

УЧРЕЖДЕНИЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН
(ИЯФ СО РАН)

М.А. Щеглов

ГЕНЕРАЦИЯ ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ ИОНОВ
ПРИМЕНИТЕЛЬНО К РЕАКЦИЯМ СИНТЕЗА;
ПРЕДЛОЖЕНИЕ, ОЦЕНКИ, ПРОБЛЕМЫ

ИЯФ 2014-11

НОВОСИБИРСК
2014

**Генерация осциллирующих ионов
применительно к реакциям синтеза;
*предложение, оценки, проблемы.***

М.А. Щеглов

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

В представленной работе предлагается с помощью ускоренных и осциллирующих потоков ионов осуществлять в лабораторных условиях реакции синтеза ядер легких ионов. Приведены формулы и оценки параметров, необходимые для реализации синтеза ядер, рассчитаны траектории осцилляций одиночных ионов для различных реакций. Оценена плотность потока продуктов реакций для разных ионов. Обсуждаются проблемы, которые могут возникнуть при реализации предложения.

© Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

1. Введение

Отличие энергетики термоядерного синтеза в сравнении с энергетикой на ядерных реакциях деления заключается в отсутствии долгоживущих радиоактивных отходов. И хотя в процессе работы термоядерного реактора, по сегодняшним представлениям, первая стенка будет активироваться нейтронами, выбор подходящих низкоактивируемых конструкционных материалов открывает принципиальную возможность создания термоядерного реактора, в котором наведенная активность первой стенки может снизиться до полностью безопасного уровня, в сравнении с урановой рудой, лет за тридцать после останова реактора. Эта ситуация принципиально отличается от реакторов деления, которые производят радиоактивные отходы, требующие переработки и хранения в течение тысяч лет (см. рис. 1) [15].

На сегодня, скорее всего, нет необходимости в обсуждении актуальности задачи реакций синтеза, о которых речь пойдет ниже. Подробное изложение физико-технических проблем и актуальность задачи термоядерного синтеза можно найти в классических книгах [1-4], [8]; современное состояние термоядерных исследований в [7], [11-12]. Ниже речь пойдет о предложении, которое возможно позволит реализовать безнейтронный синтез ядер в лабораторных условиях без применения мощной энергетики.

Задачи и достижения в термоядерном синтезе, как правило, нормируются на критерий Лоусона $n \cdot \tau \geq 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}$, где n – плотность плазмы, а τ – время её удержания. На сегодняшний момент достаточно интенсивно развиваются и имеют финансовую поддержку две принципиально разные схемы управляемого и инерциального термоядерного синтеза, соответственно УТС и ИТС, с участием дейтерия и трития. Квазистационарные системы ($\tau \geq 1 \text{ с}$, $n \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$), в которых удержание плазмы осуществляется магнитным полем при относительно низком давлении и высокой температуре (УТС). Наиболее продвинутым в инженерной проработке по УТС является реактор ITER, который имеет конфигурацию токамака [14]. В импульсных системах критерий Лоусона достигается за счет сжатия термоядерных мишеней и создания смеси с очень высокой плотностью. В таких системах [10], [13] реакции термоядерного синтеза осуществляются путем кратковременного нагрева небольших мишеней поочередно, содержащих дейтерий и тритий, сверхмощными лазерными, ионными пучками или рентгеновским излучением. Масштаб

подводимой энергии ~ 5 МДж. Самой мощной установкой, ориентированной на осуществление импульсного термоядерного синтеза, является установка NIF.

Справедливости ради необходимо отметить, что первыми наблюдали реакцию ядерного синтеза в экспериментах Дж. Кокрофт и Э. Уолтон в 1932 (Кавендишская лаборатория, Кембридж, Великобритания) при облучении литиевой мишени ускоренными протонами. Удостоены совместно Нобелевской премии в 1951 году за «Работы по трансмутации атомных ядер с помощью искусственно ускоренных атомных частиц».

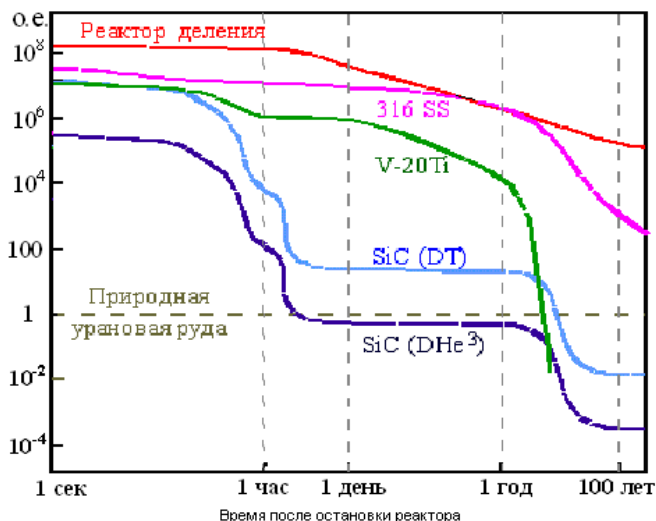
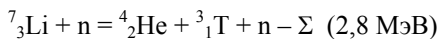


Рис. 1. Уровень радиоактивности в зависимости от времени после остановки ТЯ-реактора. Различные кривые соответствуют разным материалам, используемым в горячей зоне термоядерного реактора. Верхняя кривая соответствует реактору деления на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем. Результаты приведены для первой стенки, выполненной, из нержавеющей стали – SS, ванадий-титанового сплава – V-20Ti и карбида кремния – SiC.

Следует заметить, что исследовательские реакторы пока проектируются для достижения дейтериево-тритиевой реакции, цикл топлива которой требует использования лития для воспроизводства трития.

Для воспроизводства трития используется реакция нейтрона с изотопами лития;



и



Смесь двух изотопов, дейтерия и трития, требует менее всего энергии для реакции синтеза, по сравнению с энергией, выделяемой во время реакции, и хотя смесь дейтерия и трития является предметом большинства исследований синтеза, но она не является единственным видом потенциального горючего. Другие смеси могут быть проще в производстве и производить много меньше нейтронов, хотя и имеют меньшие сечения синтеза.

Наблюдающийся прогресс в исследовательских реакторах не закрывает новых предложений [5-6], продолжает наблюдаться интерес и к открытым системам [7]. Открытые ловушки обладают рядом важных преимуществ по отношению к другим системам удержания: они привлекательны с инженерной точки зрения и допускают работу в стационарном режиме; в них относительно просто решается проблема удаления продуктов термоядерной реакции.

Непростой физико-технической проблемой по осуществлению реакций синтеза в замкнутых квазистационарных системах для удержания плазмы – получение сильных магнитных полей ~ 5 Тл в больших объемах. Точность изготовления магнитных обмоток, особенно при изготовлении стеллараторов, должна быть не более долей миллиметра. Для создания эффективной магнитной ловушки, будут использоваться комбинации магнитных полей, как с теплыми катушками, так и сверхпроводящими при температуре жидкого гелия.

Ниже приведена история поиска и успехов плазменных установок. Нормирование успехов заслуженно ведется по отношению к токамаку Т-3, поскольку он был первым успешным устройством из систем замкнутого типа.

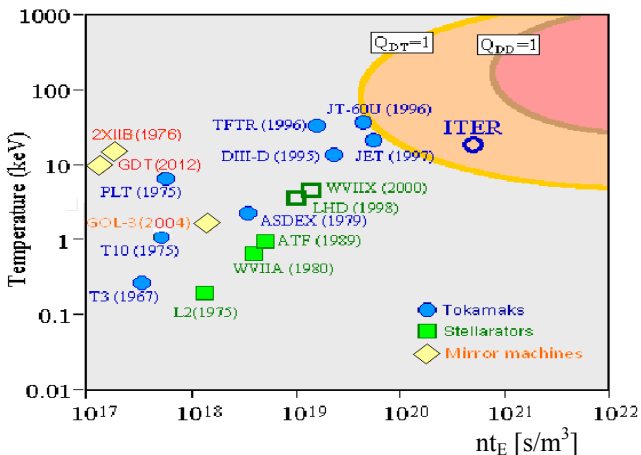


Рис. 2. Область с положительным выходом ядерной реакции на плоскости $T - nT_e$. Показаны достижения различных экспериментальных установок по удержанию термоядерной плазмы.

2. Выбор схемы реакции синтеза

Атомные ядра имеют положительный электрический заряд. На больших расстояниях их заряды экранированы электронами. Для того чтобы произошло слияние ядер, они должны сблизиться на расстояние, на котором действует сильное взаимодействие. Это расстояние — порядка размера самих ядер $\sim 10^{-13}$ см и во много раз меньше размера атома $\sim 10^{-9}$ см. Сила отталкивания, возникающая при сближении ионов, в соответствии с законом Кулона, обратно пропорциональна квадрату расстояния между зарядами. На расстояниях порядка размера ядер величина сильного взаимодействия, которое стремится их связать, начинает быстро возрастать и становится больше величины кулоновского отталкивания. Величину кулоновского барьера можно вычислить из выражения:

$$\varepsilon_{бар} = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{R}, \text{ где } R = R_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}), Z_1e \text{ и } Z_2e - \text{заряды налетающей}$$

частицы и ядра, A_1 и A_2 — массовые числа ионов, участвующих в реакции, R_0 — радиус ядра протона $\sim 1.4 \cdot 10^{-13}$ см. Для разных реакций величины вычисленных потенциальных барьеров сильно отличаются. Потенциальный барьер для взаимодействующих протонов ≈ 500 кэВ. Для (D+T)-реакции $\varepsilon_{бар} \approx 380$ кэВ; (H + ${}^6_3\text{Li}$)- реакции $\varepsilon_{бар} \approx 1,1$ МэВ; (H+ ${}^{11}_5\text{B}$)-реакции $\varepsilon_{бар} \approx 1,6$ МэВ. Экспериментально реакции синтеза наблюдаются при существенно меньших энергиях частиц, что указывает на вероятность квантового проникновения под кулоновский барьер.

