

УДК 533.9

АСИММЕТРИЧНАЯ ЦЕНТРОБЕЖНАЯ ЛОВУШКА

© 1997 г. В. И. Волосов

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

Поступила в редакцию 21.11.96 г.

Окончательный вариант получен 20.03.97 г.

Предлагается асимметричный вариант центробежной ловушки, в котором высокоэнергетичные продукты термоядерных реакций и частицы основной плазмы выходят из ловушки через разные пробки, тем самым решается проблема удаления “золы”. Обсуждаются вопросы рекуперации энергии заряженных частиц, покидающих ловушку.

1. Введение

Одной из существенных задач в проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС) является вывод продуктов реакции из стационарной магнитной ловушки (очистка от золы). К этой задаче близко примыкает другая – сьем энергии продуктов реакции и превращение ее в электрическую энергию в тех случаях, когда значительная часть энергии заключена в заряженных продуктах реакции (DD или D³He).

Ниже рассматривается возможность относительно простого решения этих задач для центробежной ловушки (ЦЛ) – одной из модификаций ловушки с вращающейся плазмой [1]. Особенностью рассматриваемой ниже системы является асимметрия магнитной системы вдоль оси Z; каждая из двух магнитных пробок выполняет различные функции. В одной из них расположена электродная система, осуществляющая ввод электрических полей в плазму, ее нагрев и стабилизацию; через другую выводятся продукты реакции, причем за пробкой расположен рекуператор энергии этих частиц (преобразователь энергии).

Рассматриваемая система дает новые принципиальные решения проблем: горячих α-частиц (они не накапливаются в объеме реактора), “золы” и переработки энергии заряженных продуктов реакции.

Возможность практической реализации подобных систем с параметрами, близкими к реакторным, была показана в [1–3].

2.1. Центробежная ловушка

Будем ниже называть для сокращения “пробками” центробежной ловушки торцевые участки ЦЛ, на которых удерживается плазма.

Особенностью обычной ЦЛ, как уже отмечалось ранее [1], является наличие двух механизмов удержания плазмы: магнитного и центробежного. Магнитное удержание характеризуется маг-

нитным пробочным отношением R_H – отношением магнитного поля в пробках H_m к полю в центре ловушки H_0 (нижние индексы m и 0 далее относятся к пробке и центру ловушки соответственно): $R_H = H_m/H_0$, а центробежное – отношением радиуса (расстояния до оси ловушки) магнитной силовой линии в центре r_0 к радиусу в пробке r_m , $R_r = (r_0/r_m)^2$; кроме того, время удержания плазмы зависит от параметров плазмы и скорости ее вращения $V_E = cE_0/H_0$. Величины R_H и R_r в ЦЛ могут регулироваться, например, за счет ведения дополнительных магнитных обмоток в центральный объем ловушки или изменения токов в обмотках, расположенных в этой области [1]. При этом в каждой пробке можно независимо изменять как R_H , так и R_r . Заметим, что ионы плазмы в ЦЛ удерживаются в основном центробежным потенциалом, а продукты реакции – магнитным потенциалом. Условие удержания частиц в ЦЛ имеет вид [4],

$$v_{\parallel 0}^2 < v_{\perp 0}^2 (R_H - 1) + V_E^2 (1 - 1/R_r) + e\Delta\phi/2m, \quad (1)$$

где $v_{\parallel 0}$ и $v_{\perp 0}$ – скорость частицы вдоль и поперек магнитных силовых линий в центре ловушки, $\Delta\phi = \phi_0 - \phi_m$ – продольное падение электрического потенциала. Подобная ловушка имеет ряд преимуществ по сравнению с классическими проектами термоядерных установок: нет инжекторов и систем нагрева, достижимость высоких Q в относительно компактных системах, достижимость высоких β и аксиальная симметрия магнитного поля и т.д. [1, 2]. Одно из таких преимуществ – возможность простого вывода продуктов реакции за пролетные времена из плазмы [см. [1)]. Однако эффективность рекуперации энергии α-частиц в этой системе низка, поскольку рекуперация энергии происходит на электродной системе, предназначенной для рекуперации энергии ионов, уходящих из ловушки. Очевидно, что система, рассчитанная на эффективную работу с ионами ($T_i = 50\text{--}100$ кэВ, $W_{\parallel m} \ll T_i$, $W_{Ei} = T_i$), не может

