

ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ

В.П.Дмитриевский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор содержит результаты физических работ и некоторые предложения по энергетическим усилителям на основе протонных ускорителей. Рассмотрены исходные физические предположки для работы энергетических усилителей на медленных и быстрых нейтронах.

The survey describes the results of some physical publications and contains certain proposals concerning energy amplifiers based on proton accelerators. The base physical requirements for fast and thermal neutron energy amplifiers are examined.

ВВЕДЕНИЕ

Успешные исследования ядерных реакторов на тепловых и резонансных нейтронах при достаточном количестве делящихся изотопов (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu) полностью удовлетворяли развитие ядерной энергетики и, как казалось, не требовали разработок новых технологий с использованием ускоренных заряженных частиц. Ускорители заряженных частиц в основном развивались в одном направлении — увеличение энергии ускоренного пучка с интенсивностями, достаточными для исследований взаимодействий элементарных частиц в новых областях параметров и квантовых чисел. Этот естественный процесс определялся интересом к фундаментальным исследованиям, на которых базируется теоретическая физика.

Ядерные взаимодействия при энергиях выше ~ 1 ГэВ/нуклон приводят к очень сложным конечным состояниям. Их исследование долгое время рассматривалось как не соответствующее главному направлению фундаментальных исследований. Однако в 70-х годах были получены пучки релятивистских ядер и началось интенсивное изучение предельных возбуждений ядерной материи, переходов протон-нейтронной материи в кварк-глюонную. Были открыты закономерности фундаментального характера, имеющие также большое значение для астрофизики и космологии.

Область ядерных столкновений при энергиях ≥ 1 ГэВ/нуклон приобрела также большое методическое значение для создания импульсных нейтронных генераторов и для электроядерного метода получения энергии. Обе проблемы стали актуальными, когда интенсивности средних токов ускоренных частиц достигли миллиамперных значений при этих энергиях.

Проблемы ядерной безопасности имеют большую актуальность для планеты при сохранении задачи энергоснабжения ее населения. Поэтому разработка новых технологий, основанных на использовании ядерной энергии, остается одним из главных направлений прикладной ядерной физики.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО МЕТОДА

Пучок заряженных частиц (для определенности — протонов) с энергией (кинетической) E направляется на мишень из тяжелого элемента (Pb, U), продольный размер которой превышает ионизационный пробег для данной энергии.

Величина пробега обусловлена потерей энергии на ионизацию атомов мишени и образование δ -электронов. Так как сечения ионизации достаточно велики: $\sigma \approx 10^{-16} \div 10^{-18}$ см², длина свободного пробега $l = \frac{1}{N\sigma} < 10^{-4}$ см. Флуктуация ионизационного пробега не превышает 1—2% (N — число атомов в 1 см³). В качестве иллюстрации в таблице приведен ионизационный пробег протонов различных энергий в свинце [1].

Таблица

Энергия, МэВ	50	100	150	200	300	400	500	600	700	800	1000	2000	3000
Пробег, см	0,465	1,51	3,008	4,862	9,435	14,87	20,45	27,51	34,44	41,64	56,3	136,1	215,6

Множественное кулоновское рассеяние пучка на ионизационном пробеге мало, так как средний квадрат угла одноактного рассеяния [2]

$$\langle \theta^2 \rangle = \theta^2 \ln \frac{a}{b}, \quad a = a_0 Z^{-1/3}, \quad a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 5,29 \cdot 10^{-9} \text{ см},$$

$$b \text{ — «радиус» ядра, } \theta = \frac{\lambda}{a}, \quad \lambda = \frac{\hbar}{p}.$$

Такое рассмотрение справедливо при энергии первичного протонного пучка $E > 100$ МэВ, для которого $\langle \theta^2 \rangle$ будет меньше 10^{-8} , что соответствует среднеквадратичному поперечному отклонению на длине свободного пробега $\langle b^2 \rangle = \frac{\langle \theta^2 \rangle}{(N\sigma)^2}$ и на длине ионизационного пробега $\langle b^2 \rangle = \frac{L}{N\sigma} \langle \theta^2 \rangle$, то есть расширение пучка определяется только дифракционным ядерным рассеянием.

Энергия ниже 100 МэВ, как будет ясно из дальнейшего изложения, не представляет интереса для электроядерного метода получения нейтронов в процессе их испарения из возбужденных ядер. Несмотря на то, что процесс ионизационного замедления ускоренных частиц не вносит заметного вклада в электроядерный метод, он определяет масштаб длины, на которой происходят ядерные процессы с вероятностью, определяемой сечениями ядерного взаимодействия. Полное сечение ядерного взаимодействия принято разделять на два — упругое и неупругое:

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{in} . \quad (1)$$

Упругое взаимодействие (по определению) не приводит к возбужденному состоянию ядра, так как изменение энергии в соответствии с законом сохранения импульса передается ядру как одной частице.

Общепринятый радиус сферического ядра, состоящего из A нуклонов:

$$r = 1,41A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см} . \quad (2)$$

Геометрическое сечение, соответствующее этому радиусу, всегда будет неупругим, так как выражение (2) получено в предположении о равенстве плотности нуклона и ядра.

Все неупругие взаимодействия приводят к возбужденному состоянию ядра с последующим распадом, который описывается сечением [3]:

$$\sigma_{ip} = \sigma(E) \xi D_p , \quad (3)$$

где i — номер канала распада, ξ — вероятность прилипания, $\sigma(E)$ — сечение столкновения с поверхностью ядра, p — индекс процесса распада,

$$D_p = \frac{\Gamma_p}{\sum_i \Gamma_i} , \quad \Gamma_p = \frac{\hbar}{\tau_p} , \quad \tau_p \text{ — время жизни ядра по отношению к } p\text{-распаду,}$$

$\sum_i \Gamma_i$ — сумма ширин всех возможных процессов распада ядра.

По времени жизни все процессы можно разделить на две группы [4]: протекающие за время взаимодействия $\sim 10^{-22} - 10^{-23}$ с и соответствующие времени жизни возбужденного ядра $10^{-16} - 10^{-17}$ с. Если отвлечься от возможных резонансных эффектов, которые менее существенны при энергиях $E > 100$ МэВ, то геометрическое сечение в этом приближении можно рассматривать как неупругое взаимодействие:

$$\sigma_{in} \approx 2\pi \cdot 10^{-26} A^{2/3} \text{ см}^2. \quad (4)$$

Вероятность прилипания ξ может изменяться в широких пределах: $0 < \xi \leq 1$. Видимым ограничением по энергии возбуждения ядра является величина, при которой температура ядра не превышает энергию связи нуклонов в ядре.