Для реакции D-T сечение синтеза максимально в области энергии частиц $\sim 10^2$ кэВ (см. рис. 3) и на данный момент эта реакция наиболее предпочтительна для зажигания.

Если ядра дейтерия и трития сталкиваются при энергии, при которой существует конечная вероятность взаимодействия, то скорость наработки плотности нейтронов n_f и атомов гелия будет определяться произведением плотностей n_d , n_t сталкивающихся потоков ядер дейтерия и трития, умноженному на величину, которая определяет «вероятность» взаимодействия ($\sigma(v_i) \cdot v_i$), где $\sigma(v_i)$ — сечение взаимодействия, v_i — скорость ионов.

$$n_f = n_d \cdot n_t \cdot (\sigma(v_i) \cdot v_i).$$

Если ввести η — коэффициент эффективности реакции синтеза, как произведение ($\sigma(v) \cdot v$) для максимального сечения (см. рис. 3), то скорость числа реакций в кубическом сантиметре (при $n_d = n_t = n_i$) определится как:

$$n_f = \eta \cdot n_i^2, \text{ где } n_i - \text{плотность ионов.}$$

При $n_i = 1$ для дейтерий-тритиевой реакции $\eta \approx 8 \cdot 10^{-16}$. Окончательно плотность числа реакций синтеза в секунду:

$$n_f(DT) = \eta \cdot n_i^2 \approx 8 \cdot 10^{-16} \cdot n_i^2, \quad n_f(pB) = \eta \cdot n_i^2 \approx 4 \cdot 10^{-16} \cdot n_i^2,$$

$$n_f(DHe^3) = \eta \cdot n_i^2 \approx 2 \cdot 10^{-16} \cdot n_i^2.$$

Эта оценка позволяет определить необходимый масштаб плотности ионов, участвующих в реакции синтеза. Так для мощности, выделяемой в кубическом сантиметре ~ 1 Вт (1 МВт/м^3), необходима плотность ионов для дейтерий-тритиевой смеси $n_i \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для протон-боровой реакции $n_i \approx 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, для дейтерий-гелиевой реакции $n_i \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

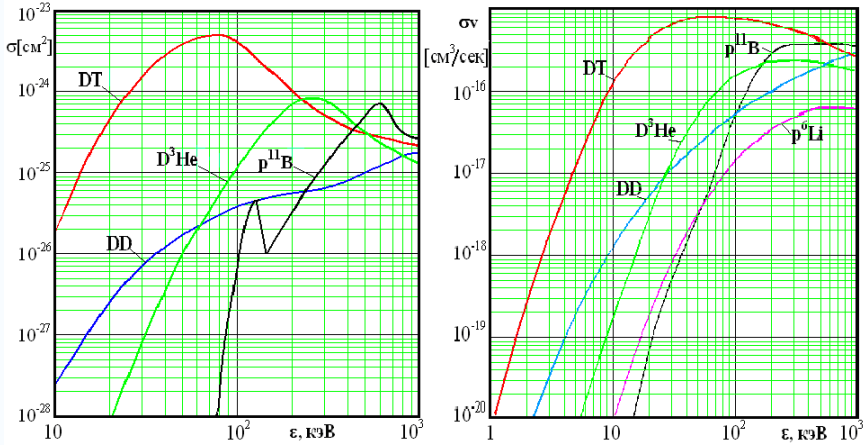
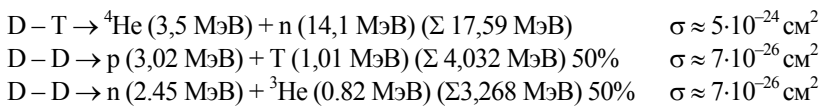


Рис. 3. Сечения реакций ядерного синтеза σ и $\sigma(v) \cdot v$ в зависимости от энергии налетающего ядра [3]. Здесь и далее сечения реакций в системе центра масс.

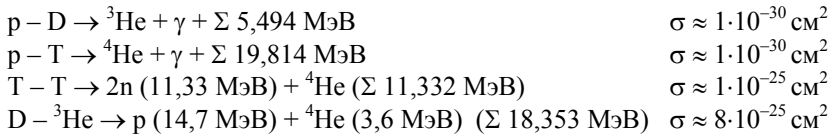
Приведенная зависимость $(\sigma \cdot v)$ от энергии для разных реакций указывает на возможность реакций не только при максимальном сечении, но и при больших энергиях сталкивающихся ионов. Это обстоятельство позволяет использовать ионы в реакциях с большими энергиями, что важно, как будет показано ниже, для получения больших токов ионов и снижения числа ионов, рассеянных при кулоновском взаимодействии.

Реакция ядерного синтеза D-T имеет энергетический выход 17,6 МэВ (при энергии сталкивающихся частиц $\sim 10^2$ кэВ сечение $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$).

Кроме D-T реакции будут происходить реакции с участием дейтерия:

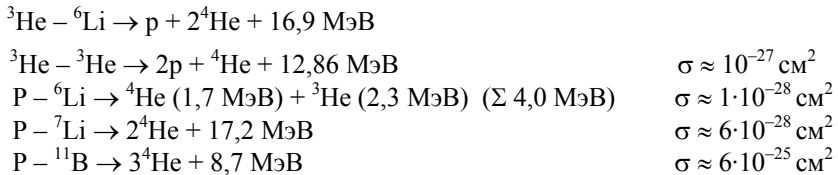


В дополнение к D–D реакции также происходят:



Более перспективны так называемые «безнейтронные» реакции, так как порождаемый термоядерным синтезом нейтронный поток в реакции дейтерий-тритий энергетически привлекателен, но создает наведенную радиоактивность в конструкции реактора. Реакция дейтерий + гелий3 является более перспективной по причине меньшего нейтронного потока и имеет сравнительно высокое сечение взаимодействия $\sigma \approx 8 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ (см. рис. 3). Заметный поток нейтронов в этой реакции вносит реакция D+D, со своим сечением взаимодействия $\sigma \approx 7 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$.

Ниже приведены чистые безнейтронные реакции синтеза.



Интерес в перспективе представляют чистые реакции без нейтронов, энергетический выход у которых в заряженных частицах. Это обстоятельство позволяет рассматривать прямое преобразование энергии заряженных частиц в электрическую энергию. На сегодняшний день это может быть и неактуально, но коэффициент преобразования энергии в электрическую может быть достигнут более высоким, чем в тепловом цикле с участием нейтронов.

Проблема в том, что реакцию синтеза с использованием альтернативных видов смеси намного сложнее получить и поддерживать, поэтому D–T реакция считается необходимой на первых шагах в термоядерном синтезе и в применении к реакторам деления для обеспечения безопасного уровня подкритичности реактора деления и переработки радиоактивных отходов.

3. Вариант стенда для синтеза

Для осуществления ядерных реакций синтеза с участием легких ионов ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ необходимо иметь, как видно из сечений взаимодействия (рис. 3), ускоренные ионы с кинетической энергией частиц порядка 0,1 – 0,3 МэВ. Плотность сталкивающихся частиц, которая уже может представлять интерес для нейтронных приложений, должна быть $(10^8 - 10^{12}) \text{ см}^{-3}$.

Оставляя в стороне от рассмотрения плазменные способы решения проблем УТС и ИТС, в настоящей работе предлагается к рассмотрению пучковый подход,

который может стать пробной альтернативой плазменным подходам в запуске реакции управляемого синтеза.

В цилиндрической системе, помещенной в продольное магнитное поле и речь о которой пойдет ниже, необходимо в центральной части накопить заряд от электронного пучка с тем, чтобы получить достаточное провисание потенциала для поперечного ускорения ионов. В принципе, для получения потенциала возможно использование сильноточных пучков с однопролетными электронами, но в работе этот вариант не рассматривается, как энергетически невыгодный. В поле, отрицательного объемного заряда, ионы будут ускоряться, эмитируя с предварительно созданной плазменной цилиндрической поверхности, по радиусу, двигаясь навстречу друг другу, и смогут эффективно взаимодействовать в центральной области, где энергия частиц окажется достаточной для реакций синтеза, а плотность потока для нейтронных приложений. В такой конфигурации и установившемся режиме ионы ускоряются и тормозятся каждый раз, проходя через центральную часть без потерь энергии в нулевом приближении и тем самым не забирают энергию от электронного пучка, разумеется, кроме ионов, участвующих в реакциях синтеза. Конечно, будут естественными энергетические затраты на первоначальное ускорение всех ионов, участвующих в осцилляциях.

Осциллирующие ионы своим объемным зарядом будут изменять, в основном, радиальное распределение электрического поля отрицательного потенциала в системе, что приведет к установлению через некоторое время распределения электрического поля с электронами пучка и осциллирующими ионами.

Баланс сил при движении иона в системе с электрическим и магнитным полями под действием силы Лоренца:

$$\mathbf{F}_L(\mathbf{r}) = \mathbf{q} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) + [\mathbf{v}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{B}] \cdot \mathbf{q} / c \quad (\text{CGSE})$$

имеет непростой вид из-за неоднородного и меняющегося электрического поля с появлением объемного заряда, поэтому для вычисления траекторий движения ионов и их анализа необходимо применять численные методы. Напомним, что ход потенциала в цилиндрической системе без объемного заряда:

$$\varphi(r) = \frac{U_a \cdot \ln \frac{r}{r_k}}{\ln \frac{R_a}{r_k}},$$

где R_a и r_k – соответственно, наружный и внутренний радиусы электродов, r – текущий радиус, U_a – напряжение между электродами.