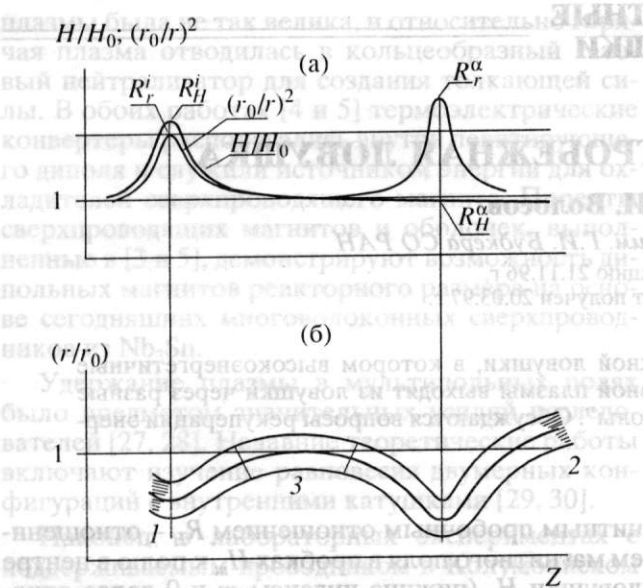


Рис. 1. Структура магнитных полей в асимметричной магнитной ловушке: а – зависимости напряженности магнитного поля (H/H_0) и величины центробежного потенциала $\sim(r_0/r)^2$ относительно центра ловушки от расстояния вдоль оси ловушки; б – зависимость отношения (r/r_0) от расстояния вдоль оси; 1 – ионный рекуператор, 2 – α -частичный рекуператор (преобразователь энергии).

быть одновременно достаточно эффективной для α -частиц или других продуктов термоядерной реакции ($W_\alpha \approx 1-14$ МэВ, $W_{\parallel m} = W_\alpha$, $W_{E\alpha} \ll W_\alpha$); здесь W_{Ei} и $W_{E\alpha}$ равны $m_i V_E^2/2$ и $m_\alpha V_E^2/2$ соответственно; $W_{\parallel m}$ – продольная энергия частицы при прохождении пробки. Максимальная рекуперированная энергия (W_r) в такой системе равна: $W_r/W_\alpha \approx R_r^{-1} (W_{E\alpha}/W_\alpha)^{1/2}$, по оценке для разных систем эта величина равна 3–10% [1].

2.2. Асимметричная центробежная ловушка

Наличие двух независимых потенциалов в открытой ловушке позволяет создать нетрадиционную схему термоядерного процесса.

Рассмотрим асимметричную по Z центробежную магнитную ловушку (АЦЛ). Поскольку в каждой пробке можно независимо изменять R_H и R_r , то выберем их значения таким образом, чтобы ионы и электроны плазмы уходили только через ту пробку, где расположен электродный узел (i -пробка), а продукты реакции только через другую (α -пробку), за которой расположен α -рекуператор.

Для этого пробка, через которую уходят ионы плазмы (i -пробка) и в которой расположен электродный узел, должна иметь радиальное пробоч-

ное отношение $R_r^i > 0$ (типичное $R_r = 2-5$), магнитное поле в этой пробке должно быть выше, чем в центре ловушки $R_H^i > 1$, так чтобы α -частицы не уходили через нее. Пробка, через которую уходят продукты реакции (α -частицы), должна иметь радиальное пробочное отношение выше, чем в плазменной пробке $R_r^\alpha > R_r^i$, так чтобы ионы плазмы не могли выходить через нее. Магнитное поле в этой пробке должно быть ниже, чем поле в центре, причем поле монотонно убывает от центра к пробке так, чтобы продукты реакции под действием магнитного поля выбрасывались через нее в область рекуперации, т.е. $R_H^\alpha < 1$.

Структура магнитных полей в АЦЛ приведена на рис. 1. Следует заметить, что область рекуператора показана на этом рисунке не в масштабе. Реально расстояние между α -пробкой и рекуператором должно быть много больше (>10), чем поперечный размер слоя плазмы. Это требование связано, в частности, с необходимостью удаления He из рекуператора при условии, что обратное поступление He в ловушку должно отсутствовать. Магнитное поле в области расширителя может изменяться достаточно плавно, что позволяет избежать каких-либо эффектов, связанных с непараксиальностью этого поля.

