пп.1-12, отличающееся тем, что источник плазмы содержит множество пушек фоновой плазмы, ориентированных для инжекции фоновой плазмы вдоль главной оси камеры в направлении средней плоскости камеры.
14. Устройство по п.1, отличающееся тем, что генератор магнитного поля содержит множество катушек электромагнитов, распределенных вокруг камеры, и первой и второй пробковых катушек, расположенных около противоположных концов токовой катушки, причем первая и вторая пробковые катушки увеличивают величину магнитного поля, образованного генератором магнитного поля около первого и второго концов токовой катушки.
15. Устройство по любому из пп.1-9 и 14, отличающееся тем, что дополнительно содержит инжекторы пучков ионов для инжекции пучков ионов в направлении, перпендикулярном линиям магнитного поля.

16. Устройство по п.15, отличающееся тем, что пучки ионов обладают собственной поляризацией.

17. Способ удержания плазмы, имеющей электроны и ионы, в устройстве по пп.1-16, заключающийся в том, что

осуществляют генерацию магнитного поля в камере, причем магнитное поле имеет топологию конфигурации с обращенным полем (КОП),

генерируют электростатическое поле в камере, причем электростатическое поле образует потенциальную яму,

осуществляют магнитное удержание множества ионов плазмы в магнитном поле КОП, и электростатическое удержание множества электронов плазмы в потенциальной яме.

18. Способ по п.17, отличающийся тем, что дополнительно осуществляют классическое удержание множества ионов плазмы.

19. Способ по любому из пп.17, 18, отличающийся тем, что дополнительно осуществляют классическое удержание множества электронов плазмы.

20. Способ по п.19, отличающийся тем, что классическое удержание множества ионов плазмы содержит удержание ионов в удерживающей структуре в течение периода времени, большего чем время горения плазмы.

21. Способ по любому из пп.17-20, отличающийся тем, что дополнительно осуществляют движение множества ионов плазмы по орбитам в магнитном поле КОП по бетатронным орбитам большого радиуса, причем радиус орбиты превосходит длину волны флуктуаций, вызывающих аномальный перенос.

22. Способ по любому из пп.17-20, отличающийся тем, что этап магнитного удержания множества ионов плазмы содержит движение множества ионов плазмы по орбите в магнитном поле КОП, благодаря силам Лоренца, действующим на множество ионов плазмы.

23. Способ по п.22, отличающийся тем, что дополнительно осуществляют движение по орбитам множества ионов плазмы в диамагнитном направлении.

24. Способ по п.23, отличающийся тем, что дополнительно направляют дрейфовые орбиты ионов в диамагнитном направлении.

25. Способ по любому из пп.17-24, отличающийся тем, что дополнительно генерируют приложенное магнитное поле в удерживающей структуре.

26. Способ по п.25, отличающийся тем, что дополнительно вращают плазму и формируют собственное магнитное поле.

27. Способ по п.26, отличающийся тем, что дополнительно комбинируют наложенное магнитное поле и собственное поле плазмы для формирования магнитного поля КОП.

28. Способ по любому из пп.18-27, отличающийся тем, что дополнительно охлаждают множество электронов плазмы.

29. Способ по п.28, отличающийся тем, что дополнительно образуют ионы - продукты реакции синтеза.

30. Способ по п.28, отличающийся тем, что для охлаждения множества электронов плазмы осуществляют перенос потенциальной энергии электростатической потенциальной ямы к ионам - продуктам реакции синтеза.

31. Способ по любому из пп.17-30, отличающийся тем, что плазма содержит ионы перспективного топлива.

32. Способ по п.25, отличающийся тем, что дополнительно осуществляют манипулирование приложенным магнитным полем для создания и управления электростатическим полем.

33. Способ работы устройства по любому из пп.1-16, заключающийся в том, что

генерируют магнитное поле в камере,

инжектируют плазму в камеру,

инжектируют пучок ионов в магнитное поле в камере,

формируют вращающийся пучок плазмы в камере, имеющий полоидальное собственное магнитное поле,

прикладывают азимутальное электрическое поле для увеличения скорости вращения пучка плазмы до скорости, при которой величина собственного магнитного поля в пучке плазмы превосходит величину приложенного магнитного поля, что вызывает обращение поля, и

формируют таким образом комбинированное магнитное поле, имеющее топологию конфигурации с обращенным полем (КОП).

