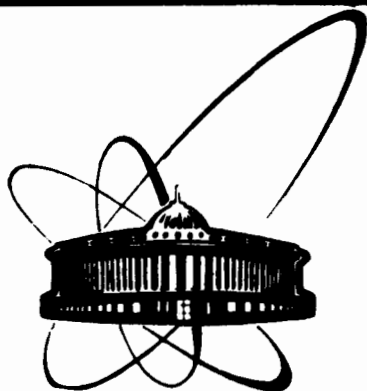


89-348



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

В 191

P9-89-348

А.А.Васильев, В.П.Дмитриевский, И.А.Шелаев

ДВУХПУЧКОВЫЙ НЕЙТРОННЫЙ ГЕНЕРАТОР

Направлено на Международное совещание
по циклотронам и их применению, Бехине, ЧССР,
май, 1989

1989

ВВЕДЕНИЕ

Рассматривается возможность разработки нейтронного генератора на основе ядерных реакций /типа dt , dd / в режимах взаимодействия двух попутных пучков /аналогичных встречным/, движущихся в одном направлении, с относительной скоростью, соответствующей энергии максимального сечения ядерного взаимодействия. Кинетическая энергия пучков выбирается из условий незначительного роста среднеквадратичной амплитуды колебаний пучков, связанного с кулоновским рассеянием пучка на пучке, в жесткофокусирующей магнитной системе.

1. РАССЕЙНИЕ НА ОСТАТОЧНОМ ГАЗЕ КАМЕРЫ

Основным эффектом, ограничивающим время жизни циркулирующего пучка /как релятивистских, так и нерелятивистских энергий/, является кулоновское рассеяние на остаточном газе камеры. Сечение кулоновского рассеяния на малые углы описывается формулой /1/

$$\sigma = \frac{4\pi Z^2 e^4}{p^2 v^2 \theta_{\min}^2}, \quad /1/$$

где e , p , v - соответственно заряд, импульс и скорость рассеиваемой частицы, Ze - заряд рассеивающего атома,

$$\theta_{\min} = \frac{\lambda}{a}, \quad /2/$$

где $\lambda = \frac{\hbar}{p}$, $a = 5,3 \cdot 10^{-9} Z^{1/3}$ /см/ - радиус рассеивающего атома, $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг·с.

В магнитной структуре со средним радиусом R и жесткостью Q среднеквадратичный рост амплитуды бетатронных колебаний, связанный с кулоновским рассеянием, определяется из выражения

$$\langle b^2 \rangle = \frac{R^2}{2Q^2} \langle \theta^2 \rangle N \sigma \mathcal{L}, \quad /3/$$

где $\langle \theta^2 \rangle = \theta_{\min}^2 \ln \frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}$ - среднеквадратичный угол рассеяния частицы, N - число рассеивающих атомов в 1 см^3 , Q - пробег частицы в остаточном газе, $\theta_{\max} = \frac{\lambda}{a_{\text{я}}}$, $a_{\text{я}} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ А}^{1/3} / \text{см}$ - радиус рассеивающего ядра.

Накладывая ограничения на увеличение среднеквадратичной амплитуды бетатронных колебаний $\sqrt{\langle b^2 \rangle} \approx 1 \text{ см}$, легко получить время жизни пучка в таком режиме:

$$t = \frac{2Q^2}{R^2 \langle \theta^2 \rangle v N \sigma} \quad /4/$$

2. РАССЕЙНИЕ ПУЧКА НА ПУЧКЕ

Особенностью кулоновского рассеяния пучка на пучке при относительной скорости v_0 является изменение угла однократного рассеяния ($\Delta\theta = \frac{\Delta P_{\perp}}{P}$) в формуле Резерфорда:

$$\Delta\theta = \frac{2Ze^2}{p v_0 b}, \quad /5/$$

где b - прицельное расстояние.

В этом случае полное сечение кулоновского рассеяния получается из уравнения

$$d\sigma = 8\pi \frac{(Ze^2)^2}{p^2 v_0^2} \frac{d(\Delta\theta)}{(\Delta\theta)^3}, \quad /6/$$

что приводит к формуле, аналогичной /1/:

$$\sigma = \frac{4\pi Z^2 e^4}{p^2 v_0^2 \theta_{\min}^2}, \quad /7/$$

в которой относительная скорость v_0 не совпадает со скоростью рассеиваемой частицы, а θ_{\min} /2/ соответствует длине волны в системе координат одного из пучков /т.е. соответствует скорости v_0 /.