Что касается интересующего нас канала вылета нейтронов из возбужденного ядра (D_n), то наличие множества конкурирующих процессов привело к необходимости использования полуэмпирического метода расчета ядерного каскада [5] (метод Монте-Карло) и к экспериментальному определению выхода нейтронов на каждую падающую заряженную частицу (протон) на длине ионизационного пробега.

Теоретическая величина выхода может быть записана в виде интеграла:

$$\frac{Y}{i} = \int_0^L f(E) X(E) \sigma_{xn}(E) N dl, \quad (5)$$

где $f(E)$ — функция, определяющая уменьшение интенсивности пучка с уменьшением энергии, $X(E)$ — среднее число нейтронов на акт взаимодействия при энергии E , L — ионизационный пробег, i — интенсивность первичного пучка.

Эксперименты по определению выхода нейтронов для различных энергий первичных пучков и различных «тяжелых» мишеней были выполнены в Брукхейвенской национальной лаборатории [6], Лаборатории в Чок-Ривере (Канада) [7] и недавно в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ [8].

На рис. 1—3 приведены результаты, полученные в этих лабораториях. Нетрудно видеть, что в пределах ошибок измерений, результаты совпадают.

Аналитическая обработка результатов, выполненная в Брукхейвенской лаборатории [6], показала, что выход нейтронов от протонного пучка E (МэВ) в различных мишенях (A) можно описать следующей формулой:

$$Y = (E - 120)(A + 20) 10^{-4} \left[\frac{n}{p} \right]. \quad (6)$$

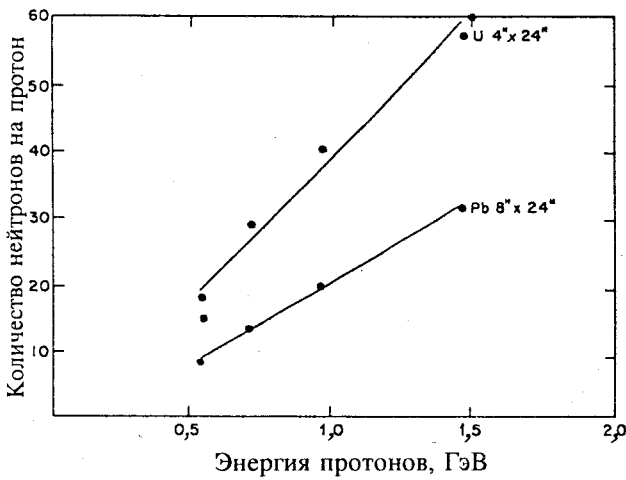


Рис.1. Измеренный выход нейтронов для разных мишеней

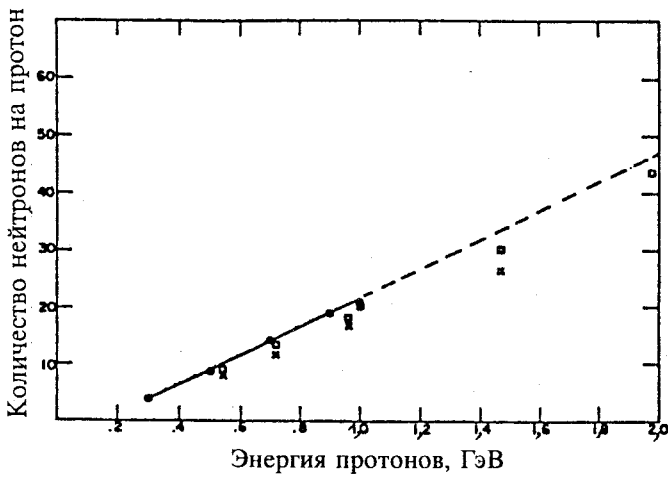


Рис.2. Экспериментальный и теоретический выход нейтронов из свинцовой мишени (диаметр 4", длина 24"): (•) — метод Монте-Карло; (□) — β-детектор; (×) — активационный детектор

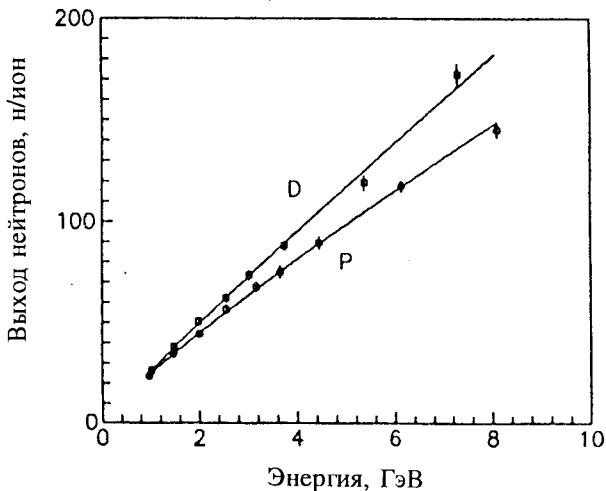


Рис.3. Выход нейтронов из свинцовой мишени ($\varnothing 20 \times 60$ см) в зависимости от энергии ускоренного пучка (p, d)

Для делящегося материала мишени (например, ^{238}U) это выражение отличается от (6):

$$Y = 0,0516 (E - 120). \quad (7)$$

«Порог» выхода при энергии около 120 МэВ определяется малой величиной ионизационного пробега L по сравнению с неупругим ядерным пробегом. Так, например, для свинца при энергии протона 100 МэВ это отношение $LN\sigma_{\text{in}} \approx 0,1$, то есть испарительные процессы практически отсутствуют, оставляя канал прямого выбивания нейтронов из ядра, который реализуется при существенно меньших сечениях.

Теоретический расчет выхода нейтронов методом Монте-Карло выполнялся рядом авторов [9—11] и в значительной степени подтвердил экспериментальные величины, несмотря на разброс результатов, доходящий до коэффициента 1,5, что, по-видимому, связано с неразличимостью нуклонов в ядре.