Пример таких вычислений в одночастичном рассмотрении и с металлическим отрицательным электродом при использовании программы SAM [16] приведен на рис. 7. Траекторий ионов и электронов с учетом объемного заряда пока не получено.

Ионы должны эмитироваться из устойчивого слоя плазмы, сравнительно небольшой плотности $n_p \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($j_i \approx 10 \text{ mA/cm}^2$) и который должен находиться в достаточном магнитном поле для выполнения условия $B^2/8\pi \gg nkT$, т.е. магнитное давление должно быть существенно больше газокинетического при $T \sim 1 \text{ эВ}$. Дебаевский радиус для такой плазмы:

$$R_d = \sqrt{\frac{k \cdot T^\circ K}{4 \cdot \pi \cdot e^2 \cdot n_e}} = 6.9 \cdot \sqrt{\frac{T^\circ K}{n_e}} = 740 \cdot \sqrt{\frac{T_i \cdot T_e}{(T_i + T_e) \cdot n_e}},$$

где, k – постоянная Больцмана = $1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К, $T^\circ K$ – температура в градусах, n_e – плотность в см^{-3} и e – заряд электрона = $4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE. T_i и T_e – температура в электрон-вольтах. При $T = 1 \text{ эВ}$, $R_d = 0,0005 \text{ см}$, что достаточно для качества эмитирующей поверхности. Создание такого плазменного эмиттера возможно из плазменных пушек, расположенных равномерно с торца установки. Для дополнительной устойчивости эмиссионной границы возможно применение цилиндрической ограничивающей металлической сетки с нужным размером ячейки.

Электрический потенциал плазменного слоя-эмиттера, или эмиттеров, должен иметь возможность его изменения, необходимого для синтеза разных ионов, участвующих в реакции. В принципе, и скорее всего, возникнет необходимость изменять потенциалы эмиттеров во время эмиссии разных ионов от внешнего источника по линии обратной связи. Понятно, что для ионов одного сорта достаточно одного эмиттера с плазменным слоем.

Итак, встречное ускорение ионов по радиусу может происходить под действием сил электрического поля, создаваемого объемным зарядом электронного пучка, ускоряемого электронным ускорителем и инжектируемым по центру системы. Для усиления электрического поля объемного заряда от электронного пучка необходимо создать наибольшее провисание электрического потенциала Φ в центральной части системы, что может быть достигнуто правильным подбором радиусов электронного пучка и слоя плазмы эмиттера при необходимом токе инжектируемых электронов. Для вычислений воспользуемся выражениями для напряженностей электрического поля в цилиндрической геометрии: $E = \frac{4 \cdot \pi \cdot \rho \cdot \Delta V}{2 \cdot \pi \cdot r_b \cdot l} = \frac{2 \cdot j \cdot \Delta V}{r_b \cdot v_z \cdot l} = \frac{2 \cdot I}{r_b \cdot v_z}$ и $E = \frac{\Phi}{r_b \cdot \ln \frac{R_i}{r_b}}$. Провисание

потенциала на границе трубчатого пучка радиуса r_b в дрейфовой трубе и в зависимости от тока I , при скорости инжектируемых однопролетных электронов v_z :

$$\Phi = \frac{2 \cdot I \cdot 3 \cdot 10^9 \cdot 300}{v_z} \cdot \ln \frac{R_i}{r_b} = 18 \cdot 10^{11} \cdot \ln \frac{R_i}{r_b} \cdot \frac{I}{v_z} (V),$$

где: R_i и r_b – радиусы ионного эмиттера и электронной границы, соответственно, I – ток электронов в дрейфовой трубе в [А], $v_z = (2 \cdot e \cdot U / (m_e \cdot \gamma))^{1/2}$ – продольная скорость электронов в см/сек, e , m_e – заряд и масса электрона, γ – релятивистский фактор. К примеру, для провисания потенциала $\sim 2 \cdot 10^5$ В, ускоряющего ионы и потому представляющего интерес для реакций синтеза, необходимо иметь ток электронов в дрейфовой трубе ≈ 550 А, без учета компенсации электронного заряда осциллирующими ионами. Электрическая напряженность на поверхности электронного пучка (при $r_b = 2$ см) ~ 30 кВ/см. В оценке использовались: $\ln(R_i/r_b) \approx 2,7$, v_z (для $eU = 50$ кэВ) $\approx 1,3 \cdot 10^{10}$ см/сек. Из электронного диода, при ускоряющем напряжении $2,5 \cdot 10^5$ В, средней электрической напряженности в ускоряющем зазоре 30 кВ/см можно получить плотность тока по закону «трех вторых» не более 5 А/см² в непрерывном режиме. Требуемый катод с площадью в 100 см² представляется технически вполне реализуемым, к тому же всегда можно применить магнитную компрессию электронного пучка, но эта схема по созданию отрицательного потенциала на оси системы с однопролетными электронами энергетически невыгодна, поскольку сильно нагружает источник питания электронного пучка.

Более привлекательна схема режима инжекции электронного пучка с виртуальным катодом и осциллирующими электронами. Виртуальный катод (ВК) должен находиться в конце системы и его роль может выполнять приемник пучка, находящийся под потенциалом примерно равным потенциалу физического катода (см. рис. 4).

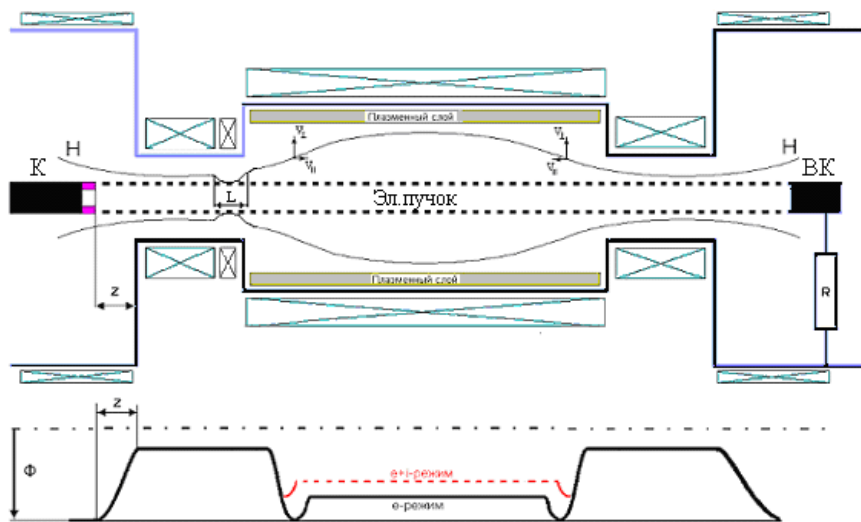


Рис. 4. Схема эксперимента. Линии магнитного поля Н и ход потенциала Ф показаны условно. e + i – режим с ионами.

При использовании квазиизолированного приемника пучка может произойти запираение физического диода осциллирующими электронами. В такой схеме накопления электронного заряда кроме запираения диода видится еще и опасность распухания пучка в точках остановки из-за объемного заряда и поперечное заполнение диодного промежутка осциллирующими электронами. Поэтому катоды должны находиться в достаточном магнитном поле для выполнения условия $(B^2/8\pi) \geq (E^2/8\pi)$. Для существенного снижения этого процесса необходимо после ускорения электронного пучка и после пролета области L (см рис. 4) увеличить питч-угол θ ($\theta \sim V_{\perp}/V_z$) электронов так, чтобы электроны могли быть захвачены в магнитную систему с магнитными пробками на концах. В этом случае большая часть электронов не вернется в диод, а захваченные электроны будут осциллировать между пробками и своим объемным зарядом создавать необходимое провисание потенциала. Для этого в L-области на длине L необходимо создать резкий скачок магнитного поля так, чтобы нарушить адиабатический инвариант ускоряемых частиц (адиабатический инвариант – $m \cdot v_{\perp}^2 / (2 \cdot B) = \text{const}$).

На длине ларморовской спирали:

$$L_z = \frac{2 \cdot \pi \cdot m \cdot c \cdot \gamma \cdot v_z}{e \cdot B} \approx 3.6 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\gamma \cdot v_z}{B} \text{ (CGSE)}$$

или нескольких длин это должно произойти дважды, чтобы частицы набрали максимальный питч – угол. В этом случае скорость осциллирующих электронов при приближении к пробкам будет, в основном, поперечная $V_{\perp} \gg V_z$ и потому в точках остановки ($V_z = 0$) у электронов будет ненулевая скорость, и они будут удерживаться магнитным полем от радиального расталкивания. Электроны, у которых продольная скорость V_z ненулевая в магнитных пробках, окажутся в конусе потерь и пройдут в диодный промежуток. Это будут электроны, для которых $V_z/V_{\perp} > [(B_{\max} - B_{\min})/B_{\min}]^{1/2}$, но их количество будет мало.

Если во время инжекции электронного пучка в ловушку осуществлять небольшой подъем ускоряющего напряжения на катоде, то предварительно ускоренные электроны и прошедшие через пробку после отражения от выходной пробки или виртуального катода возвратятся в диодный промежуток, но не будут достигать катода и тем самым уменьшат процесс запираения диода своим объемным зарядом в точке остановки.

Заметим, что дополнительный эффект по заполнению ловушки электронами будет происходить автоматически из-за потери энергии электронами в процессе многократного ускорения и торможения при пролете между пробками и из-за возможных тормозных потерь электронов на ионах.