34. Способ работы устройства по любому из пп.1-16, заключающийся в том, что

генерируют магнитное поле в камере,

инжектируют плазму в магнитное поле в камере,

прикладывают азимутальное электрическое поле в камере, вызывающее вращение плазмы и формирование полоидального собственного магнитного поля, и

увеличивают скорость вращения плазмы для увеличения значения собственного магнитного поля в плазме до уровня, превосходящего величину приложенного магнитного поля, что вызывает обращение поля,

формируют таким образом комбинированное магнитное поле, имеющее топологию конфигурации с обращенным полем (КОП).

35. Способ по любому из пп.33, 34, отличающийся тем, что при генерации приложенного магнитного поля осуществляют подачу мощности на набор катушек поля, распределенных вокруг камеры.

36. Способ по любому из пп.33, 34, отличающийся тем, что пучки ионов инжектируют поперек приложенного магнитного поля.

37. Способ по любому из пп.34-36, отличающийся тем, что дополнительно увеличивают величину наложенного магнитного поля для поддержания заранее определенного радиального размера вращающейся плазмы.

38. Способ по любому из пп.34-37, отличающийся тем, что при приложении электрического поля осуществляют подачу мощности на бетатронную индукционную катушку в камере.

39. Способ по п.38, отличающийся тем, что дополнительно увеличивают ток через индукционную катушку для ускорения вращающейся плазмы до вращательной энергии уровня реакции синтеза.

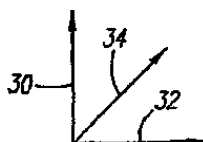
40. Способ по п.39, отличающийся тем, что дополнительно инжектируют пучок ионов с энергией уровня реакции синтеза в КОП и осуществляют захват пучков на бетатронные орбиты в КОП.

41. Способ по любому из пп.34-40, отличающийся тем, что при инжекции пучков ионов дополнительно

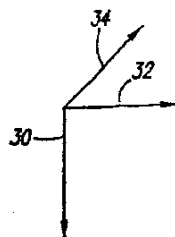
осуществляют нейтрализацию пучков ионов,

устраняют электрическую поляризацию нейтрализованных пучков ионов и

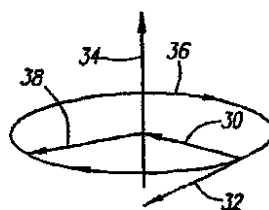
воздействуют силами Лоренца, возникающими благодаря приложенному магнитному полю, на нейтрализованные пучки ионов для изгибания пучков ионов на бетатронные орбиты.