Вторым экспериментальным подтверждением выхода нейтронов была серия экспериментов по определению среднего числа нейтронов на акт взаимодействия при различных энергиях первичного пучка [12,13]. На рис.4 приведены результаты экспериментов и теоретических расчетов по опреде-

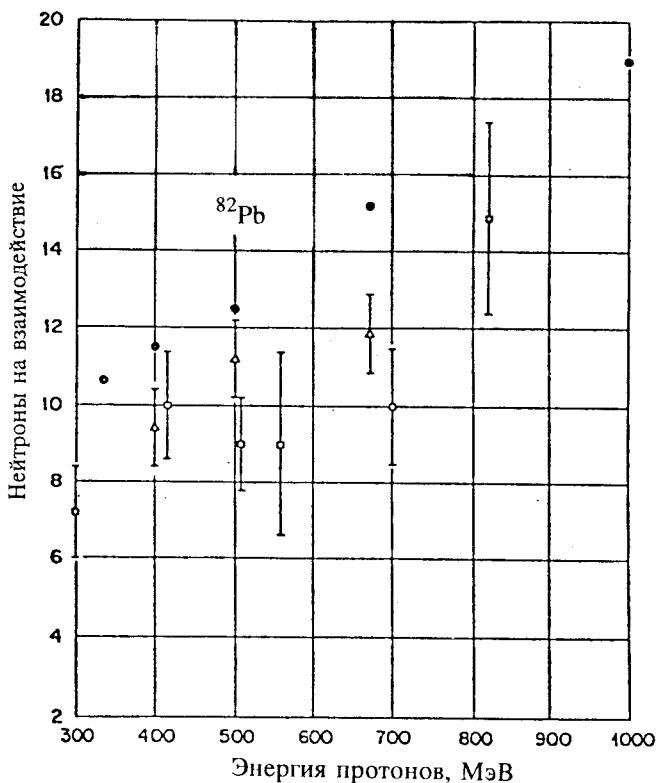


Рис.4. Среднее число нейтронов, эмитируемых на одно взаимодействие протона с ядром свинца: (•) — теоретические результаты; эксперимент: (Δ) — Vasil'kov R.G. et al. Sov. J. Nucl. Phys., 1968, v.7, p.64; (□) — Bercovitch M. et al. Phys. Rev., 1960, v.119, p.412

лению количества нейтронов на акт взаимодействия при различных энергиях протонного пучка для свинца [14].

Измерение количества нейтронов на акт взаимодействия не позволяет рассчитать выход из выражения (2), так как неизвестны функции $f(E)$, $\xi(E)$, $\sigma_{xn}(E)$, однако грубые оценки числа ядерных столкновений на длине ионизационного пробега $\vartheta = LN\sigma_{in}$ указывают на совместимость этих измерений с результатами полного выхода нейтронов при заданной энергии. (Для свинца при $E_p = 1000$ МэВ $\vartheta = 4$.) Таким образом, следует признать,

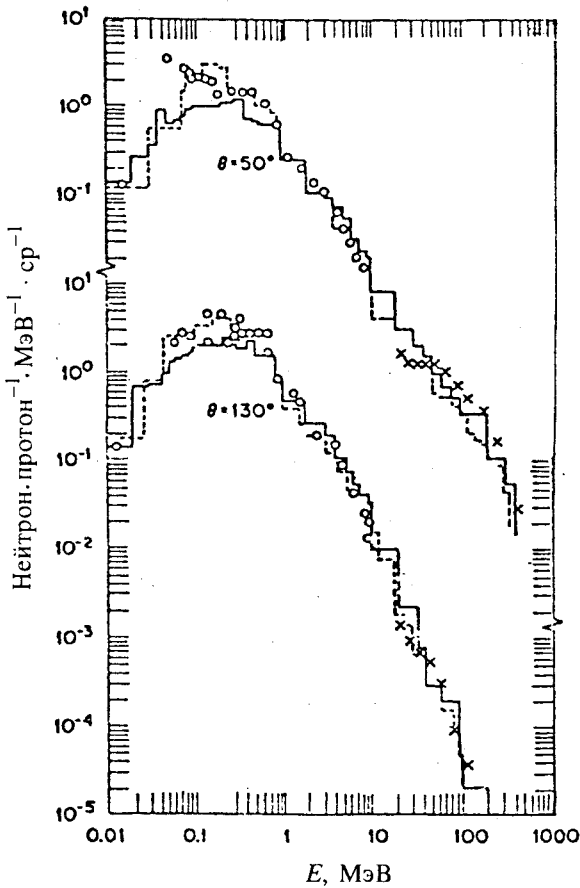


Рис.5. Спектры нейтронов для двух углов из мишени ^{238}U (цилиндр $\varnothing 15$ см, длина 30 см), энергия протонов 750 МэВ. Эксперимент: (o) — Veerer L.R. et al., Nucl. Instr. and Meths., 1974, v.117, p.509; (\times) — Mady R., Frank M. et al., Phys. Rev. C, 1973, v.8, No.6, p.2412. Теоретические результаты: (—) — Barashenkov V.S. et al., Sov. Atomic Energy, 1974, v.37, No.6; (---) — Fullwood R.R. et al., LA-4789, 1972

что ф-лы (6) и (7) удовлетворительно описывают выход нейтронов от протонного пучка в длинных тяжелых мишенях. Пучки дейтронов, как это следует из рис.3, дают близкие результаты и также могут рассматриваться как возможный источник нейтронов для электроядерного метода.

Второй, не менее важной характеристикой являются спектры первичного нейтронного пучка, которые были измерены в нескольких лабораториях. Типичные спектры приведены на рис.5 [15] и рис.6 [8].

Наличие нескольких механизмов образования нейтронов не позволяет единым образом трактовать эти спектры.

По современным представлениям, существуют три возможных механизма образования нейтронов:

1) скалывание фрагмента или прямое выбивание нейтрона из ядра за время пролета заряженной частицы сквозь ядро $\tau_c = 10^{-21} \div 10^{-22}$ с, такой механизм определяет в основном высокоэнергетическую часть спектра;

2) испарение нейтронов из возбужденного ядра, $\tau_n = 10^{-16} \div 10^{-17}$ с;

3) деление (если мишень из делящегося вещества), где $\tau_f = 10^{-14} \div 10^{-13}$ с и $\tau_f = 10^{-2} \div 10^{-3}$ с.

Если возвратиться к термодинамической модели ядра, то спектр испарительных нейтронов должен быть близким к спектру неупругого рассеяния [3]:

$$f(E) = \frac{E}{T^2} e^{-E/T}, \tag{8}$$

T — температура ядра, зависящая от энергии возбуждения E' и $T \approx \left(\frac{E'}{a}\right)^{1/2}$, где величина a , определяющая плотность уровней ядра для тяжелых элементов, меняется незначительно: $a_{Pb} = 11$ МэВ⁻¹, $a_U = 12$ МэВ⁻¹, то есть разброс возможных температур ядра при $E' = 100$ МэВ и $E' = 1000$ МэВ может находиться в интервале $T = 2,8 \div 9,2$ МэВ.