Мы рассматривали выше α -частицы, хотя, например, для $D^3\text{He}$ - или DD -реакций все эти рассуждения справедливы также и для других продуктов реакции: быстрого протона, трития и ^3He .

2.3. Неидеальность АЦЛ

Рассмотрим ряд эффектов, которые связаны с неидеальностью разделения i - и α -потоков в i - и α -пробках АЦЛ.

Область удержания i - и α -частиц в фазовом пространстве приведена на рис. 2 (во вращающейся системе координат (ВСК)). Из-за несимметрии пробок существуют две границы ухода; на рисунке сплошной линией показаны границы в данной пробке и пунктиром – в противоположной. Существуют α -частицы, уходящие через i -пробку, и ионы, уходящие через α -пробку; рассмотрим вклад этих частиц в баланс энергии и частиц в этой установке.

Очевидно, что при изотропном распределении α -частиц по углам часть их потока с $|V_{\parallel}| \gg |V_{\perp}|$ и $V_{\parallel} < 0$ пересекает i -конус потерь и уходит в i -пробку. При достаточно больших R_H^i доля этих частиц равна $1/4 R_H^i$. Часть энергии этих частиц рекупе-

рируется в i -электродной системе [1]. Поэтому доля потерь энергии $\Delta W/W_{0\alpha}$ равна

$$\Delta W/W_{0\alpha} = (1/4R_H^i)(1 - \sqrt{W_{E\alpha}/W_{0\alpha}}).$$

При $R_H^i \sim 5$ и $W_{0\alpha} = 4$ МэВ эти потери несущественны. Однако в области i -пробки нужна система откачки образующегося гелия, чтобы исключить существенное загрязнение основной плазмы ионами ^4He с энергией порядка энергии ионов плазмы. Небольшая примесь ионов ^4He не опасна, так как они выводятся из плазмы несколько быстрее, чем ионы трития.

2.4. Потери плазмы через α -пробку

Небольшая часть плазмы (она занимает область в окрестности точки (2) на рис. 2а) может уходить из этой системы через α -пробку. Электроны, уходящие через эту пробку, доускоряются в α -рекуператоре и могут заметно увеличить потери энергии.

Поток этих электронов можно существенно ограничить, установив на участке между α -пробкой и рекуператором электростатический отражатель электронов. Отражатель может быть выполнен в виде двух коаксиальных цилиндров, охватывающих трубчатый поток плазмы в области расширителя. Если дебаевский радиус плазмы порядка зазора между цилиндрами, то, подав на цилиндры тормозящий потенциал, в несколько раз превышающий величину kT_e , можно полностью отсечь электронный поток. Ионы проходят через эту область и отражаются от α -рекуператора. Тормозящий потенциал отражателя не влияет на движение ионов и α -частиц, если продольный размер отражателя много меньше длины рекуператора.

Оценим плотность плазмы вблизи электростатического отражателя. Можно считать, что эта плотность равна плотности плазмы в точке (2) (рис. 2а) с точностью до геометрического множителя K , учитывающего расширение потока плазмы вблизи отражателя. Предполагая, что для ионов плазмы устанавливается максвелловское распределение, имеем

$$n_2 \leq n_0(T_i/E_0)(\Delta\theta/\pi)\exp(-E_0/T_i),$$

здесь E_0 – высота барьера для ионов в точке (2), $E_0 = W_{E0}$ (см. [2]); $\Delta\theta$ – угловой размер области (2), по порядку величины $\Delta\theta = (R_H^i)^{-1}$; учтем также, что $W_{E0} = (1.8-2) R_r^\alpha T_i$ (см. [2]).

