

01; 02; 04; 07; 10

© 1992

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АНТИВЕЩЕСТВА ДЛЯ НЕПРЯМОГО СЖАТИЯ И НАГРЕВА ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ

М.Л. Ш м а т о в

Предложен термоядерный реактор с инерциальным удержанием плазмы, в котором для непрямого сжатия и нагрева плазмы используется энергия, выделяющаяся при аннигиляции антивещества и вещества. Драйвер на антивеществе позволит создать сравнительно малогабаритное, удобное для применения на космических аппаратах устройство, относительно дешевое, на некотором этапе развития производства антивещества, по сравнению с установкой, использующей только энергию аннигиляции.

В ряде работ обсуждалась возможность аккумуляирования энергии при помощи антивещества – см., например, [1–9]. Реакция аннигиляции позволяет использовать десятки процентов энергии покоя участвующих в ней антивещества и вещества (более строгие оценки приводятся, например, в [3, 6, 9]). Поэтому при использовании антивещества в принципе можно достичь наибольшего, по сравнению с другими устройствами, отношения выделяющейся полезной энергии к полной массе установки, что представляет большой интерес для двигателей космических аппаратов [1–9]. Применение антивещества позволяет также создать источник энергии с нулевым или, по крайней мере, сравнительно малым выходом нейтронов [9].

Основным препятствием для использования антивещества является, по-видимому, его очень высокая стоимость (некоторые экономические оценки приведены в [3, 4, 7, 8]). Отметим также, что масса оборудования для хранения антивещества значительно превышает его собственную массу, что особенно проявится при сравнительно малом количестве запасенного антивещества [9]; радиационная защита от γ -квантов, образующихся в результате распада рождающихся при аннигиляции нейтральных пионов, требует массивных экранов [5].

Двигатели космических аппаратов могут использовать энергию, выделяющуюся при ядерном синтезе – см., например, [1, 6, 9–11]. Для систем такого рода с инерциальным удержанием плазмы в качестве „драйверов” – устройств, инициирующих термоядерный микровзрыв, рассматривались лазеры и ускорители электронов [1, 6, 10, 11]. Эти драйверы, однако, могут иметь большие габариты и массу, что для космической техники нежелательно. Так, в работе [11] рассматриваются ограничения на размеры термоядерной мишени, связанные с необходимостью использования достаточно компактного ускорителя электронов. Отметим также, что в работе [10]

высказывается мнение о бесперспективности использования электронных пучков для инициирования термоядерных микровзрывов.

В работе [9] обсуждалась возможность инициирования ядерного синтеза при помощи реакции аннигиляции. По-видимому, методы, предлагаемые в [9], требуют дополнительного изучения. Перспективным представляется также использование аннигиляции для инициирования термоядерных микровзрывов по схеме непрямого сжатия и нагрева мишени. Согласно этой схеме, энергия, поставляемая драйвером, используется для создания излучения, которое воздействует на мишень — см., например, [10, 12–14]. Достоинством такого способа является, в частности, возможность однородного облучения мишени, позволяющего достичь высокой степени сжатия [10, 14].

В литературе, как правило, обсуждается применение антиводорода (легкого изотопа) [1–9]. Рассмотрим вкратце торможение в среде заряженных продуктов аннигиляции антипротона. Этот процесс вносит основной энергетический вклад в формирование плазмы, излучение которой воздействует на мишень. Отметим, что некоторое значение может иметь и поглощение энергии, выделяющейся при излучательных и Оже-переходах, сопровождающих захват антипротона ядром [15].

Энергия ($-dE$), теряемая при прохождении через среду на пути dx частицей с массой, значительно превышающей массу электрона m , имеющей скорость v , большую по сравнению со скоростями атомных электронов среды, описывается формулой Бете-Блоха:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m v^2} \left[\ln \frac{2m v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right]; \quad (1)$$

здесь n — концентрация электронов среды, Z — заряд частицы, выраженный в единицах заряда электрона e , I — средний потенциал возбуждения атомов среды, $\beta = v/c$, где c — скорость света в вакууме [16, 17]. При движении с достаточно малой скоростью частица может захватывать электроны, что эквивалентно уменьшению Z ; если частица является ионом, содержащим электроны, в некоторых случаях происходит потеря электронов [17].