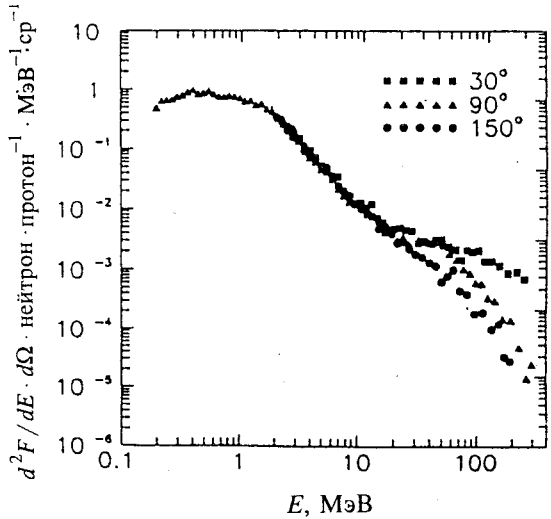


Рис.6. Спектр нейтронов, вылетающих из свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см, от пучка протонов 2,55 ГэВ

Максимальные температуры, по-видимому, будут ограничены энергией связи нуклона в ядре. Суммарный спектр в этом случае будет суперпозицией (8) спектра в указанном интервале температур:

$$f(E) = \sum_i \chi_i \frac{E}{T_i^2} e^{-E/T_i}, \quad (9)$$

где χ_i — статистический вес возбуждения, соответствующий T_i , $\sum_i \chi_i = 1$, $T_{\max} > T_i \geq 2,8$ МэВ.

Характерной особенностью такого спектра является почти полное отсутствие в спектре медленных нейтронов с энергией $1 \text{ кэВ} > E > 0$, так как

$$\int_0^E f(E) dE < \frac{E^2}{T^2} < 1,3 \cdot 10^{-7}.$$

2. ВОЗМОЖНЫЕ СПОСОБЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ

Энергетическое использование нейтронов, получаемых электроядерным методом, не получило развития по двум основным причинам.

1) Энергетическая «стоимость» нейтрона (жесткого спектра) составляет (на основании выражения (7)) 19,3 МэВ/нейтрон даже без учета коэффициента полезного действия ускорителя. Использование этих нейтронов для процесса деления существенно снижается конкурирующей реакцией $\sigma(n\gamma)$.

2) Интегральный выход нейтронов при интенсивности первичного (протонного) пучка i (мА) составляет $3,1 \cdot 10^{14} \cdot i (E - 120)$, что при максимальных токах (при энергии ~ 1 ГэВ) $1 \div 2$ мА не превышает $\sim 6,0 \cdot 10^{17}$ н/с, в то время как реактор мощностью 1 ГэВ поглощает $\sim 3,0 \cdot 10^{19}$ н/с.

Таким образом, без существенного размножения первичных нейтронов и увеличения тока пучка ускорителя электроядерный метод не может конкурировать с реакторным способом по мощности.

В качестве такого усилителя может рассматриваться подкритическая сборка из любого делящегося элемента с коэффициентом размножения нейтронов $k < 1$.

Простейшая теория ядерного реактора (точечного) базируется на уравнении [16] (без члена с запаздывающими нейтронами):

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k-1}{\tau_0} n + q, \quad (10)$$

где n — число нейтронов в 1 см^3 , k — эффективный коэффициент размножения, q — внешний источник (нейтрон/ $\text{см}^3 \cdot \text{с}$), τ_0 — время жизни нейтрона в сборке.

Из этого уравнения следует, что внешний источник (q) практически не оказывает влияния на работу реактора при условии $k > 1$. Однако для сборки с $k < 1$ (подкритический реактор) внешний источник начинает играть определяющую роль. Электроядерный метод базируется на подборе такого внешнего источника, при котором подкритическая сборка сохраняет смысл источника энергии. Способ создания такого источника достаточно произволен — пучки протонов, дейтронов многозарядных ионов или даже электронов.

Наиболее проработанным в настоящее время, как это следует из вышеизложенного, является метод получения первичного нейтронного пучка с помощью протонов средних энергий (~ 1 ГэВ). Спектр первичного нейтронного пучка приведен на рис.5 и 6, количество нейтронов определяется формулами (6) и (7).

При $k < 1$, как это следует из (10), существует стационарное решение для сборки:

$$n_0 = \frac{q\tau_0}{1-k}, \quad (11)$$

которое справедливо для любого интервала спектра нейтронов. Физический смысл этого выражения весьма прост: величина $\frac{1}{1-k}$ — фактор умножения нейтронов — равна отношению скорости исчезновения нейтронов n_0/τ_0 к мощности внешнего источника нейтронов q . Размножающая подкритическая система «умножает» нейтроны источника в k раз за время τ_0 .

Если геометрические размеры сборки таковы, что можно пренебречь выходом нейтронов из сборки, время жизни каждой из групп нейтронов с заданной скоростью v определяется полным сечением захвата:

$$\tau_0 = \frac{1}{v(\Sigma_a + \Sigma_f)}, \quad (12)$$

где $\Sigma_a = \sigma_a N$ — сечение захвата нейтронов для всех процессов, исключая деление, $\Sigma_f = \sigma_f N$ — сечение деления, N — плотность делящихся ядер в объеме сборки V .

Средний поток нейтронов каждой из групп при известной плотности n_0 равен

$$\Psi = \nu n_0 = \frac{q}{(\Sigma_a + \Sigma_f)(1 - k)}. \quad (13)$$

Так как число делений в единице объема равно $\Sigma_f \Psi$, то энерговыделение мишени в секунду

$$\frac{dW}{dt} = 200 \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a + \Sigma_f} \frac{q}{1 - k} V \text{ МэВ/с}, \quad (14)$$

где 200 МэВ — энерговыделение на один акт деления.

Если предположить $\Sigma_f \gg \Sigma_a$, что справедливо для быстрых нейтронов (для медленных сечения могут быть соизмеримы), то при $q = 6,0 \cdot 10^{15} i \frac{Y}{V}$ энерговыделение в мишени можно записать в форме

$$\frac{dW}{dt} = 1,92 \cdot 10^5 \frac{iY}{1 - k} \text{ Вт}, \quad (15)$$

i — величина протонного тока в МА.