При фиксированных значениях относительной скорости двух пучков сечение кулоновского рассеяния уменьшается как $\sim 1/p^2$.

3. ЯДЕРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ ПУЧКОВ

Из формулы /4/ непосредственно следует, что время жизни пучков в заданной магнитной структуре (R, Q_z, Q_r) может быть получено достаточно большим, при малой плотности остаточного газа в камере (N).

Основным эффектом, ограничивающим время жизни пучка в режиме периодически пересекающихся двух пучков /попутный режим, аналогичный режиму со встречными пучками/, будет кулоновское рассеяние пучка на пучке.

Обозначая ρ_n, ρ_T соответственно плотности "легкого" и "тяжелого" пучков, получим выход ядерного взаимодействия (σ_A) на длине ℓ при поперечном сечении s :

$$Y = s \rho_n v_0 \rho_T \sigma_A \ell. \quad /8/$$

По аналогии со встречными пучками величина $L = \rho_n \rho_T v_0 \ell s$ является светимостью для режима попутных пучков, то есть

$$Y = L \sigma_A. \quad /9/$$

4. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПЛОТНОСТИ ПУЧКОВ В МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

При равномерном заполнении пучком вакуумной камеры основными эффектами, определяющими предельную плотность, являются, как известно, поперечные эффекты, связанные с плотностью заряда.

При заданной поперечной жесткости Q /где $Q = \min Q_r, Q_z$ / предельная плотность пучка определяется из выражения

$$\rho = \frac{2\gamma^3 Q \Delta Q N^2}{E_0}, \quad /10/$$

где $\gamma = E/E_0$, ΔQ - допустимый сдвиг частот бетатронных колебаний между резонансными значениями частот, N - напряженность поля на замкнутой орбите.

При фиксированной длине замкнутой орбиты ℓ_0

$$\rho = \frac{8\pi^2 Q \Delta Q \gamma^3 \beta^2 E_0}{e^2 \ell_0^2}. \quad /11/$$

5. МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКОВ

Для пучков, удовлетворяющих условию /11/, эффективное ядерное взаимодействие возможно только при дополнительном условии

$$\mathcal{L}_k \geq \mathcal{L}_я, \quad /12/$$

где \mathcal{L}_k - длина пробега, соответствующая кулоновскому взаимодействию пучков, при заданной величине $\sqrt{\langle b^2 \rangle}$, $\mathcal{L}_я = \frac{1}{\rho_n \sigma_я}$ -

длина ядерного пробега "легкого" пучка в "тяжелом".

По аналогии с /3/ при условии $\mathcal{L}_k = \mathcal{L}_я$ получим

$$\langle b^2 \rangle = \frac{R^2}{2Q^2} \langle \theta^2 \rangle \frac{\rho_T}{\rho_n} \frac{\sigma}{\sigma_я}, \quad /13/$$

где σ - сечение кулоновского рассеяния пучка на пучке /7/, а $\langle \theta^2 \rangle$ - среднее значение квадрата угла рассеяния пучка на пучке.

Из /13/ следует, что для того, чтобы на ядерной длине амплитуда бетатронных колебаний не увеличивалась больше, чем $\sqrt{\langle b^2 \rangle} = 1$ см, магнитная структура должна удовлетворять условию

$$R = \frac{\sqrt{2} Q}{\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}} \sqrt{\frac{\rho_n}{\rho_T} \frac{\sigma_я}{\sigma}}, \quad \text{см.} \quad /14/$$

6. ЭНЕРГИЯ ЧАСТИЦ ДЛЯ ДВУХПУЧКОВОГО НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

Сечения ядерных взаимодействий /например dt , dd /, как известно /2/, имеют резонансный характер с полушириной /для $\sigma \approx \text{const}$ / 100÷200 кэВ при максимальном значении сечения около 100-400 кэВ, поэтому скорости частиц в пучках должны мало отличаться друг от друга, т.е. их кинетические энергии

$$\frac{W_T}{W_n} \approx \frac{E_T}{E_n}, \quad /15/$$

где E_n, E_T - энергии покоя легкой и тяжелой частиц. Отклонение в нерелятивистском приближении от отношения /15/ при $\Delta W_n = 200 \div 500$ кэВ определяется в системе координат, связанной с тяжелой частицей:

$$\frac{\Delta W_n}{W_n} = 1 + \frac{E_T}{E_n} \frac{W_T}{W_n} - 2 \sqrt{\frac{W_T}{W_n} \frac{E_n}{E_T}}. \quad /16/$$