Длину свободного пробега электрона L_{ei} , в предположении равенства плотности электронов и ионов, можно оценить по формуле:

$$L_{ei} = \frac{(k \cdot T)^2}{4 \cdot \pi \cdot e^2 \cdot n_e \cdot L} = 2.56 \cdot 10^9 \frac{\varepsilon^2 (\text{эВ})}{n_e \cdot L},$$

где, L и n_e – кулоновский логарифм и плотность электронного потока (см^{-3}), соответственно. Для плотности $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и энергии электронов $\sim 10^5 \text{ эВ}$, длина свободного пробега $\sim 10^6 \text{ см}$.

Предлагаемая схема с осциллирующими ионами и электронами энергетически выгодна, так как источник питания электронного пучка будет, в конечном счете, нагружен только на мощность, уносимую потерянными частицами. Реализация такой схемы с осциллирующими электронами требует масштабных численных расчетов поведения ионов с учетом объемного заряда и проверки устойчивости поверхности электронного заряда.

Заметим, что в схеме с осциллирующими ионами без поперечного магнитного поля или в слабом поле ионы будут встречаться в приосевой цилиндрической области с радиусом, определяемым объемным зарядом и угловым и энергетическим разбросами ионов, неоднородностями эмиссионной границы, а также и объемным зарядом электронов. При заметном токе ионов вблизи оси начнет появляться положительная потенциальная яма, которая приведет к распуханию области встречи и взаимодействия ионов. С другой стороны, в эту область могут быть захвачены электроны и произойдет нейтрализация положительного заряда ионов, что может привести к большей фокусировке ионов, но автором этот плазменный сценарий не рассматривался по разным причинам.

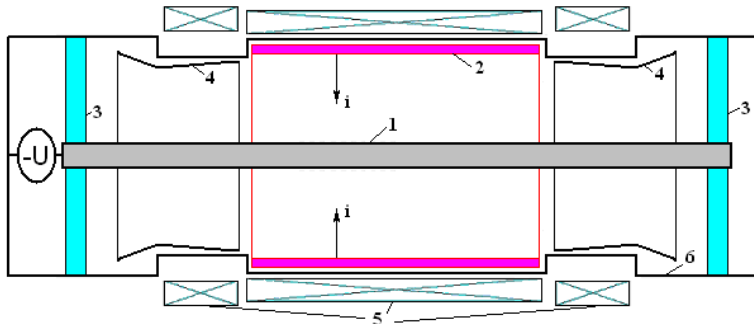


Рис. 5. Схема эксперимента. 1 – потенциальный электрод, 2 – плазменный эмиттер, 3 – изоляторы, 4 – отражательные электростатические экраны, уменьшающие поток рассеянных ионов на изоляторы, 5 – катушки магнитного поля, 6 – вакуумная камера, i – ускоряемые ионы.

Намного проще на начальном этапе для проверки эффектов синтеза, ускоренными осциллирующими ионами, использовать вместо электронного пучка материальный металлический электрод под отрицательным потенциалом см. рис. 5. Разумеется, что объемный заряд потока ионов в

области взаимодействия не будет компенсироваться электронным пучком. При удачной реализации этой схемы могут возникнуть тепловые нагрузки при реакциях синтеза на этот потенциальный электрод, но это уже «благородные» нагрузки. Далее в оценках и расчетах при рассмотрении схем с осциллирующими ионами будет использован металлический электрод.

4. Осциллирующие ионы

В экспериментах с использованием металлического электрода изначально предполагается наличие достаточного поперечного магнитного поля, при котором ионы вначале двигаются от эмиттера по радиусу, но не попадают на потенциальный электрод, а изменяют направление радиальной скорости на обратное на некотором расстоянии от оси системы r_{\min} , большем, чем радиус электрода. Далее ионы тормозятся в электрическом поле электрода и при приближении к эмиттеру их скорость уменьшается, затем происходит остановка, далее цикл повторяется. Движение иона будет происходить примерно по гипоциклоиде – кривой, которая представляет собой траекторию точки окружности M , катящейся по другой окружности и имеющей с ней внутреннее касание. Ниже на рисунке приведена схема такого качения при отношении большой окружности к малой равной 3.

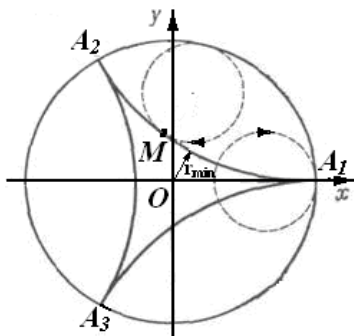


Рис. 6. Траектории движения точки M малой окружности (показано штрихами) по внутренней поверхности большей окружности. A_1, A_2, A_3 – точки остановки точки M .

При увеличении магнитного поля растет r_{\min} , что приводит к снижению плотности потока ионов, в случае повышения отрицательного потенциала на электроде имеет место уменьшение r_{\min} и рост плотности потока ионов.

Особенностью ионного тока в цилиндрической системе является постоянство полного тока по радиусу, а плотность тока растет с уменьшением радиуса и достигает максимума в области r_{\min} . Выгодно уменьшать r_{\min} , но всегда есть ограничение на предельную электрическую напряженность на поверхности потенциального электрода, поэтому

необходима разумная оптимизация по величине магнитного и электрического полей.

Заметим, что направление ионного тока в такой системе меняется с радиального на азимутальное вблизи радиуса r_{\min} .

Подобное заполнение ионами системы возможно лишь при подаче напряжения на электрод за время существенно меньшее, чем время пролета ионом расстояния от старта с эмиттера до его полной остановки. В этом случае набранная и возвращенная энергии иона равны. В случае конечного фронта напряжения, тормозящее поле, действующее на ионы, всегда будет больше ускоряющего, что приведет к остановке ионов на некотором расстоянии от эмиттера и таким образом произойдет дополнительное заполнение системы ионами, которые ускоряются не с эмиттера. Ионы будут совершать колебания по радиусу и азимутальное движение в области между потенциальным электродом и эмиттером. Электрическое поле объемного заряда остановленных ионов сместится от плазменного эмиттера к потенциальному электроду, что приведет к новому распределению электрического поля в системе эмиттер-электрод. Плотность ускоренных ионов вблизи электрода, как будет показано ниже, пропорционально квадрату ускоряющего напряжения, поэтому доля ионов в системе с меньшими энергиями создаст ионный фон, тем самым повышая вероятность взаимодействия с ионами, обладающими полной энергией. Подъем напряжения на потенциальном электроде необходимо осуществлять таким образом, чтобы создать максимальную плотность ионов вблизи потенциального электрода.

В качестве демонстрации такого заполнения системы ионами приведен расчет траекторий ионов, стартующих в разных точках между эмиттером и потенциальным электродом при неизменном магнитном поле и ускоряющем напряжении.

Из рисунка 7 видно, что ионы стартующие с разных радиусов группируются вблизи потенциального электрода на разных минимальных радиусах, поэтому для увеличения плотности ионного фона необходимо осуществлять плавный подъем напряжения с характерным временем роста, соизмеримым с временем движения иона от старта до остановки.

Для получения полной картины заполнения ионами области между эмиттером и потенциальным электродом ниже приведен расчет траекторий ионов дейтерия, стартующих с эмиттера при разных напряжениях на потенциальном электроде в неизменном магнитном поле.

Заполнение ионами области ускорения будет происходить с большого радиуса r_{\min} при низких напряжениях к меньшему радиусу r_{\min} при увеличении напряжения на потенциальном электроде. В установившемся режиме произойдет стабилизация r_{\min} .

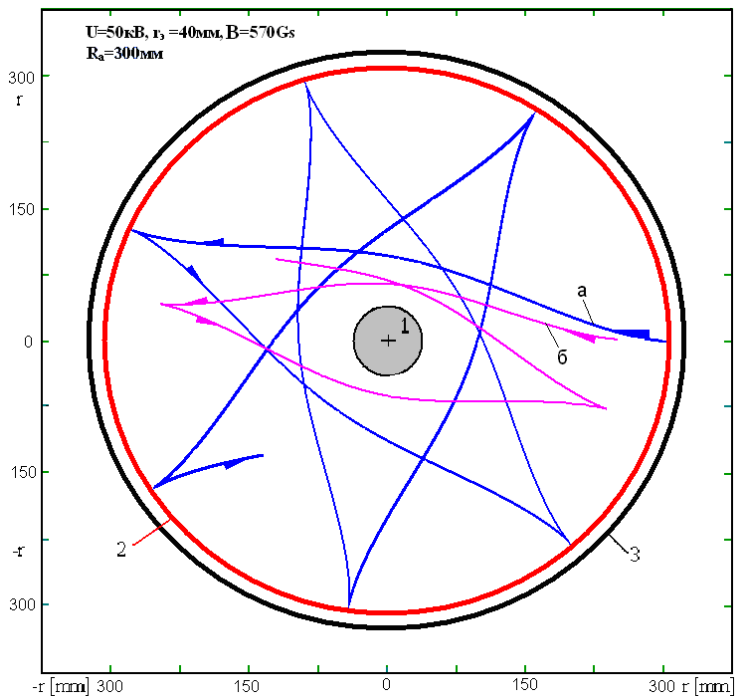


Рис. 7. Траектории движения протонов, стартующих с разных радиусов системы. В левом верхнем углу начальные условия при расчете: а) – старт протона с радиуса эмиттера $R_a = 300$ мм, $r_{\min} = 94$ мм, $\varepsilon = 28.6$ кэВ; б) – старт протона с радиуса $R = 250$ мм, $r_{\min} = 62.5$ мм, $\varepsilon = 34.4$ кэВ. 1 – потенциальный электрод, 2 – плазменный эмиттер, 3 – вакуумная камера.