Если использовать формулу выхода нейтронов из урановой мишени (7), получим окончательно

$$\frac{dW}{dt} = 1,92 \cdot 10^5 i \frac{0,0516(E - 120)}{1 - k} \text{ Вт}. \quad (16)$$

Таким образом, при $E \sim 1000$ МэВ и $k = 0,95$ выделяемая мощность

$$\frac{dW}{dt} = 175 \text{ МВт} \quad \text{при} \quad i = 1 \text{ МА},$$

$$\frac{dW}{dt} = 1,75 \text{ ГВт} \quad \text{при} \quad i = 10 \text{ МА}. \quad (17)$$

Изложенная схема расчета в неявном виде предполагает постоянство (одинаковость) величины k для всех энергетических групп нейтронов, что в общем случае неверно. Можно предполагать только близость этих значений.

Вторая неточность, использованная в схеме, заключается в предположении равномерного распределения первичных нейтронов по объему мишени.

Для решения этих вопросов необходимо численное решение стационарного группового уравнения диффузии [16]:

$$\nabla[D] \nabla[\Psi_n] - [A][\Psi_n] + \sum_i [\chi_i][\nu \Sigma_f^i]^T [\Psi_n] + [Q_n] = 0, \quad (18)$$

где $[D]$ — диагональная матрица диффузионных констант для каждой группы нейтронов; $[\Psi_n]$ — вектор-столбец потока нейтронов; $[A]$ — матрица поглощения и перехода из группы в группу; $[\chi_i]$ — матрица-столбец, определяющая функцию распределения нейтронов по энергии при делении; $[\nu \Sigma_f^i]^T$ — транспонированный вектор сечений деления, увеличенный на число нейтронов в акте деления; $[Q_n]$ — вектор-столбец внешнего источника; \sum_i — сумма делящихся элементов в сборке.

Приведенная выше система линейных уравнений решается с учетом граничных условий для каждой группы нейтронов $\Psi_n = 0$ на расстоянии от поверхности мишени $\frac{0,7104}{\Sigma_{tr}}$, где Σ_{tr} — сечение переноса для каждой группы нейтронов. Если мишень состоит только из тяжелых элементов (включая систему охлаждения), то $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_t$, где Σ_t — полное сечение взаимодействия для каждой группы.

Количество нейтронов в мишени каждой группы при известных Ψ_n равно

$$N_n = \frac{1}{v_n} \int_V \Psi_n dV, \quad (19)$$

где v_n — скорость нейтронов, V — объем сборки.

Если τ_n — время жизни в сборке нейтронов группы n , то число нейтронов, исчезающих в единицу времени, равно

$$\frac{N_n}{\tau_n} = \frac{1}{v_n \tau_n} \int_V \Psi_n dV. \quad (20)$$

Произведение $v_n \tau_n$ соответствует пробегу нейтрона до исчезновения, который определяется сечением поглощения и вероятностью вылета из мишени.

Если диффузионная длина $L_g = \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_{tr}\Sigma_a}}$ значительно меньше линейных размеров мишени, можно, в первом приближении, пренебречь вероятностью вылета нейтрона из мишени. В этом случае

$$\frac{N_n}{\tau_n} = \Sigma_a \int_V \Psi_n dV, \quad (21)$$

где Σ_a — сечение поглощения для нейтронов группы n .

Так как число поступающих в мишень нейтронов группы n равно $f(E_n)\Delta E$, где $f(E)$ — функция распределения нейтронов по энергии в первичном спектре, коэффициент размножения для каждой группы будет определяться из выражения

$$\frac{1}{1 - k_n} = \frac{\Sigma_a \int_V \Psi_n dV}{Yf(E_n)\Delta E_n}. \quad (22)$$

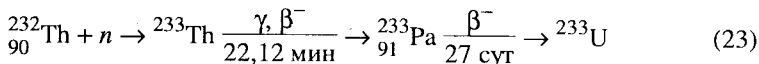
Таким образом, если известно решение системы (18), можно вычислить k_n для любой энергетической группы нейтронов.

Однако, так как нейтронные сечения, входящие в (18), известны с определенной степенью точности, для подтверждения размеров сборки потребуются в каждом случае эксперименты на первичном ионном пучке.

3. СХЕМА ВОЗМОЖНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Существенное развитие электроядерного метода связано с предложением [17] К.Руббиня схемы энергетического усилителя при использовании тория в качестве энергоносителя.

Предложенная для энергетического усилителя реакция



позволяет не только расширить количество элементов для энерговыделения, но и рассматривать две схемы подкритической сборки — на медленных и быстрых нейтронах [18].

Распределение по энергиям нейтронов при делении изучено с хорошей степенью достоверности и описывается функцией

$$N(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi T^3}} \sqrt{E} e^{-E/T}, \quad (24)$$

где температура ядра T зависит от энергии нейтрона, вызвавшего деление. Для нейтронов тепловых энергий $T \approx 1$ МэВ при увеличении энергии нейтронов до 10—15 МэВ температура T возрастает до 1,5 МэВ. Средняя энергия нейтронов распределения (24)

$$\bar{E} = \frac{3}{2} T, \quad (25)$$

а количество нейтронов малых энергий (< 10 кэВ) меньше

$$\int_0^{\Delta E} N(E) dE < \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\Delta E}{T} \right)^{3/2}, \quad (26)$$

что составляет десятые доли процента от количества нейтронов всего спектра. Многократность процесса деления на спектре (24) приведет к снижению доли медленных нейтронов, поэтому для работы на спектре, близком к тепловому, потребуется замедлитель из легкого элемента. Так как ^{232}Th практически не делится на медленных нейтронах ($\sigma_f < 2,0 \cdot 10^{-4}$ б) авторы [17] предполагают получать ^{233}U с помощью реакции (23). По оценке авторов, стационарное состояние при любых нейтронных потоках в области ниже 1 эВ наступает при $\frac{n_{\text{U}}}{n_{\text{Th}}} = 1,35 \cdot 10^{-2}$, где n_{U} и n_{Th} — отношение плотностей ^{233}U и ^{232}Th в сборке.

Таким образом, ториевая сборка с содержанием 1,35% ^{233}U при соответствующем коэффициенте размножения ($k = 0,9 - 0,95$) позволит сжигать только торий при неизменном количестве ^{233}U .

Вторым возможным развитием энергетического усилителя является подкритическая сборка (^{239}Pu , ^{233}U , ^{235}U) на быстрых нейтронах. Если в сборке отсутствует замедлитель, спектр нейтронов деления, как было указано выше, не содержит медленных нейтронов. Замедление нейтронов вследствие упругого рассеяния в тяжелых элементах происходит достаточно медленно:

$$\frac{dE}{d\nu} = -\frac{2}{A} E, \quad (27)$$

где ν — число взаимодействий.

