

Способ управления энергетическим разбросом в тандемном ускорителе

Г.М. Тумайкин, В.А. Востриков, С.А. Растигеев

ИЯФ им. Г.И. Будкера, Новосибирск, Россия

Введение

При инжекции в циклический или линейный ускоритель, для согласования продольного эмиттansa или подавления поперечных и продольных неустойчивостей, требуется создание управляемого энергетического разброса. Авторами предлагается способ создания такого разброса, при использовании в качестве инжектора тандемного ускорителя, или при перезарядной инжекции в циклический ускоритель. Суть способа заключается в следующем. В перезарядную мишень по направлению движения пучка вводится продольное электрическое поле, которое тормозит или ускоряет частицу в зависимости от знака её заряда. Так как продольная координата места перезарядки является случайной, то после прохождения такой мишени, в зависимости от координаты точки перезарядки энергия частицы может уменьшиться или увеличиться. Получаемый таким образом энергетический разброс генерируется в каждой точке продольной координаты пучка, в отличие от разброса, вводимого коротковолновым резонатором, располагаемым на траектории движения пучка. В последнем случае вводится не энергетический разброс, а модуляция энергии в зависимости от продольной координаты пучка.

В качестве перезарядной мишени может быть использована газовая струя, пары, электронные и фотонные пучки и тонкая плёнка. Газовую мишень обычно используют при импульсном режиме работы, плёночную – при непрерывном режиме. Предлагаемая идея легко может быть реализована при использовании газовой мишени, в случае плёночной мишени задача усложняется, хотя и в этом случае может быть найдена адекватная конструкция, состоящая из набора плёнок, находящихся под разным потенциалом.

1. Аналитические оценки

Ниже приводятся расчёты, демонстрирующие возможность использования предложенного метода для протонного тандемного ускорителя. Рассмотрим процесс перезарядки иона H^- в H^+ на однородной газовой мишени. Предлагаемая схема представлена на рис.1. На область перезарядки накладывается продольное электрическое поле E . Выберем для определенности направление поля так, чтобы протоны замедлялись этим полем.

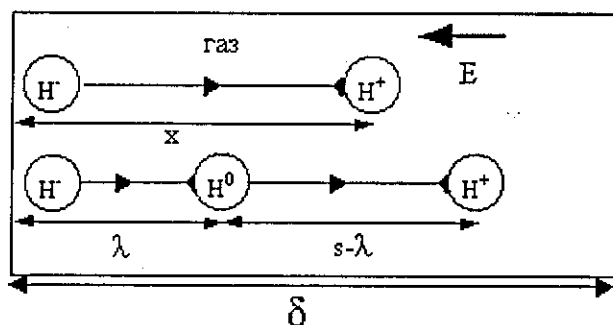


Рис. 1. Схематическое изображение процесса перезарядки ионов H^- в H^+ на газовой мишени.

Обозначим: σ_{-10} , σ_{01} , σ_{-11} – сечения перезарядки H^- в H^0 , H^0 в H^+ , H^- в H^+ соответственно. При энергии частиц порядка 1 МэВ и выше всеми другими процессами можно пренебречь. Вероятность процесса H^- в H^+ на глубине мишени x (в атомах на $см^2$) представима в виде [1]

$$F_1(x) = \sigma_{-11} \cdot \exp(-(\sigma_{-11} + \sigma_{-10}) \cdot x) \cdot dx. \quad (1)$$

Вероятность того, что ион H^- потерял электроны на глубине λ и s ($\lambda < s$), можно записать в виде

$$F(\lambda, s) = \sigma_{-10} \cdot \sigma_{01} \cdot \exp(-(\sigma_{-11} + \sigma_{-10}) \cdot \lambda) \cdot \exp(-\sigma_{01} \cdot (\lambda - s)) \cdot d\lambda ds. \quad (2)$$

Тогда вероятность образования иона H^+ на глубине s равна

$$f(s) = \left(\sigma_{-11} \cdot \exp(-(\sigma_{-11} + \sigma_{-10}) \cdot s) + \int_0^s F(s, \lambda) d\lambda \right) ds. \quad (3)$$

Подставив (2) в (3), получим

$$f(s) = \left(\sigma_{-11} + \frac{\sigma_{-10} \cdot \sigma_{01} \cdot (\exp((\sigma_{-11} + \sigma_{-10} - \sigma_{01}) \cdot s) - 1)}{(\sigma_{-11} + \sigma_{-10} - \sigma_{01})} \right) \cdot \exp(-(\sigma_{-11} + \sigma_{-10}) \cdot s) \cdot ds. \quad (4)$$