Для типичных параметров АЦЛ: $R_r^i = 3$, $R_r^\alpha = 5$, $R_H^i = 3$, $R_H^\alpha \leq 1$, для плазмы с $T_i \sim 50$ кэВ, $n_0 = 3 \times 10^{13}$ см $^{-3}$, $K = 2$ получим $n_2 = 10^7$ см $^{-3}$ и соответ-

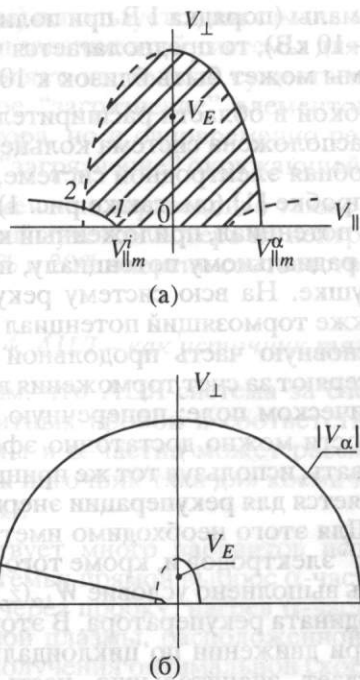


Рис. 2. Положение ионов и α -частиц в фазовом пространстве для АЦЛ во вращающейся системе координат: а – область удержания ионов (заштриховано); справа – α -пробка, слева – ионная пробка; б – положение α -частиц в фазовом пространстве (масштаб другой, чем на рис. 2а).

ственно величину дебаевского радиуса порядка 50 см, что удовлетворяет условию проникновения тормозящего потенциала в плазму в отражателе. Более аккуратная оценка должна дать более выгодные условия для работы отражателя, так как выше не учитывался дополнительный спад плотности плазмы при энергии выше порога удержания за счет стока в “гиперболоид потерь”.

Дополнительные потери энергии могут быть связаны с потоком электронов, образованных за счет ионизации α -частицами и ионами остаточного газа в расширителе рекуператора. Эта проблема решается улучшением вакуума в этой области. Для откачки вторичного He необходимо использовать систему при давлении не менее 10^{-10} Тор. При этом условии рассматриваемые выше электронные токи пренебрежимо малы.

3.1. Рекуперация энергии α -частиц (возможный вариант прямой рекуперации)

Рассмотрим принципиальную схему простейшего рекуператора энергии α -частиц для асимметричной центробежной ловушки.

Здесь не рассматривается электрическая часть рекуператора, обеспечивающая съём электроэнергии с электродов. Так как потери в современных полупроводниковых ключевых элементах

достаточно малы (порядка 1 В при полных напряжениях до 3–10 кВ), то предполагается что к. п. д. такой системы может быть близок к 100%.

За α -пробкой в области расширителя магнитного поля расположена система кольцевых электродов, подобная электродной системе, расположенной в i -пробке [1] (см. также рис. 1). Полный радиальный потенциал, приложенный к этой системе, равен радиальному потенциалу, приложенному к ловушке. На всю систему рекуператора подается также тормозящий потенциал $U_{\parallel} = W_{\alpha}/e$ (рис. 1). Основную часть продольной скорости α -частицы теряют за счет торможения в продольном электрическом поле; поперечную составляющую скорости можно достаточно эффективно рекуперировать, используя тот же принцип, который применяется для рекуперации энергии ионов в i -пробке. Для этого необходимо иметь систему “скошенных” электродов и, кроме того, в точке z должно быть выполнено условие $W_{\perp\alpha}(z_r) = W_{E\alpha}(z_r)$ где z_r – координата рекуператора. В этой системе α -частица при движении по циклоидальной траектории отдает значительную часть энергии (“поперечной” энергии) тормозящему радиальному электрическому полю.

Найдем энергию, которая в этой системе не рекуперирована и теряется на электродах в виде тепла (ΔW). Обозначим координату рекуператора индексом x ($x = z_r$), центра ловушки – 0. Введем параметр $R_x = H_0/H_x \equiv (r_x/r_0)^2$; из закона изоротации получим [1]

$$W_E(x) = R_x W_E(0);$$

из закона сохранения магнитного момента –

$$W_{\perp}(x) = W_{\perp}(0) R_x^{-1}.$$

Продольная и поперечная энергии α -частицы в точке x ($H = H_x$) равны соответственно

$$W_{\parallel}(x) = W_{\alpha}(1 - \sin^2 \theta / R_x),$$

$$W_{\perp}(x) = W_{\alpha}(\sin^2 \theta / R_x),$$

здесь величина W_{\perp} дана во вращающейся системе координат; θ – угол между направлением магнитного поля и вектором скорости в центре ловушки. Поскольку продольный тормозящий потенциал не должен превышать энергию наиболее медленных α -частиц, то $eU_{\parallel}(x) = W_{\alpha}(1 - R_x^{-1})$. Средняя энергия, теряемая за счет неполной рекуперации продольной компоненты скорости α -частиц (в предположении, что α -частицы распределены изотропно по углам), равна

$$\Delta W_{\parallel} = \int d\theta \sin \theta (W_{\parallel}(x) - eU_{\parallel}(x)) = W_{\alpha}/3R_x.$$