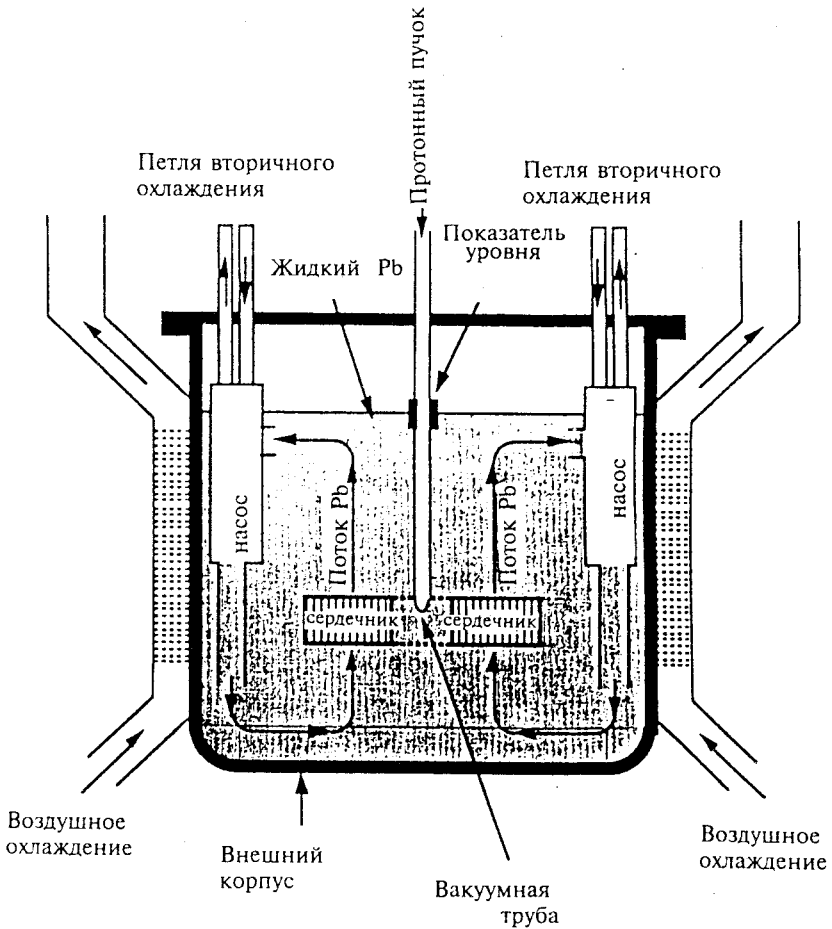


Рис.7. Схема энергетического усилителя на быстрых нейтронах

Если $\nu = \frac{\Sigma_{el}}{\Sigma_a + \Sigma_f} \ll A$, замедлением нейтронов в такой сборке можно

пренебречь для каждой из групп нейтронов, в результате чего сборка будет работать на спектре нейтронов, близком к (24). Коэффициенты размножения для нее вычисляются по формуле (22). Возможная схема сборки приведена на рис.7 [18].

Особенностью этой схемы является система охлаждения, где в качестве охладителя используется свинец, который не оказывает влияния на замедление нейтронов.

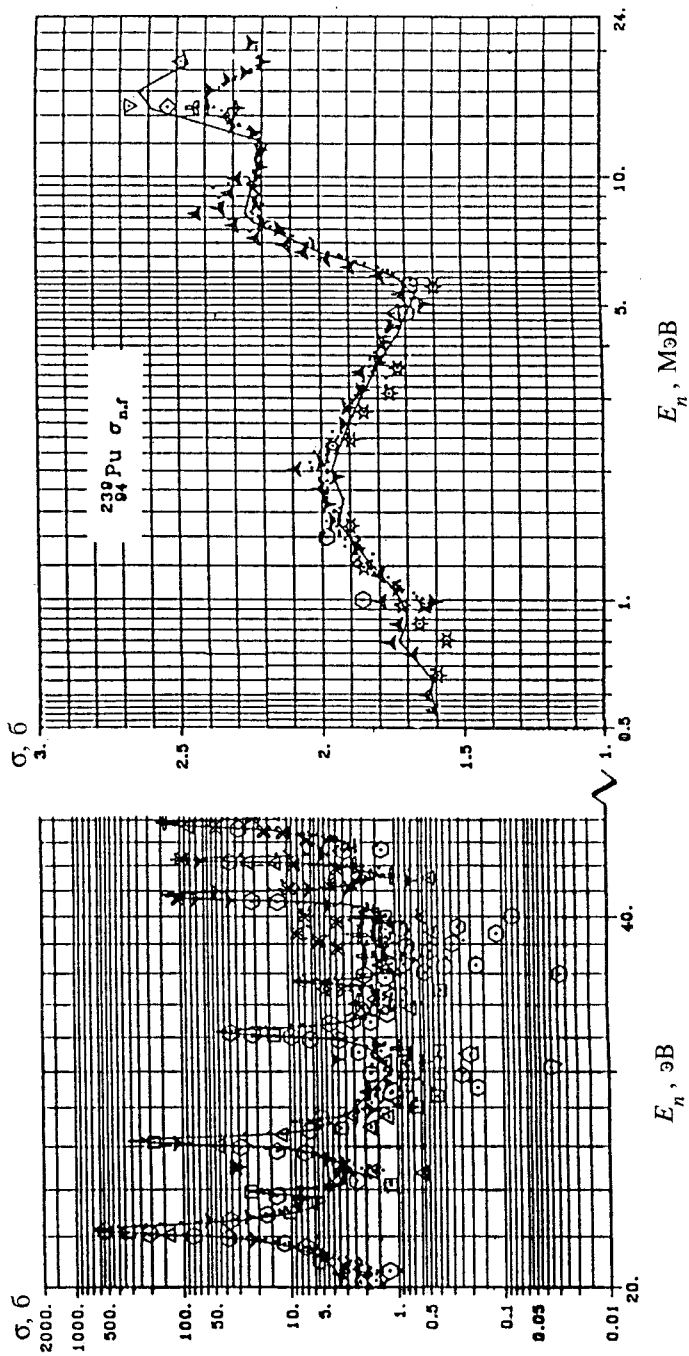
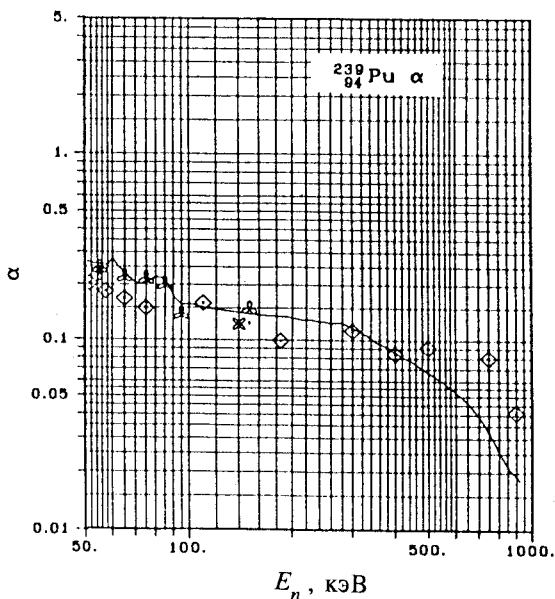