Интегрируя выражение (4) от 0 до δ , получаем коэффициент конверсии:

$$\Phi(\delta) = 1 - \left(\sigma_{-11} + \frac{\sigma_{-10}(\sigma_{-11} + \sigma_{-10}) \cdot \exp(-(\sigma_{01} - \sigma_{-11} - \sigma_{-10})\delta) - \sigma_{-10}\sigma_{01}}{(\sigma_{-11} + \sigma_{-10} - \sigma_{01})} \right) \frac{\exp(-(\sigma_{-11} + \sigma_{-10})\delta)}{\sigma_{-11} + \sigma_{-10}}. \quad (5)$$

Рассмотрим энергетический разброс протонов после конверсии для случая однородного электрического поля и однородного распределения газа в области электрического поля. Обозначим относительное приращение энергии $W = \frac{\Delta E}{eU}$, где U – разность потенциалов в области конверсии, ΔE – изменение энергии при конверсии. Тогда распределение по энергии образовавшихся протонов, вызванное разностью потенциалов U , можно записать следующим образом:

$$S(W, \delta) = \frac{\delta}{\Phi(\delta)} \cdot \begin{cases} S_1(W, \delta) + S_2(W, \delta) & -1 < W < 0 \\ S_1(W, \delta) + S_3(W, \delta) & 0 < W < 1 \end{cases} \quad (6)$$

где $S_1(W, \delta)$, $S_2(W, \delta)$, $S_3(W, \delta)$ соответствуют переходам H^- в H^+ , H^- в H^0 , H^0 в H^+ и имеют вид

$$S_1(W, \delta) = \sigma_{-11} \cdot \exp(-(\sigma_{-11} + \sigma_{-10}) \cdot (W + 1) \cdot \delta / 2), \quad (7)$$

$$S_{2,3}(W, \delta) = \frac{\sigma_{-10}\sigma_{01}}{\sigma_{-11} + \sigma_{-10} - 2 \cdot \sigma_{01}} \cdot \frac{\exp((\sigma_{-11} + \sigma_{-10} - 2 \cdot \sigma_{01}) \cdot (1 \pm W) \cdot \delta / 2) - 1}{\exp((\sigma_{-11} + \sigma_{-10}) \cdot (W + 1) \cdot \delta / 2)}. \quad (8)$$

Отметим, что: $\int_{-1}^1 S(W, \delta) dW = 1$. Среднее изменение энергии протонов $\langle W \rangle$, и среднеквадратичный разброс энергии протонов $\langle W^2 \rangle$ можно получить из выражений:

$$\langle W \rangle = \int_{-1}^1 W \cdot S(W, \delta) dW, \quad \langle W^2 \rangle = \int_{-1}^1 (W - \langle W \rangle)^2 \cdot S(W, \delta) dW. \quad (9)$$

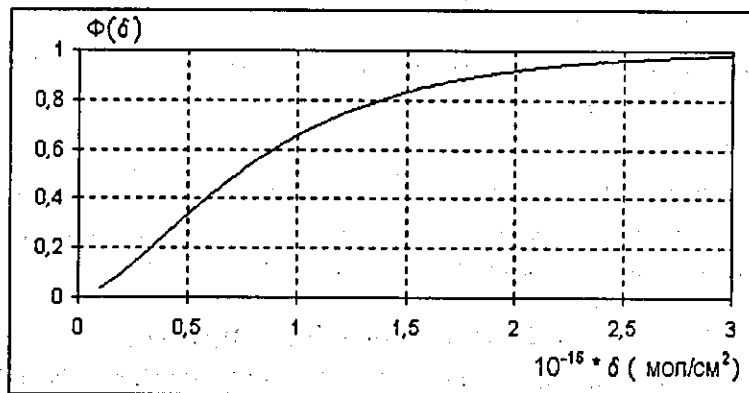


Рис. 2. Зависимость коэффициента конверсии $\Phi(\delta)$ от толщины газовой мишени.