Для энергетически выгодного индуцирования термоядерных микровзрывов необходимо конвертировать энергию продуктов аннигиляции в излучение в достаточно малом объеме вещества. По-видимому, толщина этого слоя вещества в начальный момент времени, т.е. в конденсированном состоянии, которую обозначим через L , должна быть не больше 1 мм. Заряженные пионы, рождающиеся при аннигиляции протона и антипротона, имеют довольно большую энергию, равную в среднем 374 МэВ [2] (энергия потока π^\pm составляет 140 МэВ). Из формулы (1) следует, что эти частицы не могут отдать значительную часть своей энергии тонкому слою вещества. Поэтому, в обсуждаемом здесь случае, антипротоны должны

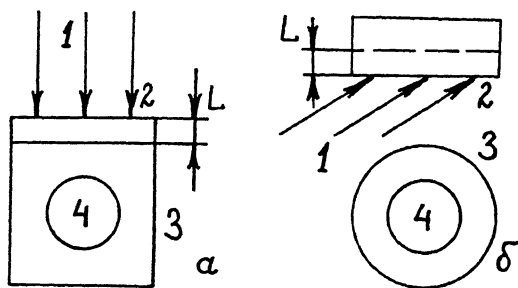
аннигилировать на многонуклонных ядрах. Вопросы, связанные с такой аннигиляцией, рассматривались, например, в [15, 18–22]. В результате ее может произойти мультифрагментация (взрывной распад на фрагменты) высоковозбужденного остаточного ядра [18–22]. Обозначим кинетическую энергию i -го фрагмента на бесконечном удалении от места мультифрагментации через E_i . При энергиях возбуждения остаточного ядра, соответствующих аннигиляции нерелятивистского антипротона, величина E_i для значительной части фрагментов будет находиться, по-видимому, в энергетическом диапазоне нескольких МэВ/нуклон. Отметим, что в работе [19] показано распределение по энергии фрагментов с количеством нуклонов $A=27$, образующихся (после девозбуждения фрагментов с $A \approx 40$) в результате разрушения ядра ^{211}At с энергией возбуждения 6 МэВ/нуклон; при этом приведены результаты расчетов в рамках различных моделей.

Заряд Z , входящий в формулу (1), может на протяжении всей траектории быть меньше заряда фрагмента, что будет иметь место в том случае, если фрагмент в момент своего образования захватит один или несколько атомных электронов. Однако при значениях E_i , приведенных выше, даже при $Z = 1$ произойдет достаточно быстрое торможение. Так, при подстановке в (1) параметров металлического свинца, $Z = 1$ и величины σ , соответствующей энергии 5 МэВ/нуклон, получаем $|dE/dx| \approx 350$ МэВ/см [16]. При $Z > 1$ эффективная передача энергии конвертору будет осуществляться и фрагментами с E_i порядка 10 МэВ/нуклон (образование в обсуждаемом случае фрагментов с $E_i > 100$ МэВ/нуклон представляется маловероятным).

Кинетическая энергия заряженных пионов, образующихся при аннигиляции антипротона на многонуклонном ядре, составляет величину порядка 100 МэВ [20]. Поэтому эффективность использования для генерации излучения энергии π^\pm (а также, по-видимому, и протонов, выбиваемых пионами из остаточного ядра [15, 20–22]) будет мала.

Мультифрагментация становится доминирующим процессом при достаточно высокой энергии возбуждения остаточного ядра, соответствующей температуре, превышающей 5–7 МэВ [18, 19]. При несколько меньших энергиях возбуждения (3–5 МэВ/нуклон) возможны процессы „квазииспарения“ (разрушения ядра на большой фрагмент и один–два малых или нуклоны) и „квасиделения“ (разрушения на два приблизительно равных по массе и, возможно, один–два меньших фрагмента) [19, 21, 22], которые вероятно, также позволяют использовать значительную часть энергии, выделяющейся при аннигиляции. Для создания горячей ядерной материи определенный интерес может представлять аннигиляция антидейтрона.

Минимальная энергия, необходимая для инициирования термоядерного микровзрыва, обычно оценивается в несколько МДж [10, 13, 14]. В рассматриваемом случае, вследствие невозможности использования энергии некоторых частиц, эта величина будет, вероятно, порядка 10 МДж. Для доставки антивещества к месту аннигиляции,



Некоторые варианты расположения основных элементов системы, а - конвертор является частью оболочки, удерживающей излучение; б - „изолированный“ конвертор.