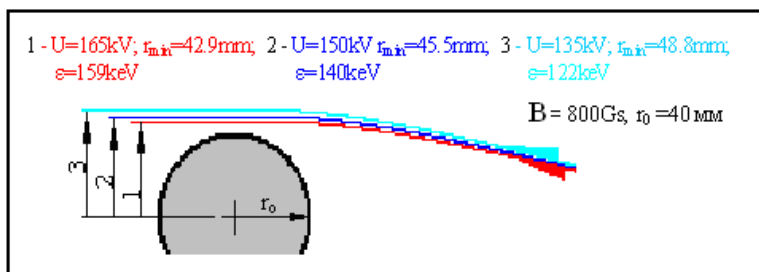


Рис. 8. Траектории движения ${}^2_1D^+$ при разных напряжениях на потенциальном электроде.

Для оценки величины изменения радиуса r_{\min} в зависимости от энергетического разброса ионов (для $\Delta\varepsilon/\varepsilon < 0,1$) можно будет воспользоваться выражением $\Delta r \sim r_{\min} \cdot (\Delta\varepsilon/\varepsilon)$.

На рис. 9 приведены расчетные траектории движения одиночных ионов с разными массами между эмиттером и потенциальным электродом.

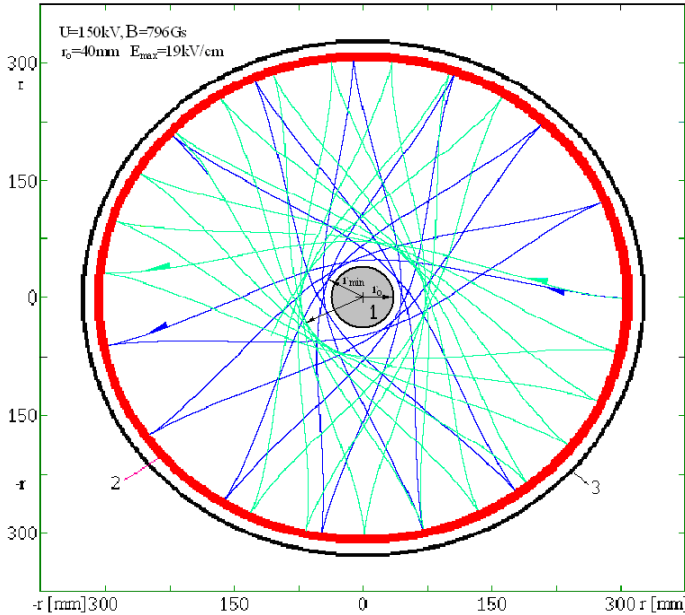
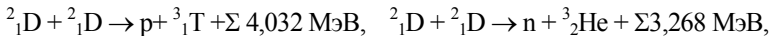
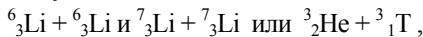


Рис. 9. Схема и траектории движения осциллирующих ионов разной массы H^+ и D^+ в камере и вблизи потенциального электрода. В левом верхнем углу начальные условия при расчете. Для H^+ $\varepsilon = 107$ кэВ, $r_{\min} = 71,2$ мм; для D^+ $\varepsilon = 140$ кэВ, $r_{\min} = 45,5$ мм. 1 – потенциальный электрод $r_0 = 40$ мм, 2 – плазменный эмиттер, 3 – вакуумная камера. Стрелками показаны начальные траектории для H^+ и D^+ .

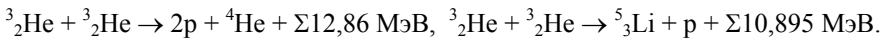
В схеме осциллирующих ионов с одним эмиттером можно проверять реакции синтеза, в которых используются одинаковые по массе ионы, к примеру:



а также с участием



а также чистые реакции без нейтронов, например



Для однократно ионизованных ионов с разными массами необходимо использовать два эмиттера для каждого типа иона с тем, чтобы потоки ионов могли встретиться в области взаимодействия (r_{\min}) с максимальной плотностью. Потенциал эмиттера более легкого иона необходимо рассчитать с учетом нового распределения электрического поля и с учетом объемного заряда более тяжелых ионов, а окончательно подобрать экспериментально по результату реакции синтеза. При пролете более тяжелого иона через плазму эмиттера легкого иона возможно кулоновское взаимодействие и двукратная ионизация тяжелого иона, что нежелательно. Оценка для тонкого плазменного эмиттера длины свободного пробега для ион-ионного взаимодействия: $L_{ii} = \frac{(k \cdot T_i)^2}{4 \cdot \pi \cdot e^4 \cdot n_e \cdot Z_i^3 \cdot L_i} = 2.56 \cdot 10^9 \cdot \frac{\varepsilon^2 (\text{эВ})}{n_e \cdot Z_i^3 \cdot L_i}$, где, L_i и n_e – кулоновский логарифм и плотность электронов, соответственно. Оценка позволяет пренебречь эффектами взаимодействия, если энергия ионов больше 10 кэВ.

На рис. 10 приведен результат счета для траекторий D и T с разными эмиттерами.

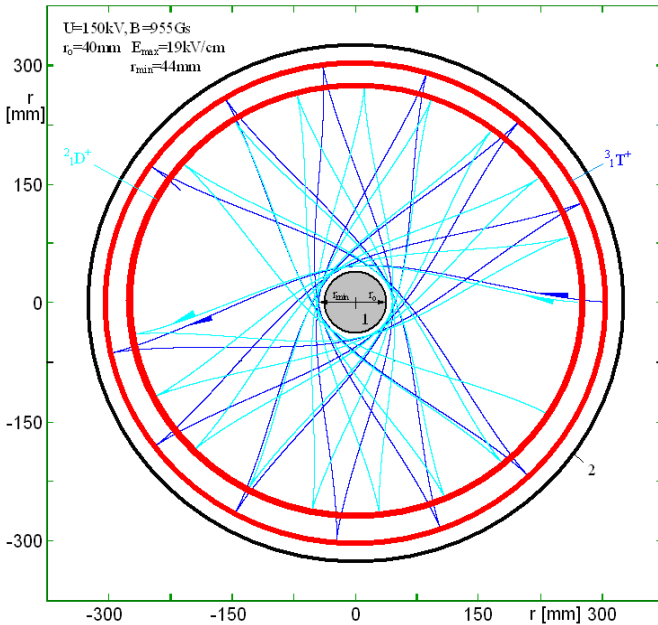


Рис. 10. Траектории движения осциллирующих ионов ${}^2_1\text{D}^+$ и ${}^3_1\text{T}^+$ вблизи потенциального электрода с разными эмиттерами. В левом верхнем углу начальные условия при расчете. Для D^+ $\varepsilon = 133$ кэВ; для T^+ $\varepsilon = 142$ кэВ, разность потенциалов между эмиттерами – 7.5 кВ. 1 – потенциальный электрод $r_0 = 40\text{mm}$, 2 - вакуумная камера. Стрелками показаны начальные траектории для D^+ и T^+ .

В расчетах потенциал электрода принимался равным 150 кВ, но для эмиссии и увеличения токов ионов выгоднее этот потенциал увеличивать, сечение реакции синтеза σ при этом будет падать, но $(\sigma \cdot v)$ остается, практически постоянной из-за роста скорости ионов, поскольку ионы нерелятивистские.

На рис. 11 приведен расчет для малонейтронной реакции синтеза с участием дейтерия и изотопа гелия.

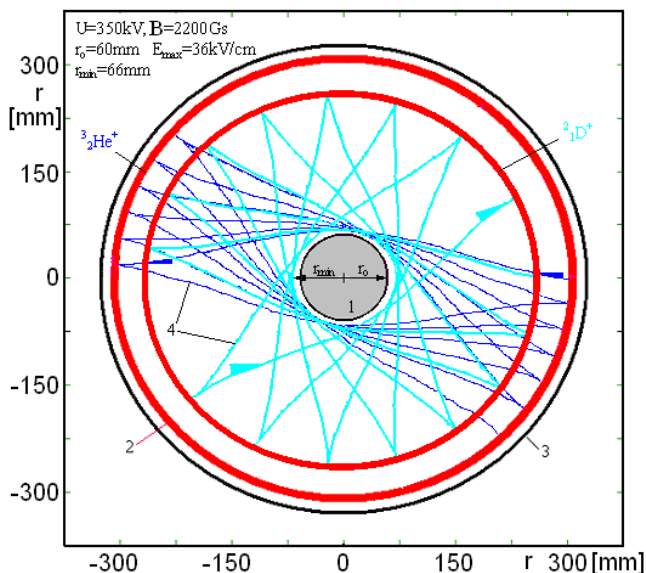


Рис. 11. Траектории движения (4) осциллирующих ионов ${}^2_1\text{D}^+$ и ${}^3_2\text{He}^+$ вблизи потенциального электрода с разными эмиттерами. В левом верхнем углу начальные условия при расчете. Для D^+ $\varepsilon = 301$ кэВ; для He^+ $\varepsilon = 325$ кэВ, разность потенциалов между эмиттерами – 26 кВ. 1 – потенциальный электрод $r_0 = 60$ мм, 2 – эмиттер ${}^3_2\text{He}^+$, 3 – вакуумная камера, 4 – траектории движения ионов. Стрелками показаны начальные траектории для ${}^3_2\text{He}^+$ и конечные для ${}^2_1\text{D}^+$.

Далее приведен расчет для реакций синтеза: протон+литий и протон+бор. Особенностью этих реакций является отсутствие на выходе нейтронов и поэтому эти реакции можно изучать в лабораторных условиях (см. рис. 12).

Выбранный для расчетов потенциал на электроде в реакции протона с литием представляется завышенным, так как электрическая напряженность на поверхности электрода больше 30 кВ/см, что может вызвать проблемы в эксперименте, хотя в принципе, может реализоваться сценарий, при котором эмитированные электроны из поверхности электрода могут быть

замагничены в поперечном магнитном поле. Надежнее потенциал лучше снизить, поскольку $(\sigma \cdot v)$ реакции слабо меняется от 1 МэВ до 300 кэВ. Необходимо также уточнить сечение реакции, поскольку энергия ион водорода и лития разная.