Обозначая $\frac{W_T}{W_n} = \xi$ и $\frac{\Delta W_n}{W_n} = \delta$, из /16/ получим

$$\xi = \frac{E_T}{E_n} - \delta - \sqrt{2\delta \left(\frac{E_T}{E_n} + 1 \right)}. \quad /17/$$

Энергетический разброс частиц в пучках не должен превышать полуширины резонансной кривой для выбранной ядерной реакции.

7. ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР ДЛЯ РЕАКЦИИ (d, t)

Рассмотрим ориентировочные параметры нейтронного генератора, базирующегося на принципе попутных пучков.

Если энергия дейтонного пучка $W_n = 90$ МэВ, то энергия пучка трития из /15/ $W_T = 135$ МэВ /не скорректированная по условию /17//. Увеличение энергии свыше указанных значений приведет к трудностям по реализации энергетического разброса в пучке /полуширина резонансной кривой, которая для (d, t) реакции равна ± 100 кэВ/.

Основным эффектом, ограничивающим время жизни пучков /при вакууме $\leq 10^{-8}$ мм.рт.ст./, будет кулоновское рассеяние пучка на пучке, которое определяется из уравнения /7/. При различии в энергиях дейтонного и тритиевого пучков ~ 200 кэВ $\beta_0 =$

$$= \frac{v_0}{c} = 0,015, \theta_{\min} = 1,32 \cdot 10^{-4}.$$

Для дейтонного пучка $W_n = 90$ МэВ, $\beta = 0,31$ и $\rho = 9,77 \cdot 10^{-4}$ эрг. При этих параметрах $\sigma = 1,9 \cdot 10^{-19}$ см².

Для получения одного ядерного пробега при сечении $\sigma_n = 8 \cdot 10^{-24}$ см² должно удовлетворяться условие /14/.

$$\text{Величина } \langle \theta^2 \rangle = 20 \theta_{\min}^2 = 3,5 \cdot 10^{-7}.$$

Предполагая, что плотность дейтонного пучка в четыре раза выше тритиевого $\rho_n = 4\rho_T$, получим соотношение для жесткости

магнитной структуры $R = 31Q$, где R - средний радиус дейтонного пучка /в см/. В такой системе возможна реализация жесткости $Q = 3,8$ при $R = 117,8$ см, что соответствует длине волны бетатронных колебаний: $\frac{2\pi R}{Q} = 194,7$ см. Такая жесткость принципиально реализуема для малоапертурных систем /2÷4 см/, однако потребуется разработка специальных сверхпроводящих линз и применение FFAG-структуры /3/. Средняя напряженность магнитного поля для дейтонного пучка в этом случае будет равна $H = 1,72$ Тл.

Предельная плотность дейтонного пучка при $\Delta Q = 0,3$ из /11/:

$$\rho \approx 2,4 \cdot 10^{11} \text{ 1/см}^3.$$

Светимость двух накопительных колец при поперечном сечении пучков 4x4 см и длине прямолинейного участка ~300 см равна

$$L = 0,31 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Выход нейтронов при такой светимости $Y = 2,4 \cdot 10^{11}$ н/с.

Средняя энергия нейтрона в пучке составляет 45 МэВ при максимальном угловом размере $\pm 0,3$ рад.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Параметры, приведенные в численном примере, имеют иллюстративный характер и не оптимизированы. Цель работы - обратить внимание на возможности использования двух пучков для создания нейтронных генераторов и ограничения на их параметры. Как видно, величина нейтронного потока получается сравнительно небольшой. Для увеличения нейтронного выхода объем зоны взаимодействия должен быть увеличен, при этом потребуются создание более сильноточных ускорителей-инжекторов для накопительных колец и решение ряда других вопросов /конструкция участков магнитной системы, примыкающих к зоне взаимодействия, радиационная стойкость компонентов системы, оптимизация параметров и др./.

Авторы выражают благодарность Л.М.Онищенко за ценные замечания и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blachman N.M., Courant E.D. - Phys.Rev., 1948, 74.
2. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961.
3. Cole E.T. - CERN, 1959, p.80.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 1989 года.