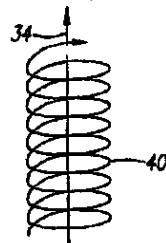
Фиг. 1А



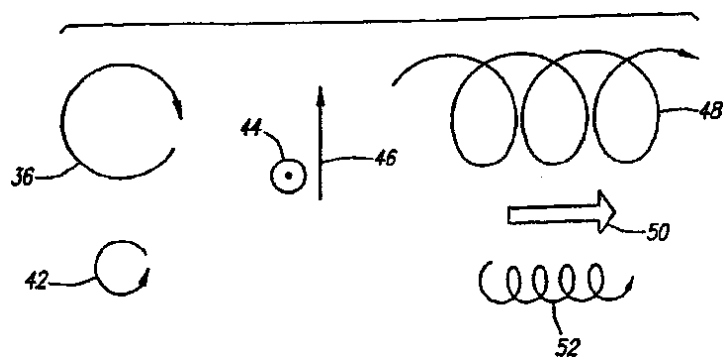
Фиг. 1В



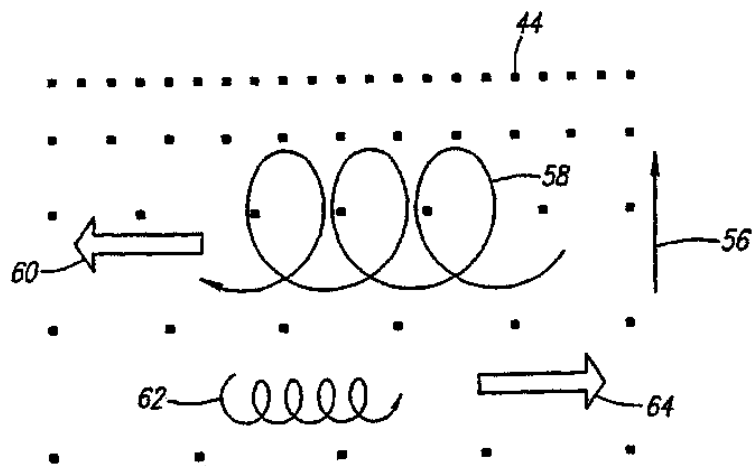
Фиг. 2А



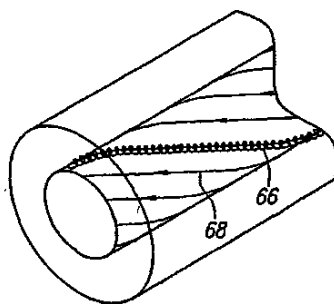
Фиг. 2В



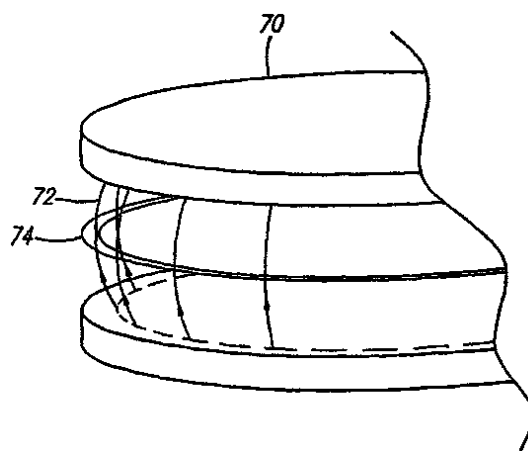
Фиг. 3



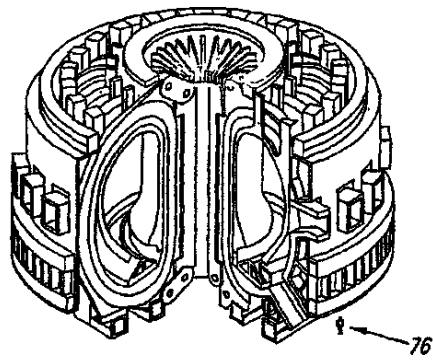
Фиг. 4



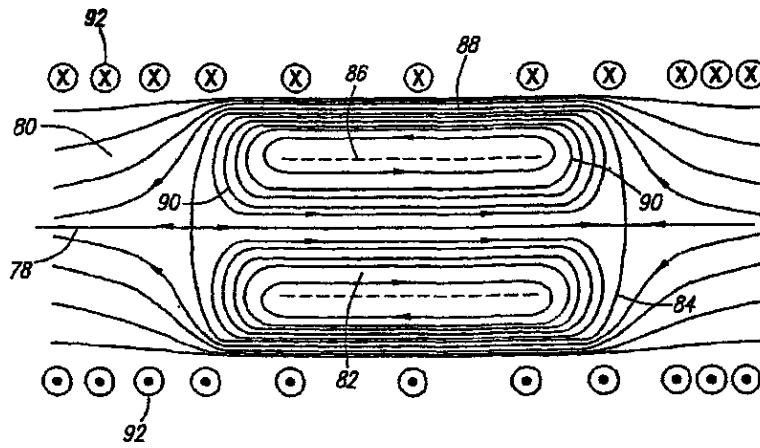
Фиг. 5



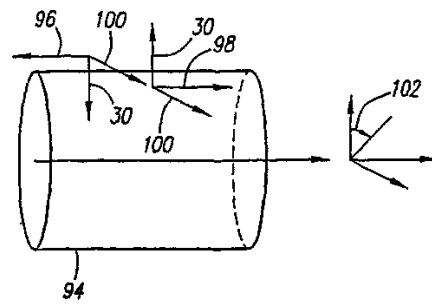
Фиг. 6



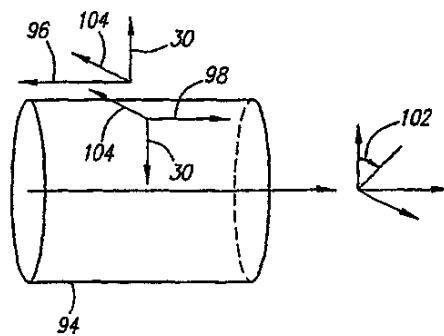
Фиг. 7



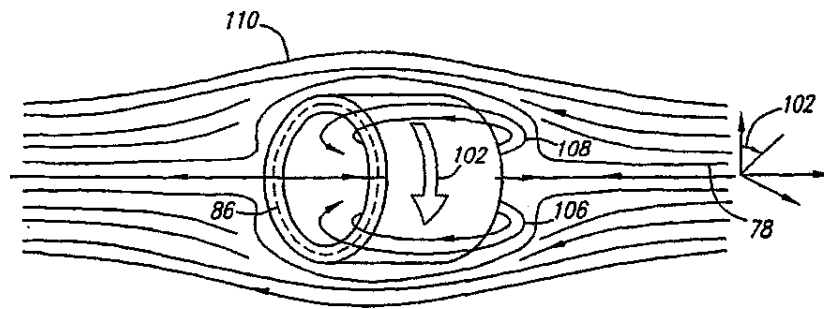
Фиг. 8