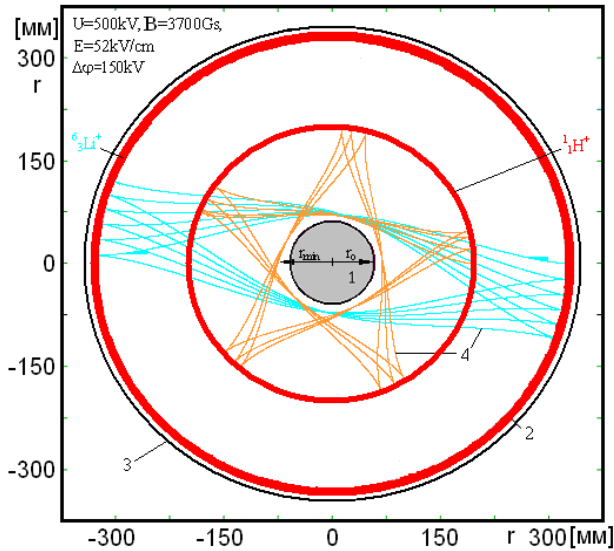


Рис. 12. Траектории движения (4) осциллирующих ионов водорода и ${}^6_3\text{Li}$ вблизи потенциального электрода с разными эмиттерами. В левом верхнем углу начальные условия при расчете. Для протона $\varepsilon = 318$ кэВ; для ${}^6_3\text{Li}$ $\varepsilon = 473$ кэВ, разность потенциалов между эмиттерами – 150 кВ. 1 – потенциальный электрод $r_0 = 65$ мм, 2 – эмиттер ${}^6_3\text{Li}$, 3 – вакуумная камера. 4 – траектории движения ионов.

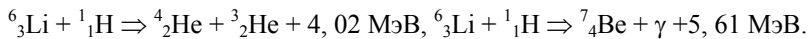
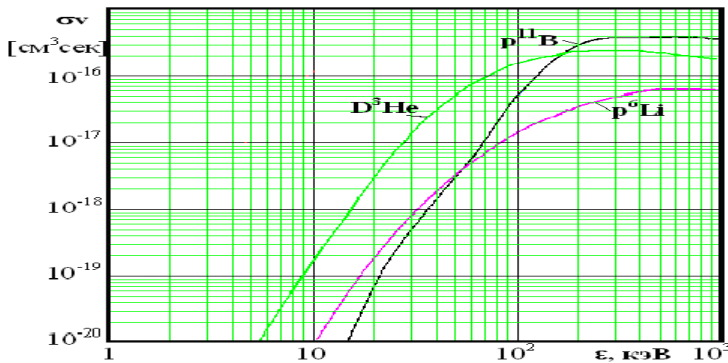


Схема реакции синтеза с протоном и бором энергетически более выгодна, чем с литием и протоном, но реализовать эту реакцию труднее из-за большей массы ядра бора и его заряда. Ниже приведен расчет схемы реакции с бором и протоном (см. рис. 13).

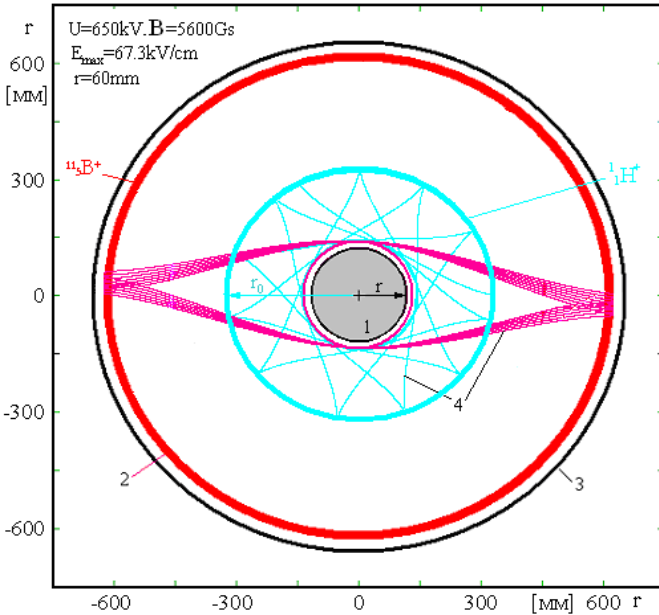
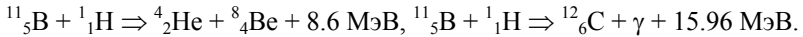


Рис. 13. Траектории движения (4) осциллирующих ионов водорода и $^{11}_5\text{B}^+$ вблизи потенциального электрода с разными эмиттерами. В левом верхнем углу начальные условия при расчете. Для протона $\varepsilon = 280$ кэВ; для $^{11}_5\text{B}^+$ $\varepsilon = 629$ кэВ, разность потенциалов между эмиттерами – 220 кВ. 1 – потенциальный электрод $r_0 = 60$ мм, 2 – эмиттер $^{11}_5\text{B}^+$, 3 – вакуумная камера 4 – траектории движения ионов.



В этой схеме реакции для снижения напряженности на потенциальном электроде, скорее всего, необходимо будет существенно увеличить размеры электрода и камеры, или, и снизить потенциал на электроде. Более привлекательным мог бы быть вариант с использованием двухзарядных ионов бора, что позволило бы уменьшить электрическую напряженность на электроде до безопасного уровня, но для этого необходимо иметь плазменный эмиттер бора с достаточной концентрацией двухзарядных ионов.

5. Оценка плотности ионов в области взаимодействия

В области взаимодействия потоков ионов, вне зависимости от величины тока, формально можно получить бесконечную плотность ионов на r_{\min} , если не учитывать их объемный заряд и энергетический разброс. Из этих рассуждений основными параметрами, которые определяют плотность потока, являются: величина тока, энергетический разброс и объемный заряд от обоих потоков ионов. Энергетический разброс ионов, в основном, зависит от кулоновского рассеяния и стабильности напряжения U на потенциальном электроде. Изначально качество эмитирующей плазменной поверхности предполагается высоким. Из разных соображений можно положить энергетический разброс ионов в пределе 1 кэВ, что автоматически приведет к изменению радиуса взаимодействия на $\delta r \sim r_{\min} \cdot (\Delta\varepsilon/\varepsilon)$. Это условие определит конечный объем взаимодействия на единицу длины системы: $V = \delta r \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_{\min}$.

Полную величину тока ионов на длине L в цилиндрической системе с эмиттером на большем радиусе можно оценить с помощью уравнения Богуславского-Ленгмюра:

$$I_i = \frac{2 \cdot k \cdot U^{3/2} \cdot L}{9 \cdot R_i \cdot \delta} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{M_i}}, \quad \delta = \frac{r_k}{r} \cdot \ln^2 \frac{r}{r_k} \cdot \left(1 + \frac{1}{5} \cdot \ln \frac{r}{r_k} + \frac{13}{300} \cdot \ln^2 \frac{r}{r_k} + \dots\right),$$

где, e и M – заряд и масса иона, R_i – радиус эмиттера, r_k – радиус катода, r – текущий радиус, k – коэффициент накопления тока ионов, вызванный конечным фронтом ускоряющего напряжения U . При $R_i \gg r_k$, $\delta \rightarrow 1$.

Поскольку радиус эмиттера много больше радиуса катода, то оценку тока ионов в коаксиальной системе можно сделать в предположении плоского случая для электродов $2 \cdot \pi \cdot R_i \cdot L$ и $2 \cdot \pi \cdot (R_i - \Delta r) \cdot L$. При $\Delta r \ll R_i$ можно воспользоваться выражением величины тока в плоском случае для электродов, находящихся на расстоянии Δr . Ход потенциала по радиусу вблизи эмиттера (плоский случай) и с учетом объемного заряда можно получить из выражения $\varphi(\Delta r) = U \cdot \left[\frac{\Delta r}{R_i}\right]^{4/3}$. Ток ионов после подстановки и

сокращений примет вид:

$$I = \frac{2 \cdot S \cdot \varphi(\Delta r)^{3/2}}{9 \cdot \pi \cdot (\Delta r)^2} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{M_i}} = \frac{2 \cdot 2 \cdot \pi \cdot R_i \cdot L \cdot U^{3/2} \cdot (\Delta r^{4/3})^{3/2}}{9 \cdot \pi \cdot (R_i^{4/3})^{3/2} \cdot (\Delta r)^2} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{M_i}} = \frac{4 \cdot L \cdot U^{3/2}}{9 \cdot R_i} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{M_i}}$$

Из сравнения формул видно, что ток плоского случая превышает в 2 раза ток, полученный из выражения выше и это может служить оценкой тока ионов сверху. Ток ионов пропорционален напряжению ускорения в степени «трех вторых» и это обстоятельство позволяет проводить эксперименты с большими напряжениями ускорения вплоть до снижения величины $\sigma(v) \cdot v$ (см. рис. 3).