1 - пучок антипротонов; 2 - конвертор; 3 - оболочка, удерживающая излучение; 4 - термоядерная мишень („пеллет“).

по-видимому, удобно использовать пучок антипротонов (возможно, при этом потребуются зарядовая компенсация).

Расположение основных элементов системы может быть подобно тому, что разработано для синтеза с использованием тяжелых ионов [14] - см. рисунок, а, где показан вариант с одним конвертором. Возможно применение „изолированного“ конвертора, в качестве которого будет служить, например, слой жидкого металла на стенках вращающейся камеры - см. рисунок, б. На этом рисунке показан вариант, где источником излучения, непосредственно воздействующего на пеллет, служит плазма, создаваемая при действии излучения конвертора на оболочку. Оболочка может иметь отверстия для ввода излучения от „изолированного“ конвертора. Ввод антипротонов вовнутрь оболочки (конструкция с вводом в оболочку лазерного излучения показана в [10]) или конвертора, имеющего соответствующую полость (или полости), позволит уменьшить потери, связанные с изотропным (или близким к изотропному) разлетом продуктов аннигиляции нерелятивистского \bar{p} .

Конверсия выделяющейся при аннигиляции энергии в фотоны представляет интерес и для упоминаемого в [4] использования антивещества для накачки коротковолновых лазеров.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Forward R.L. // Preprint AIAA-80-0823. 1980.
- [2] Vulpetti G. // JBIS. 1984. V. 37. N 3. P. 124-134.
- [3] Forward R.L., Cassenti B.N., Miller D. // Preprint AIAA-85-1455. 1985.
- [4] Walgate R. // Nature. 1986. V. 322. N. 6081. P. 678.

- [5] C a s s e n t i B.N. // Preprint AIAA-87-1813. 1987.
- [6] B o r o w s k i S.K. // Rreprint AIAA-87-1814. 1987.
- [7] S c o t t W.B // Aviation Week and Space Technology. 1988. March 21. P. 19-20.
- [8] D a v i s J. // New Scientist. 1989. V. 122. N. 1670. P. 66-70.
- [9] N o r d l e y G.D. // JBIS. 1990. V. 43. N. 6. P. 241-258.
- [10] Б а с о в Н.Г., Л е б о Н.Г., Р о з а н о в В.Б. Физика лазерного термоядерного синтеза. М.: Знание 1988. 176 с.
- [11] H a r y a r d R.J. // JBIS. 1991. V. 44. N 8. P. 377-384.
- [12] Б о г о л ю б с к и й С.Л., Г е р а с и м о в Б.П., Л и к с о н о в В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 24. В. 4. С. 206-209.
- [13] W i n t e n b e r g F. // Z. Phys. A. 1980. V. 296. N 1. P. 3-9.
- [14] M e y e r - t e r - V e h n J. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1989. V. 31. N 10. P. 1613-1628.
- [15] M o s e r E.F., D a n i e l H., v o n E g i d y T. et al. // Phys. Lett. B. 1986. V. 179. NN 1, 2. P. 25-29.
- [16] Ф р а у э н ф е л ь д е р Г., Х е н л и Э. Субатомная физика. М.: Мир, 1979. 736 с.
- [17] С и в у х и н Д.В. Атомная и ядерная физика. Ч. 2. Ядерная физика. М.: Наука, 1989. 416 с.
- [18] Б о т в и н а А.С., И л ь и н о в А.С., М и ш у с т г и н И.Н. // Ядерная физика. 1985. Т. 42. В. 5 (11). С. 1127-1137.
- [19] B o t v i n a A.S., I l j i n o v A.S., M i c h u s t i n I.N. et. al. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 475. N 4. P. 663-686.
- [20] C o l u b e v a Ye.S., I l j i n o v A.S., B o t v i n a A.S., S o b o l e v s k y N.M // Nucl. Phys. A. 1988. V. 483. NN 3, 4. P. 539-564.
- [21] M o s e r E.F., D a n i e l H., v o n E g i d y T., et. al. // Z. Phys. A. 1989. V. 333. N 1 P. 89-105.
- [22] G u a r a l a r d o C. // Preprint CERN-EP/89-87. 1989. 11 Nuovo Cimento. 1989. V. 102 A. N 4. P. 1137-1173.

Поступило в Редакцию
7 августа 1992 г.