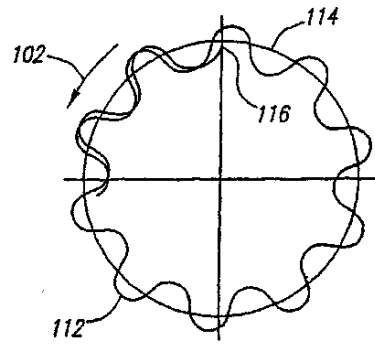
Фиг. 9А



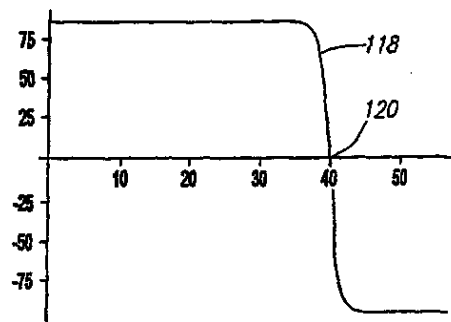
Фиг. 9В



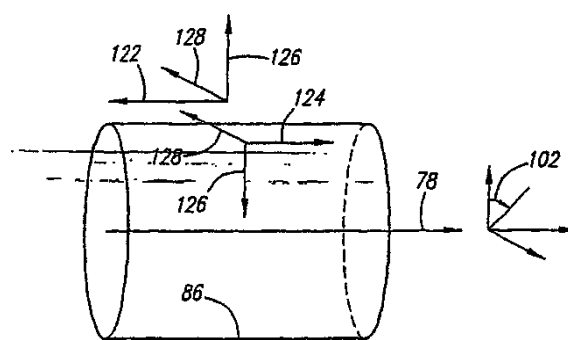
Фиг. 10



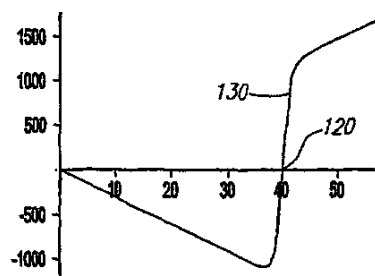
Фиг. 11



Фиг. 12А

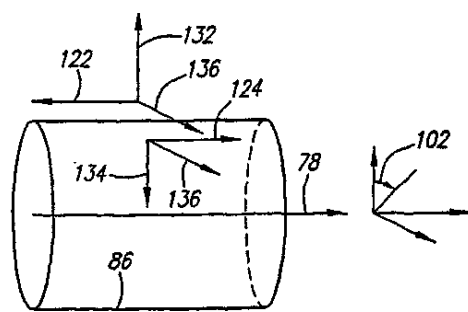


Фиг. 12В

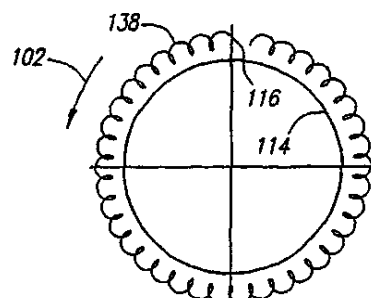


Фиг. 13А

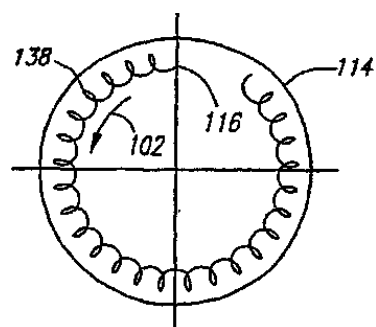




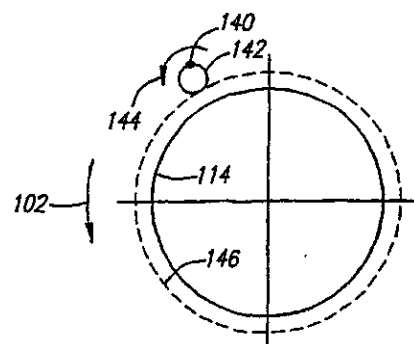
Фиг. 13В



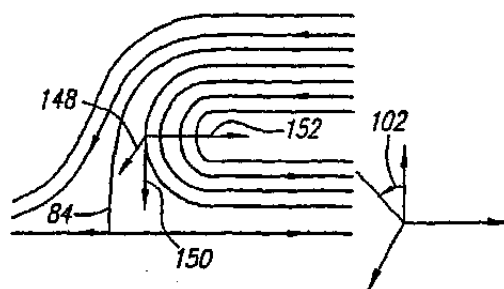
Фиг. 14А



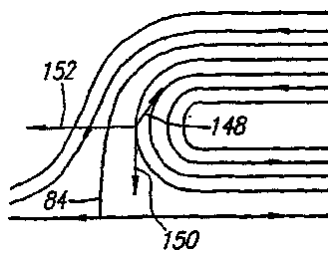