Если положить, что ток ионов с радиального направления переходит в азимутальное и протекает в сечении: ($S = \delta r \cdot L$), то плотность потока ионов можно оценить из выражения: $n_i = \frac{k \cdot I_i}{e \cdot S \cdot v_i} = \frac{k \cdot I_i}{e \cdot \delta r \cdot L \cdot v_i}$, где δr - величина, определяемая энергетическим разбросом ионов $\Delta \varepsilon_i$, v_i - скорость ускоренных ионов в области взаимодействия.

$$n_i = \frac{2 \cdot k \cdot U^{3/2} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{M_i}}}{9 \cdot e \cdot \delta r \cdot v_i \cdot R_i}$$

Учитывая соотношения $\delta r \approx r_{\min} \cdot \frac{\Delta \varepsilon_i}{E}$, где $E = e \cdot U$, $v_i = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U}{M_i}}$

можно выражение для плотности ионов записать в виде:

$$n_i = \frac{2 \cdot k \cdot U^{3/2} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{M_i}}}{9 \cdot e \cdot r_{\min} \cdot \frac{\Delta \varepsilon_i}{E} \cdot R_i \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U}{M_i}}} = \frac{2 \cdot k \cdot U^2}{9 \cdot r_{\min} \cdot \Delta \varepsilon_i \cdot R_i} = \frac{k \cdot 1.54 \cdot 10^6 \cdot U^2 (B)}{r_{\min} (cm) \cdot \Delta \varepsilon_i (эВ) \cdot R_i (cm)}$$

В полученных выражениях плотность ионов не зависит от массы иона и целиком зависит от энергетического разброса, геометрических и электрических параметров. Это обстоятельство позволяет провести вычисления плотности ионов для разных реакций в зависимости от потенциала центрального электрода, оптимального для сечений взаимодействия. Ниже приведены таблицы 1, 2 вычислений и оценок для разных реакций при $k = 1$, для ионов, стартующих с плазменных эмиттеров и возвращающихся на эмиттеры, т. е. обладающих максимально набранной энергией вблизи потенциального электрода.

Таблица 1.

Тип реакции, А+В	Потенциал электрода, U	Радиус эмиттера, R	Радиус (r_{\min})	Ток ионов А/см	Энергетический разброс, $\Delta \varepsilon$	Плотность ионов, $n_i \cdot k$
${}^2_1D + {}^3_1T$	150000 В	30 см	2 см	0.8	1 кэВ	$5.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$
${}^2_1D + {}^3_1T$	200000	30	2.7	1.2	1 кэВ	$7.6 \cdot 10^{11}$
${}^2_1D + {}^3_2He$	320000	30	9	2.4	1 кэВ	$5.8 \cdot 10^{11}$
$p + {}^6_3Li$	350000	30	10	1.9	1 кэВ	$5.7 \cdot 10^{11}$
${}^2_1D + {}^6_3Li$	400000	40	9	1.75	1 кэВ	$6.8 \cdot 10^{11}$
$p + {}^{11}_5B$	650000	60	20	2.42	1 кэВ	$5.4 \cdot 10^{11}$

Таблица 2.

Реакции, A+B	Энергия ионов, eU	Скорость иона, A/B	Сечение Реакции	$\sigma \cdot v_i$	$(n_i \cdot k)^2$ (1/см ³) ²	$n_f \cdot k^2$ 1/см ³ ·сек	Энергия частиц, МэВ
${}^2_1\text{D} + {}^3_1\text{T}$	133/142·10 ³	3,6/3,0·10 ⁸	6·10 ⁻²⁴	1,8·10 ⁻¹⁵	3,3·10 ²³	6·10 ⁸	14,1+3,5
${}^2_1\text{D} + {}^3_1\text{T}$	177/189·10 ³	4,1/3,5·10 ⁸	5·10 ⁻²⁴	1,8·10 ⁻¹⁵	5,8·10 ²³	1·10 ⁹	14,1+3,5
${}^2_1\text{D} + {}^3_2\text{He}$	301/325·10 ³	5,4/4,6·10 ⁸	8·10 ⁻²⁵	3,7·10 ⁻¹⁶	3,4·10 ²³	1,3·10 ⁸	18,3
$p + {}^6_3\text{Li}$	318/473·10 ³	7,8/3,9·10 ⁸	8·10 ⁻²⁶	3,1·10 ⁻¹⁷	4,6·10 ²³	1,4·10 ⁷	4
$p + {}^{11}_5\text{B}$	280/629·10 ³	7,3/3,3·10 ⁸	9·10 ⁻²⁵	4,0·10 ⁻¹⁶	2,9·10 ²³	1,2·10 ⁸	8,7/15,96

Приведенные оценки наработки продуктов синтеза – это оценки «снизу», меньше быть не должно. Ионный фон не учитывался, в оценках $k^2 = 1$. Скорее всего, только экспериментальная проверка в лабораторных условиях реакций (${}^1_1\text{H} + {}^6_3\text{Li}$ и ${}^1_1\text{H} + {}^{11}_5\text{B}$) может определить перспективность предложения с установлением величины k и уточнением сечений взаимодействия из-за разных энергий ионов, участвующих во взаимодействиях.

Распределение плотности ускоряемых ионов по радиусу без магнитного поля можно вычислить с учетом цилиндрической геометрии. Формально, без магнитного поля, на оси можно получить высокую плотность взаимодействующих ионов, необходимо лишь учесть тормозящее поле пространственного заряда, создаваемое ионами, которое, в принципе, можно компенсировать электронным пучком, инжектируемым по центру (рис. 14). Плотность ускоряемых ионов в зависимости от радиуса r и при минимальном поперечном размере r_0 области взаимодействия, определяемой пространственным зарядом ионов:

$$\begin{aligned}
 n_i(r) &= \frac{I_i}{e \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot v_i} = \frac{2 \cdot U^{3/2} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{M_i}}}{e \cdot 9 \cdot R_i \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U \cdot \ln(r/r_0)}{M_i \cdot \ln(R_i/r_0)}}} = \\
 &= \frac{U}{e \cdot 9 \cdot \pi \cdot R_i \cdot r} \cdot \sqrt{\frac{\ln(R_i/r_0)}{\ln(r/r_0)}}.
 \end{aligned}$$

Для наглядности удобнее вести расчет от эмиттера, находящегося на радиусе R_i . При расчете распределения ионов по радиусу с магнитным

полюс необходимо учесть изменение вектора скорости с радиального на азимутальный. Для получения качественной картины можно воспользоваться косинусной функцией радиальной скорости v_i .

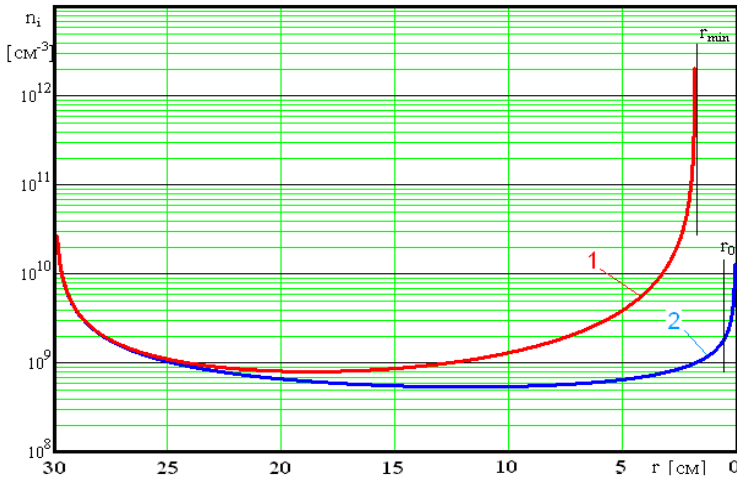


Рис. 14. Качественное, без учета объемного заряда, поведение плотности ионов по радиусу r без магнитного поля (2) и с магнитным полем (1). В расчете эмиттер ионов расположен на радиусе 30 см. r_{\min} – радиус, на котором радиальная скорость иона переходит в азимутальную.

6. Рассеяние ионов при взаимодействии

При встрече ионов в области взаимодействия естественно будет кулоновское рассеяние ионов в поле ядра, для которых прицельный параметр больше ядерного: $b = R_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, где R_0 – радиус ядра протона, A_1 и A_2 – массовые числа ионов, участвующих в реакции.

Оценку углов рассеяния θ от прицельного параметра b и энергии налетающей частицы можно провести по формуле: $\text{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{e^2}{p \cdot v} \cdot \frac{1}{b}$, где p – импульс, v и e – скорость и заряд налетающей частицы.

Из расчета видно, что при энергиях частиц больше 100 кэВ число рассеянных частиц на большие углы существенно меньше частиц с малыми углами (рис. 15).

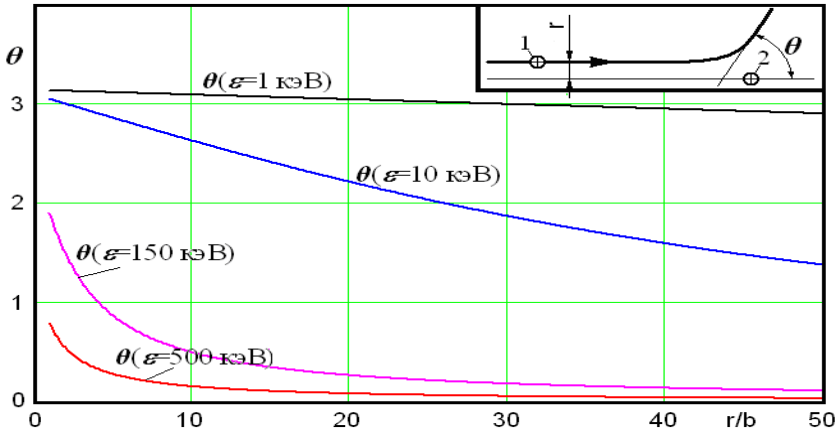


Рис. 15. Угловое рассеяние налетающей частицы в зависимости от энергии и прицельного параметра (r/b).

Рассеяние ионов в телесный угол можно оценить по формуле Резерфорда для дифференциального сечения упругого кулоновского рассеяния на угол θ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4 \cdot \varepsilon} \right]^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \text{ где: } d\Omega = 2 \cdot \pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta, \theta - \text{ угол рассеяния,}$$

Z_1 и Z_2 – зарядовые числа налетающей частицы и ядра, ε – энергия налетающей частицы.