Если рекуператор поперечной энергии имеет достаточно много элементов (колец), т.е. ларморов-

ский радиус α -частицы много больше расстояния между кольцами, то можно пренебречь потерями за счет конечного числа элементов в рекуператоре и рассматривать его как идеальную систему, в которой ΔW_{\perp} определяется скоростью V_{\perp} в верхней точке циклоиды:

$$\begin{aligned} \Delta W_{\perp} &= W_{\alpha} R_x^{-1} \int (\sin \theta - R_x \sqrt{W_{E\alpha}/W_{\alpha}})^2 d\theta \sin \theta = \\ &= W_{\alpha} R_x^{-1} (2/3 + R_x^2 (W_{E\alpha}/W_{\alpha}) - \\ &\quad - \pi/2 R_x (W_{E\alpha}/W_{\alpha})^{1/2}). \end{aligned}$$

Полная потеря энергии равна

$$\Delta W = \Delta W_{\parallel} + \Delta W_{\perp} = W_{\alpha} R_x^{-1} (1 + R_x^{-1} (W_{E\alpha}/W_{\alpha}) - \pi/2 R_x (W_{E\alpha}/W_{\alpha})^{1/2}).$$

Потери энергии будут минимальными, если рекуператор расположен в точке, где $(H_0/H_x)(W_{E\alpha}/W_{\alpha})^{1/2} = 1$, т.е. $H_x = H_0 \sqrt{W_{E\alpha}/W_{\alpha}}$. В этом случае полные потери энергии на рекуператоре равны

$$\Delta W = (2 - \pi/2) \sqrt{W_{E\alpha} W_{\alpha}}$$

или

$$\Delta W/W_{\alpha} = 0.43 \sqrt{W_{E\alpha}/W_{\alpha}}.$$

Для DT-реакции, например, при энергии $W_{ED} = 0.2$ МэВ (см. [2]), $W_{E\alpha} = 0.4$ МэВ соответственно $W_{\alpha} = 3.52$ МэВ, величина $\Delta W/W_{\alpha} = 14.5\%$.

Для $D^3\text{He}$ -реакции для протона при $W_{ED} = 0.2$ МэВ, $W_{Ep} = 0.1$ МэВ, $W_p = 14.67$ МэВ и величина $\Delta W/W_p = 3.6\%$, т.е. полезная отдача энергии 96.4%.

Величина потерь на рекуператоре может быть существенно уменьшена, если использовать в плазме поляризованные ионы D, T или ^3He [5, 6].

3.2. Два и (более) вида ядерных частиц

Выше рассматривалась схема, в которой осуществляется рекуперация лишь одного вида ядерных частиц (α -частицы в DT-реакции). С небольшими изменениями эта же схема может быть использована для двух видов ядерных частиц ($D^3\text{He}$ -реакция). В этом случае в дополнение к основному рекуператору, настроенному на энергию протонов (14.67 МэВ), устанавливается конусный (секторный) рекуператор, настроенный на энергию ^4He (3.67 МэВ) в соответствующей точке магнитного поля. Конструкция дополнительного (секторного) рекуператора в принципе не отличается от конструкции основного. Он расположен в точке магнитного поля, где выполнено условие минимизации потерь энергии в процессе ее преобразования:

$$H_x^\alpha = H_0(W_{E\alpha}/W_\alpha)^{1/2} = 0.316H_0,$$

при $W_{E\alpha} = 0.4$ МэВ, $W_\alpha = 3.67$ МэВ. Основной рекуператор расположен дальше от ловушки в области меньшего магнитного поля