Рис.8. Изменение сечения деления в зависимости от энергии нейтрона

Рис.9. Зависимость коэффициента α от энергии нейтронов

Основным преимуществом схемы на быстрых нейтронах является возможность использования для получения энергии накопленного плутония, для которого известны сечения деления в широкой области энергий нейтронов (рис.8) [19].

Из рис.8 видно, что при использовании нерезонансной области ($E > 100$ кэВ) сечение деления падает до 1,5—2,5 б, что соответству-

ет пробегу $l \approx \frac{1}{N\sigma_f} \approx 10$ см по процессу деления. При наличии тяжелого разделителя (например, Та), в котором должны помещаться плутониевые твэлы, это значение увеличится в несколько раз. В настоящее время отсутствуют опубликованные данные по подкритическим сборкам на быстрых нейтронах. Однако, очевидно, что такая сборка при $k \approx 0,9 - 0,95$ может быть создана.

Основным требованием для материала разделителя будет малое сечение поглощения нейтронов ($\sigma_{n\gamma} \ll \sigma_f$), что для быстрых нейтронов, как правило, имеет место [19] — см. рис.9, 10.

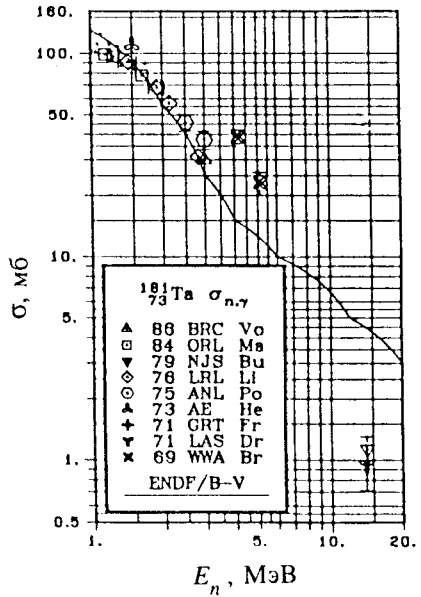
На рис.9 по оси ординат отложен коэффициент $\alpha = \frac{\sigma_a}{\sigma_f}$ (отношение сечения поглощения к сечению деления). На рис.10 приведены сечения процесса $\sigma_{n\gamma}$ в тантале при различных энергиях. Оба графика указывают на существенное уменьшение сечений процессов поглощения для быстрых нейтронов (0,5 ÷ 10 МэВ).

Несмотря на то, что работы по энергетическому усилителю на быстрых нейтронах находятся в начальной стадии, по сравнению со схемой на мед-

Рис.10. Зависимость сечения реакции (n, γ) от энергии

ленных нейтронах, следует признать несомненную перспективность этих работ. Сборки на малой мощности ($1 \div 10$ МВт) могут быть выполнены на уже действующих ускорителях, у которых мощности пучков при энергиях ~ 1 ГэВ/нуклон составляют единицы и десятки киловатт.

В зависимости от результатов таких экспериментов может возникнуть необходимость в разработке сильноточных ускорителей в области энергии до 1 ГэВ/нуклон при средних токах $10 \div 100$ мА.



4. СИЛЬНОТОЧНЫЕ УСКОРИТЕЛИ НА СРЕДНИЕ ЭНЕРГИИ

Пучки частиц с токами средней интенсивности в миллиамперной области при энергиях ~ 1 ГэВ/нуклон получают в настоящее время на ускорителях непрерывного или квазинепрерывного действия (скважность определяется режимом работы системы питания). К таким ускорителям с замкнутой орбитой относятся ускорители типа циклотрона, с разомкнутой орбитой — линейные ускорители, разрабатываются ускорители, объединяющие эти два типа [20,21] — циклотрон с малым числом оборотов, у которого шаг спиральной орбиты определяется набором энергии на единице длины, соизмеримым с набором энергии в линейных ускорителях.

Основным фактором, ограничивающим интенсивность в этих ускорителях, являются потери пучка в объеме ускорения. Так, для линейных ускорителей потери в зависимости от тока в импульсе находятся в пределах [22]:

$$\frac{1}{i} \frac{di}{dl} = 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ м}^{-1}, \tag{28}$$

для циклотронов — в основном определяется эффективностью системы вывода частиц из камеры ускорителя, которая в настоящее время близка к 0,995 [23]. Таким образом, проблема вывода пучка из сильноточных циклотронов с эффективностью, близкой к 100%, остается весьма актуальной [24].

При возможном энергетическом использовании ускорителей коэффициент полезного действия (КПД) станет определяющей величиной при выборе типа ускорителя. Под КПД ускорителя подразумевается отношение мощности в пучке к подводимой мощности электропитания.

В настоящее время на действующих протонных ускорителях (циклотронах и линейных при энергии ≤ 1 ГэВ) КПД не превышает 18% по различным причинам [23]. При мощности пучка меньше 1 МВт в циклотронах существенный вклад в уменьшение КПД вносит мощность системы питания электромагнита; в линейном ускорителе КПД определяется величиной импульсного тока ускоренного пучка i :

$$\eta = \frac{i}{i + \frac{\epsilon_0}{R_{ш}}}, \quad (29)$$

так как мощность потерь на единице длины структуры линейного ускорителя [25]:

$$P = \frac{\epsilon_0^2}{R_{ш}}, \quad (30)$$

где ϵ_0 для различных структур близка к среднему электрическому полю ускорителя (отношение максимального потенциала на зазоре к длине элемента структуры), $R_{ш}$ — эффективное шунтовое сопротивление на единице длины. Так как диапазон структур линейного ускорителя по величине шунтового сопротивления невелик: $R_{ш} = 20 \div 40$ МОм/м, величина

$\frac{\epsilon_0}{R_{ш}} \approx 80 \div 150$ мА (при среднем наборе энергии на длине ускорителя

$\frac{dW}{dz} = e\epsilon_0 \cos \varphi_s = 1 \div 2$ МэВ/м), и КПД линейного ускорителя определяется величиной этого тока. Средний ток ускоренных пучков в линейных ускорителях на энергию ~ 1 ГэВ обычно не превышает 1 мА при импульсных токах 10—20 мА, так как работа при импульсных токах 100—200 мА связана с увеличением погонных потерь пучка (28).