Если сечение рассеяния нормировать на максимальное сечение ядерных взаимодействий, то долю рассеянных частиц по отношению к числу ядерных реакций можно оценить из выражения:

$$\frac{\sigma_{кул}}{\sigma_{ядерн}} = (1/\sigma_{ядерн}) \cdot \left[\frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4 \cdot \varepsilon} \right]^2 \cdot \int_{0.1}^{\pi/2} \frac{2 \cdot \pi \cdot \sin \theta}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \cdot d\theta.$$

Ниже приведены расчеты сечений кулоновского рассеяния для разных реакций синтеза, нормированных на максимальное сечение ядерного взаимодействия и для углов рассеяния налетающих ионов от 0,1 до $\pi/2$ (рис. 16).

В приведенной оценке первая частица считается налетающей, а вторая неподвижной, что верно при $A_2/A_1 \gg 1$; при близких массах ионов будут рассеиваться обе частицы, поэтому угол θ для налетающей частицы будет меньше. Таким образом, количество рассеянных ионов в секунду, для реакции $p^+ + {}^{11}\text{B}$ в области максимального сечения ($\varepsilon_1 \approx 600$ кэВ) превышает

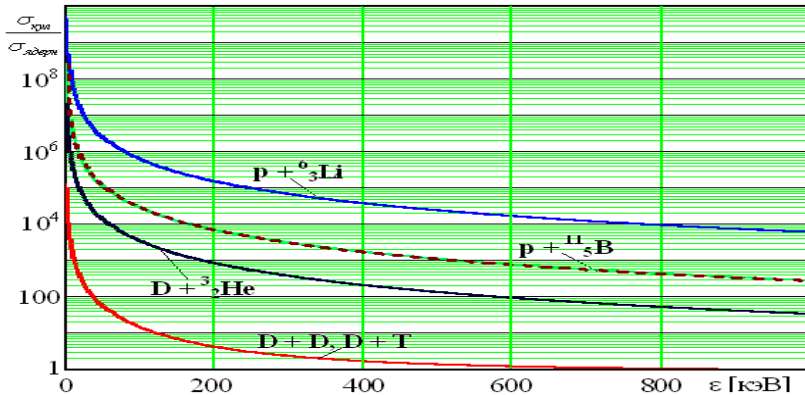


Рис. 16. Отношение числа рассеянных ионов из-за кулоновского взаимодействия к числу ядерных взаимодействий для разных реакций ионов.

число ядерных реакций в секунду $\sim 10^3$ раз. Долю рассеянных частиц в потоке ионов в реакции $p + {}^{11}_5\text{B}$ можно оценить, нормируя их плотность на

плотность потока ионов: $\zeta = \frac{1000 \cdot n_f^* \cdot t}{n_i}$, где n_f^* и n_i – плотность ядерных

реакций и плотность потока ионов, соответственно; t – время. В предлагаемой схеме ускорения t – это время осцилляции иона от старта до его остановки. При торможении иона его энергия уменьшается и растет вероятность его рассеяния на кулоновском потенциале, к тому же при приближении к эмиттеру плотность ионов растет. Вблизи эмиттера ион испытает множество рассеяний и поскольку парные столкновения статистически независимы, а отклонения в разные стороны равновероятны, то угол рассеяния, усреднённый по большому числу столкновений, будет стремиться к нулю. Время осцилляции иона зависит от геометрии и его массы и скорости. Для оценки его можно принять $\sim 10^{-6}$ сек. Доля рассеянных ионов к числу частиц в потоке: $\zeta \approx 1.6 \cdot 10^{-7}$, что мало, к тому же после торможения ион «забывает» о приобретенном угле рассеяния. Для реакций ДТ и D^3He число рассеянных частиц много меньше. Можно рассмотреть последствия этих рассеянных ионов.

В поперечном сечении установки рассеянные частицы могут попасть на потенциальный электрод, что вызовет эмиссию электронов, которые в электрическом поле электрода и магнитном поле будут двигаться по ларморовским орбитам. При кулоновском столкновении с ионами они будут переходить на новые орбиты, что приведет к дрейфу электронов по радиусу к ионному эмиттеру. Если их число будет большим, то будет происходить компенсация объемного заряда ионов, при малом числе их влияние будет незначительным. Рассеяние частиц вдоль оси установки с большими углами

Для снижения высыпания ускоряемых ионов на потенциальные электроды, в эмиттер должны быть установлены дополнительные электроды нужного радиуса, которые имеют потенциал эмиттера и создают конфигурацию электрического поля, при которой ускоряемые и тормозящие ионы могут не попасть на ускоряющие электроды.

Наложение аксиального магнитного поля приведет к появлению азимутальной составляющей скорости ионов, что приведет к перестройке ускоряющего электрического поля в ускоряющем зазоре и изменению траекторий движения ионов. Для компенсации этого эффекта, возможно, придется повернуть потенциальные электроды по азимуту по отношению к электродам эмиттера на нужный угол.

Высыпание тормозящихся ионов необходимо выяснить по результатам счета в зависимости от энергии ионов и величины магнитного поля, правильная комбинация которых позволит снизить потери ионов при их осцилляциях. Необходимо указать на принципиальную возможность перестройки ускоряющего поля вблизи эмиттера (к примеру, бора) и без дополнительных электродов при правильном подборе потенциала на втором плазменном протонном эмиттере.

Дальнейшее повышение плотности потока ионов в области взаимодействия будет затруднено из-за пространственного заряда ионов. Ограничение по пространственному заряду:

$$E = \frac{4 \cdot \pi \cdot q}{2 \cdot \pi \cdot (r_{\text{мин}} + \Delta r)} = \frac{4 \cdot \pi \cdot n_i \cdot e \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_{\text{мин}} \cdot \Delta r}{2 \cdot \pi \cdot (r_{\text{мин}} + \Delta r)},$$

поскольку $\frac{r_{\text{мин}}}{(r_{\text{мин}} + \Delta r)} \approx 1$, то $E = \frac{4 \cdot \pi \cdot n_i \cdot e \cdot \Delta \varepsilon \cdot r_{\text{мин}} \cdot 300}{\varepsilon}$, где ε и $\Delta \varepsilon$ –

энергия иона и его энергетический разброс, $r_{\text{мин}}$ – радиус взаимодействия ионов ~ 5 см. Для $n_i = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ – $E \sim 30 \text{ кВ/см}$, что является пределом по плотности и величине тока ускоряемых ионов. Дополнительное увеличение тока возможно лишь при замене потенциального электрода на электронный пучок, в этом случае может произойти компенсация объёмного заряда ионов электронами.

Таким образом, приведенные оценки сталкивающихся потоков ионов (р + В или в других реакциях) позволяют надеяться на осуществление и изучение реакций синтеза в лабораторных условиях без нейтронов и, как уже указывалось выше, с помощью сравнительно маломощной энергетики.

Автор благодарен чл.-корр. РАН Винокурову Н.А. за поддержку работы и сотрудникам института, которые проявили интерес и открытость при обсуждении, представленного в работе предложения.

Литература

- [1] Тамм И.Е., Сахаров А.Д. Теория магнитного термоядерного реактора, ч. 1. В сборнике: «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 1, М. Изд-во АН СССР, 1958.
- [2] Будкер Г.И. В сб. «Физика плазмы и проблема управляемого термоядерного синтеза». М. Изд-во АН СССР, 3, с. 3-31. 1958.
- [3] Бишоп А. Проект Шервуд. М., «Атомиздат», 1960.
- [4] Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции, М., 1963.
- [5] Капица П.Л. Свободный плазменный шнур в высокочастотном поле при высоком давлении, «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 1969, т. 57, в. 6(12).
- [6] Капица П.Л. Термоядерный реактор со свободно парящим в высокочастотном поле плазменным шнуром, «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 1970, т. 58, в. 2.
- [7] Д.Д. Рютов. Открытые ловушки. // Успехи физических наук, 1988, Т. 154, вып. 4, с. 565614. DOI:10.3367/UFNr.0154.198804b.0565.
- [8] Роуз Д. Управляемый термоядерный синтез. (Результаты и общие перспективы). // Успехи физических наук, 1972, т. 107, вып. 1, с. 99.
- [9] Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975.
- [10] Лазеры и термоядерная проблема, под ред. Б.Б. Кадомцева, М., 1974.
- [11] Ribe F.L. Fusion reactor systems, «Reviews of Modern Physics», 1975, v. 47, №1.
- [12] Furth H.P. Tokamak Research, «Nuclear Fusion», 1975, v. 15, № 3.
- [13] Ashby D.E. Laser fusion, Journal of the British Nuclear Energy Society 1975, № 4.
- [14] Technical Basis for the ITER Detail Design Report, Cost Review and Safety Analysis, IAEA, Vienna, 1997.
- [15] Nevins W.M. // Journal of Fusion Energy//, 17 (1998) 25.
- [16] В.В. Тарнецкий, М.А. Тиунов, В.П. Яковлев. Комплекс программ SAM, Руководство пользователя, версия 3.5. Новосибирск 2002. 130 с.

М.А. Щеглов

**Генерация осциллирующих ионов
применительно к реакциям синтеза;
предложение, оценки, проблемы.**

М.А. Scheglov

**Generation of oscillating ions
towards the reactions of synthesis;
proposal, estimations, problems**

ИЯФ 2014-11

Ответственный за выпуск А.В. Васильев

Работа поступила 23.06. 2014 г.

Сдано в набор 24.06. 2014 г.

Подписано в печать 27.06. 2014 г.

Формат 60x90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 11

Обработано на РС и отпечатано
на ротапинтере «ИЯФ им. Г.И. Будкера» СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11