Фиг. 14В



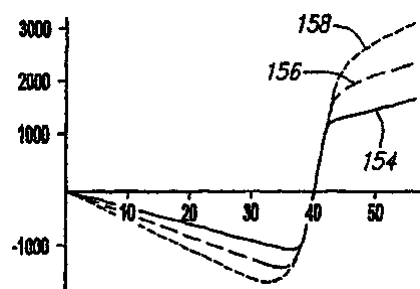
Фиг. 14С



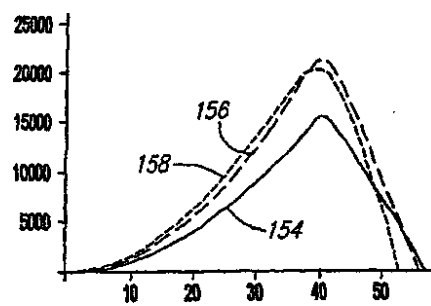
Фиг. 15А



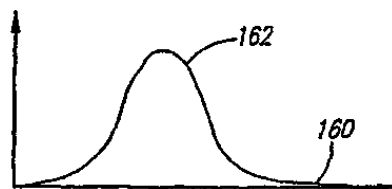
Фиг. 15В



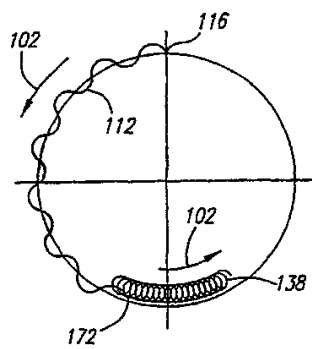
Фиг. 16А



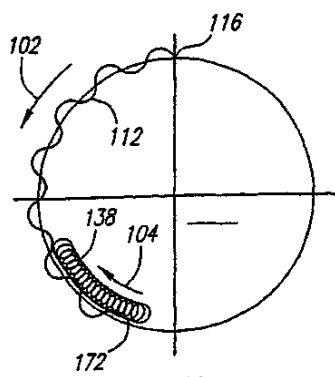
Фиг. 16В



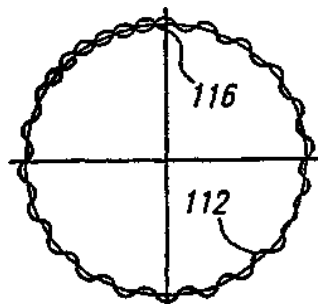
Фиг. 17



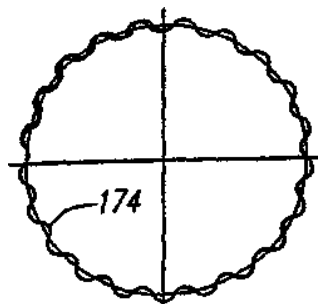
Фиг. 18А



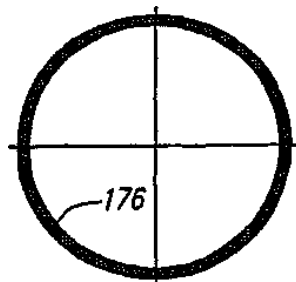
Фиг. 18В



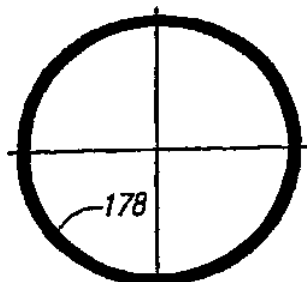
Фиг. 19А