Таким образом, КПД линейного ускорителя весьма жестко связан со структурой резонансной системы. В циклотронных установках такой жесткой связи нет, а мощность высокочастотных потерь резонансной системы значительно меньше из-за снижения амплитудных величин ускоряющего поля при использовании многооборотного режима ускорения. Так, например, в последних разработках циклотронов серии CYCLONE КПД резонансной системы составляет [26] от 50 до 77% при значениях тока пучка ~ 1 мА.

При значениях тока ~ 10 мА, когда мощность пучка существенно превышает мощность питания электромагнитных систем в циклотроне, КПД циклотрона будет приближаться к 50% (с учетом КПД генератора).

Приблизительно такого же КПД следует ожидать и на линейных ускорителях при импульсных токах больше 100 мА.

Таким образом, выбор типа ускорителя будет в основном определяться величиной потерь пучка при ускорении и выводе из объема ускорения (циклотроны).

Предлагаемые схемы циклотронных комплексов [27—29] вполне соответствуют требованиям энергетических усилителей. Следует, однако, отметить, что проблема создания энергетического усилителя связана с физикой подкритической сборки (на медленных или быстрых нейтронах) — определением максимального коэффициента усиления мощности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основными преимуществами энергетического усилителя по сравнению с реакторами являются:

- 1) отсутствие цепной ядерной реакции в объеме сборки;
- 2) возможность использования элементов с высоким порогом деления нейтронами;
- 3) возможность внешней регулировки мощности путем изменения интенсивности пучка ускорителя при накоплении в сборке продуктов деления.

К не решенным в настоящее время вопросам следует отнести получение высокого коэффициента усиления мощности в области, далекой от критичности, а также технические проблемы, связанные с длительной эксплуатацией.

В обзоре не обсуждаются исследования, связанные с возможностью использования пучков многозарядных ионов для электроядерного метода, в связи с тем, что они подробно рассмотрены в [30].

Автор выражает благодарность А.М.Балдину за обсуждение физической интерпретации процессов, затронутых в этом обзоре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Таблицы физических величин (справочник)**, М.: Атомиздат, 1976, с.953.
2. **Blechman N.M., Courant E.D.** — *Phys. Rev.*, 1948, v.74, p.140.
3. **Моррисон Ф.** — Экспериментальная ядерная физика. М., 1952, т.2, с.52.
4. **Strugalski Z.** — *JINR Preprint E1-95-231*, Dubna, 1995.
5. **Fermi E.** — *Nature*, 1934, v.133, p.757.
6. **Steinberg M.** — In: *Proc. of Inf. Meeting on Accelerator Breeding*. 1977, p.41, New York, v.11973.
7. **Tunncliffe P.R.** — In: *Proc. of Inf. Meeting on Accelerator Breeding*. 1977, p.69, New York, v.11973.
8. **Kovalenko A.D., Panebratsev Yu.A., Yurevich V.J.** — *JINR Rapid Communications* 1[64]-94, Dubna, 1994, p.12.
9. **Dostrovsky J., Rabinowitz P., Bivins R.** — *Phys. Rev.*, 1958, v.111, p.1659.
10. **Milton J.C.D., Fraser J.S.** — *AECL-2259*, 1965.
11. **Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Чигринов С.Е.** — *АЭ*, 1997, т.37, с.480.
12. **Bercovitch M., Carmichael H., Hanna G.C., Hincks E.P.** — *Phys. Rev.*, 1960, v.119, p.412.
13. **Vasilkov R.G. et al.** — *J. Nucl. Phys.*, 1968, v.7, p.64.
14. **Alsmiller R.G.** — In: *Proc. of Inf. Meeting on Accelerator Breeding*, BNL, 1977, New-York v.11973, p.193.
15. **Fraser J.S.** — In: *Proc. of Inf. Meeting on Accelerator Breeding*, BNL, New York, 1977, v.11973, p.162.
16. **Walter J.F., Henry A.F.** — In: *Nuclear Sci. and Eng.*, 1968, v.32, No.3, p.332.
17. **Carminati F., Klapisch R., Revol J.P., Roche C.H., Rubio J.A., Rubbia C.** — *CERN/AT/93-74(ET)*, 1993.
18. **Rubbia C.** — *Contribution to the Las-Vegas Conf.*, 1994.
19. **McLane V., Dunford Ch., Rose Ph.** — *Neutron Cross Sections*, 1988, v.2.
20. **Trinks U.** — In: *Proc. of the 14th Int. Cyclotron Conf.*, Cape Town, 1995.
21. **Шелаев И.А.** — *Краткие сообщения ОИЯИ*, 5[62]-93, Дубна, 1993.
22. **Капчинский И.М.** — В сб.: *Проблемы ускорителей заряженных частиц*, ОИЯИ, Д9-12965, Дубна, 1980, с.162.
23. **Schryber U. et al.** — In: *Proc. of the 14th Int. Cyclotron Conf.*, Cape Town, 1995, p.32.
24. **Дмитриевский В.П., Кольга В.В., Полумордвинова Н.И.** — *ОИЯИ*, P9-6733, Дубна, 1972.
25. **Смит Л.** — *Линейные ускорители*. М.: Госатомиздат, 1962, с.489.
26. **Jongen Y. et al.** — In: *Proc. of the 14th Int. Conf.*, Cape Town, 1995, p.115.
27. **Fietiez N., Mandrillon P.** — *CERN/AT/95-03*, 1995.
28. **Stammbach T. et al.** — In: *4th Europ Conf. on Acc. in Appl. Res. and Tech.* Zurich, 1995.
29. **Глазов А.А., Денисов Ю.Н., Джелепов В.П. и др.** — В сб.: *Труды пятого все-союзного совещания по ускорителям*. М., 1977, с.123.
30. **Толстов К.Д.** — *Краткие сообщения ОИЯИ*, 5[62]-93, Дубна, 1993.