$$H_x^p = H_0(W_{Ep}/W_p)^{1/2} = 0.083H_0$$

при $W_{Ep} = 0.1$ МэВ, $W_p = 14.67$ МэВ. Тормозящий потенциал на дополнительном рекуператоре определяется энергией наиболее медленных α -частиц (см. выше) и по порядку величины равен 3.67 МВ, в то время как на основном 14.67 МВ. Таким образом оба рекуператора размещаются один за другим в расширителе. Конструктивная особенность дополнительного рекуператора состоит в том, что он перехватывает лишь небольшую часть потока протонов, идущих из ловушки на основной рекуператор, за счет того, что его азимутальный размер в потоке ядерных частиц, уходящих из ловушки, составляет несколько градусов (1–3% от основного потока). Протоны, перехваченные секторным рекуператором, естественно передают ему большую часть своей энергии, однако доля этих частиц невелика. Все быстрые α -частицы (3.67 МэВ) уходят на секторный рекуператор после нескольких десятков отражений от i -пробки и тормозящего поля p -рекуператора за счет быстрого азимутального дрейфа α -частиц в скрещенных полях ловушки. Время ухода ${}^4\text{He}$ с учетом азимутального вращения много меньше любых времен торможения или рассеяния.

Для DD-реакции (три и более типов ядерных частиц) можно использовать рассмотренную выше схему: основной рекуператор для протонов (3.03 МэВ) и секторный одновременно для T (1.01 МэВ) и ${}^3\text{He}$ (0.82 МэВ) соответственно со снижением эффективности. Другой вариант: удерживать T и ${}^3\text{He}$ за счет отражения от области рекуператоров до тех пор, пока не реализуются соответствующие ядерные реакции, а затем рекуперировать: p (3.03 МэВ), ${}^4\text{He}$ (3.52 МэВ) и ${}^4\text{He}$ (3.67 МэВ) на секторном рекуператоре и p (14.67 МэВ) на основном рекуператоре.

3.3. Тепловые потери

Следует отметить еще одну особенность рассмотренной системы для случая, когда используется D^3He -реакция. Поскольку продукты реакции переводят в электрическую энергию практически всю свою энергию, то тепловые потери здесь существенно снижены. В режимах с $Q > 20$ –40 к. п. д. такой системы порядка 95% и выше. Здесь нет противоречия с законами термодинамики, поскольку малоэнтропийный источник энергии

(α -частицы) используется максимально экономично. Использование этой системы для D^3He -реакции позволяет не только существенно снизить нейтронное “загрязнение” элементов конструкции реактора, но и одновременно резко снизить тепловое “загрязнение” окружающей среды.

Это замечание справедливо также и для DD- и DT-реакций с учетом потерь на нейтронное излучение (66% и 20% энергии соответственно).

4. АЦЛ – как источник тяги

Заметим, что АЦЛ-система за счет асимметрии магнитных пробок и соответственно потоков плазмы и α -частиц может рассматриваться так же как источник тяги для космических аппаратов (КА).

Существует много вариантов использования такой системы: прямой выброс α -частиц или части ионов через пробку; нагрев α -частицами промежуточной плазмы, расположенной за α -пробкой, для получения оптимальной скорости уходящих ионов этой плазмы, и т.д. Выбор оптимального варианта зависит от параметров КА. Подробнее эта проблема будет рассмотрена в отдельной работе.

ОБСУЖДЕНИЕ

1. Предложен вариант асимметричной центробежной ловушки, в которой потоки ионов и α -частиц уходят из ловушки через различные пробки. Соответственно рекуперация энергии ионов и α -частиц происходит оптимальным образом для каждого сорта частиц.

2. Показана возможность создания термоядерного реактора с переработкой продуктов реакции вне реакторной зоны, с использованием АЦЛ в качестве реактора. При этом решаются проблемы: удаления “золы” из реактора и эффективно преобразования энергии продуктов реакции в электроэнергию, что недостижимо ни в одной из известных сегодня схем термоядерных реакторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bekhtenev A.A., Volosov V.I., Pal'chikov V.E. et al. // Nucl. Fusion. 1980. V. 20. P. 579.
2. Volosov V.I., Pekker M.S. // Ibid. 1981. V. 21. P. 1275.
3. Abdrashitov G.F., Beloborodov A.V., Volosov V.I. et al. // Ibid. 1991. V. 31. P. 1275.
4. Northrop T. The Adiabatic Motion of Charged Particles. Interscience Publishers.
5. Адъяевич Б.П., Фоменко Д.Е. // Ядер. физика. 1969. Т. 9. С. 283.
6. Максименко Б.П., Сергеев Е.Б. // Атом. техника за рубежом. 1984. № 7. С. 7.