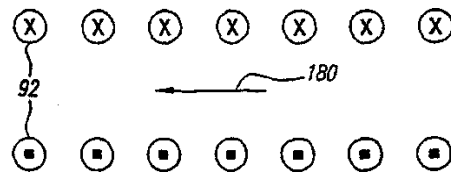
Фиг. 19В



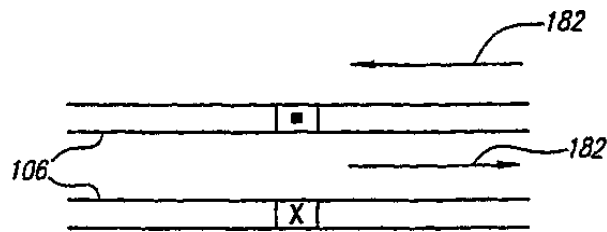
Фиг. 19С



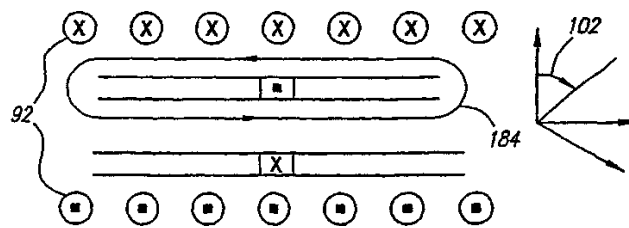
Фиг. 19D



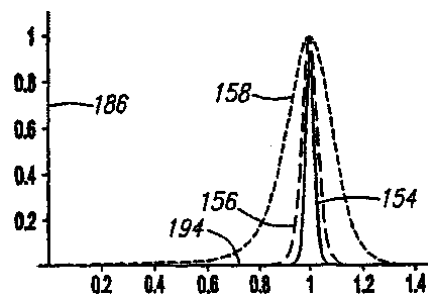
Фиг. 20А



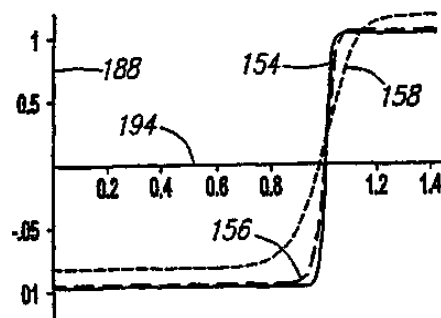
Фиг. 20В



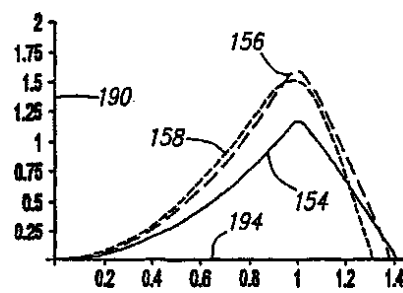
Фиг. 20С



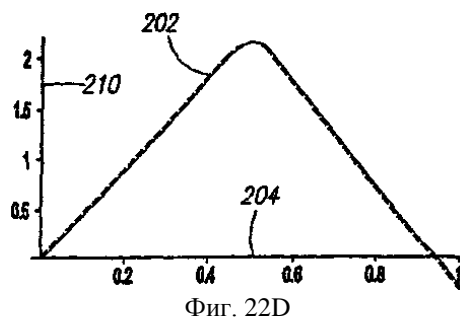
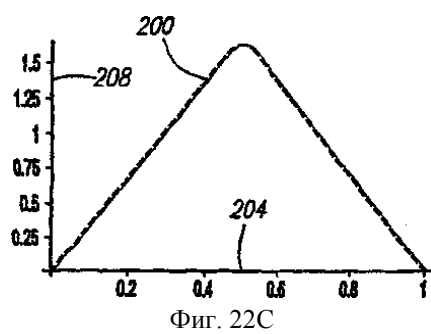
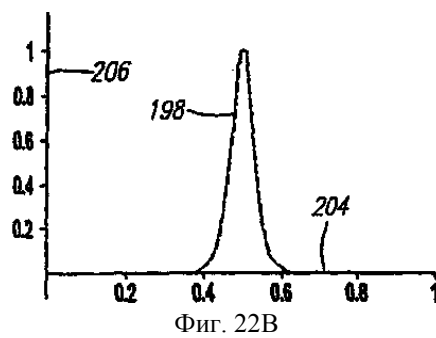
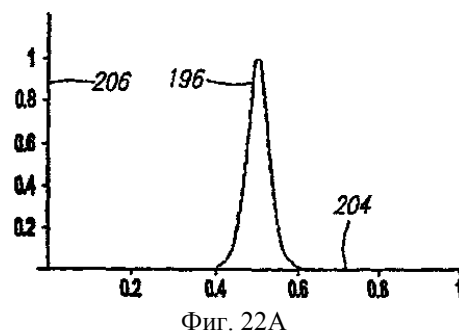
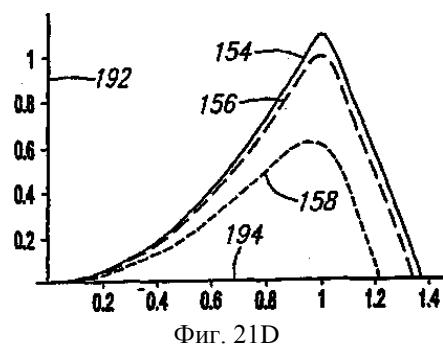
Фиг. 21А

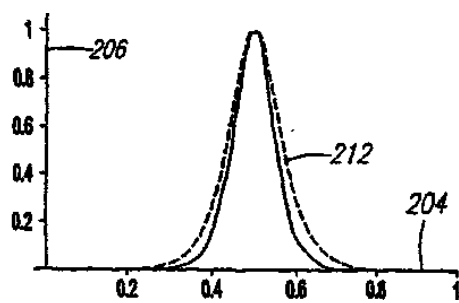


Фиг. 21В

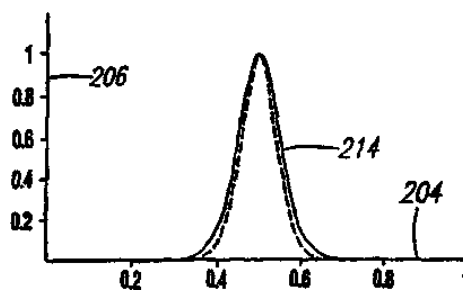


Фиг. 21С

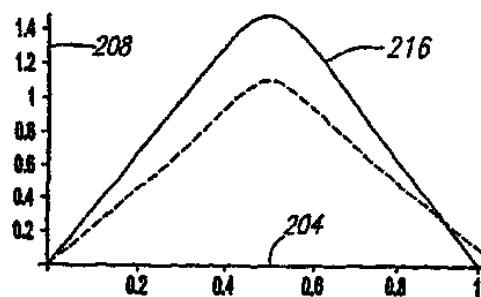




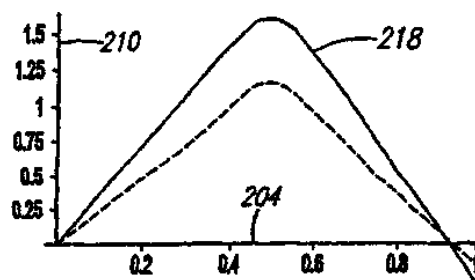
Фиг. 23А



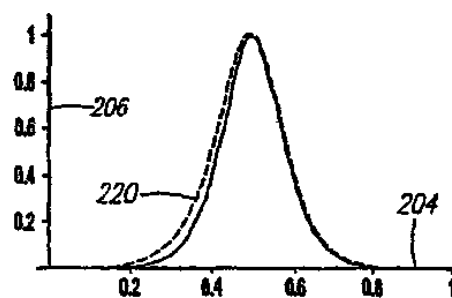
Фиг. 23В



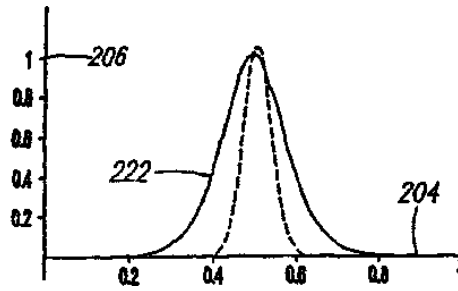
Фиг. 23С



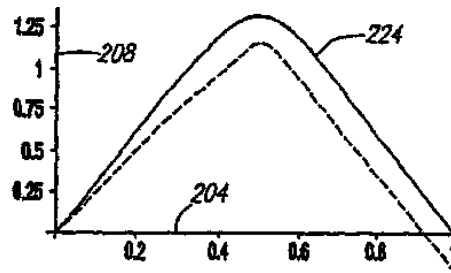
Фиг. 23D



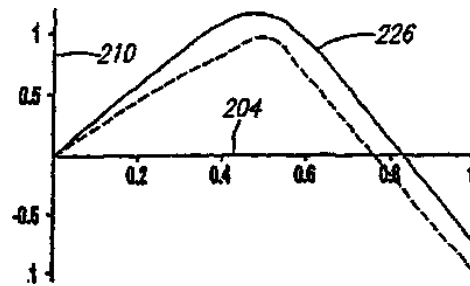
Фиг. 24А



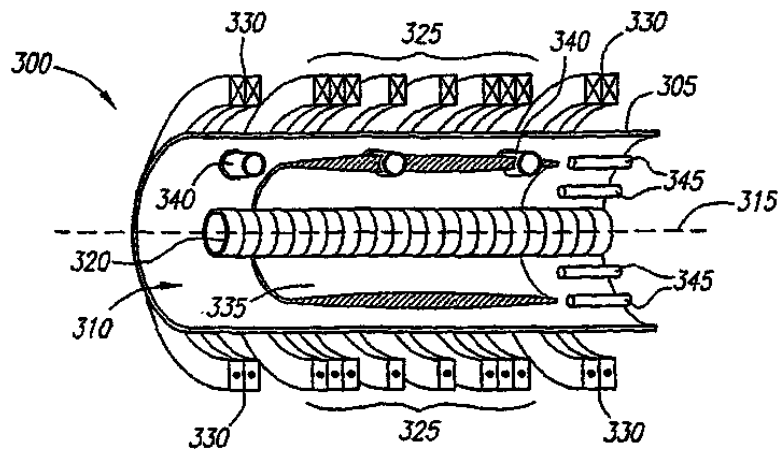
Фиг. 24В



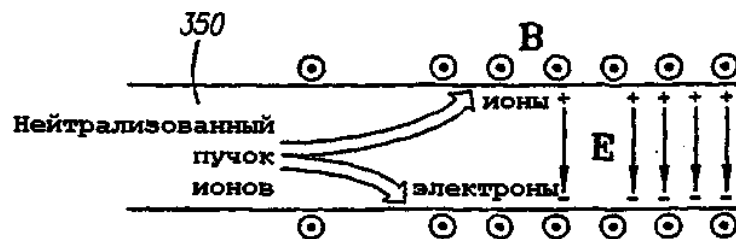
Фиг. 24С



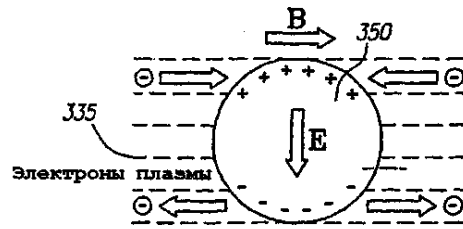
Фиг. 24D



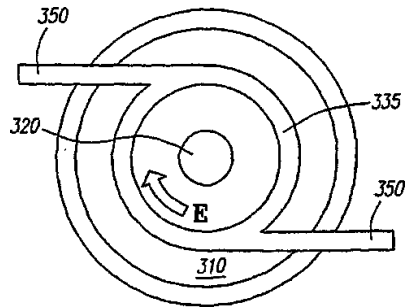
Фиг. 25



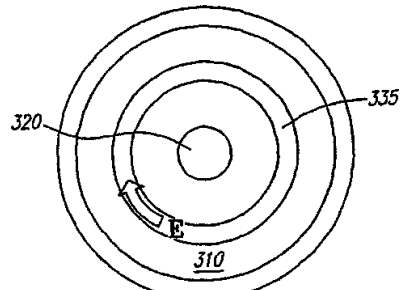
Фиг. 26



Фиг. 27

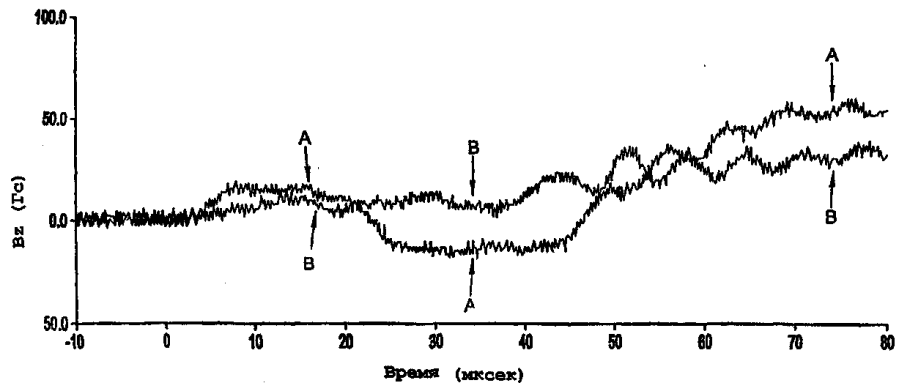


Фиг. 28



Фиг. 29

А - Внутри слоя топлива      В - Снаружи слоя топлива



Фиг. 30



Евразийская патентная организация, ЕАПВ

Россия, 109012, Москва, Малый Черкасский пер., 2/6