Приведем результаты расчёта, приведенных выше выражений для процесса перезарядки ионов H^- на азотной мишени, с энергией $E = 0.9 \text{ МэВ}$. Сечения перезарядки для мишени из азота имеют следующие значения [1, 2]: $\sigma_{-10} = 3.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 / \text{мол}$, $\sigma_{01} = 1.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 / \text{мол}$, $\sigma_{-11} = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 / \text{мол}$. Для

обеспечения выхода протонов, близкого к 100%, необходима толщина мишени $\delta \approx (3 + 4) \cdot \sigma_{01}^{-1}$. На рис. 2. приводится зависимость коэффициента конверсии $\Phi(\delta)$, согласно выражению (4). Энергетический спектр образованных ионов $S(W, \delta)$ из выражения (6) для различных значений толщины мишени δ приведен на рис. 3. На рис. 4 приводится среднее изменение энергии протонов $\langle W \rangle$, и среднеквадратичный разброс энергии протонов $\langle W^2 \rangle^{1/2}$ согласно выражению (9).

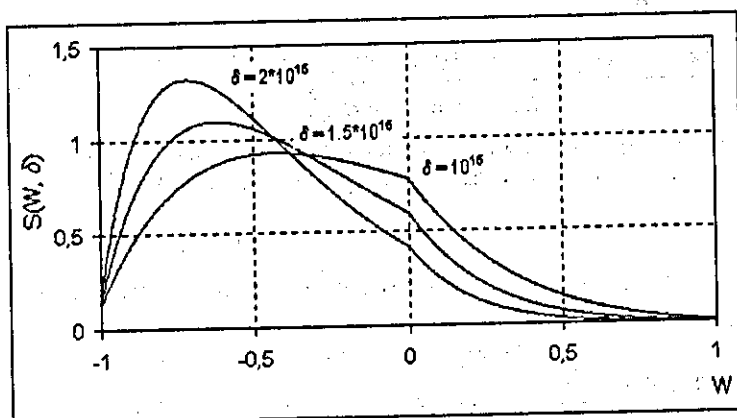


Рис. 3. Энергетический спектр образованных протонов $S(W, \delta)$ для различных толщин мишени δ .

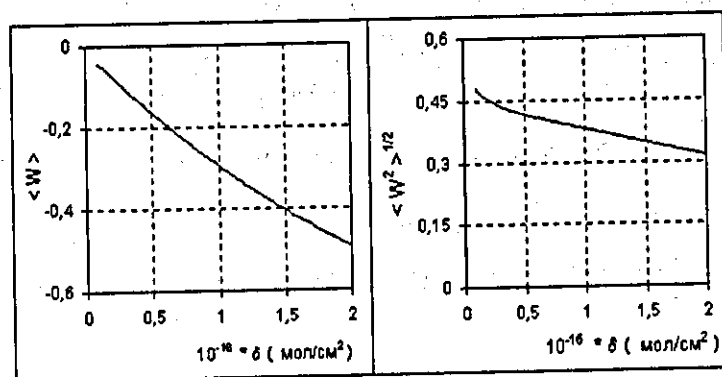


Рис. 4. Зависимость среднего изменения энергии протонов $\langle W \rangle$ и среднеквадратичного разброса энергии протонов $\langle W^2 \rangle^{1/2}$ от толщины мишени δ .

Из рис. 4. видно, что среднеквадратичный разброс энергии протонов $\langle W^2 \rangle^{1/2}$ увеличивается с уменьшением толщины мишени δ . Энергетический спектр при этом начинает принимать более симметричный вид (см. рис. 2). Однако коэффициент выхода протонов уменьшается (см. рис. 1).

2. Компьютерное моделирование

Приведённые выше аналитические расчёты сделаны для простого случая однородной газовой мишени. В реальности, однако, распределение газа в перезарядной трубке имеет существенно более сложный вид. Для детального рассмотрения эффекта в случае произвольного распределения газа в мишени было проведено компьютерное моделирование методом Монте-Карло. Для случая однородной мишени было получено полное соответствие между результатами моделирования и аналитическими расчётами. На рис. 5 представлены результаты моделирования энергетического спектра протонов для случая гауссового распределения плотности молекул газа в мишени в зависимости от толщины мишени.

$\rho(x) = \frac{\exp(-(x/\Delta)^2)}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta}$, где x – продольная координата мишени. Однородное электрическое поле присутствует в диапазоне $[-\Delta, \Delta]$, вне этого диапазона поле отсутствует. При этом средняя потеря энергии $\langle W_1 \rangle = -0.31, \langle W_2 \rangle = -0.49$, среднеквадратичный разброс энергии $\langle W_1^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 0.4, \langle W_2^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 0.35$, для толщины мишени $\delta_1 = 10^{16} \frac{\text{мол}}{\text{см}^2}, \delta_2 = 2 \cdot 10^{16} \frac{\text{мол}}{\text{см}^2}$ соответственно.

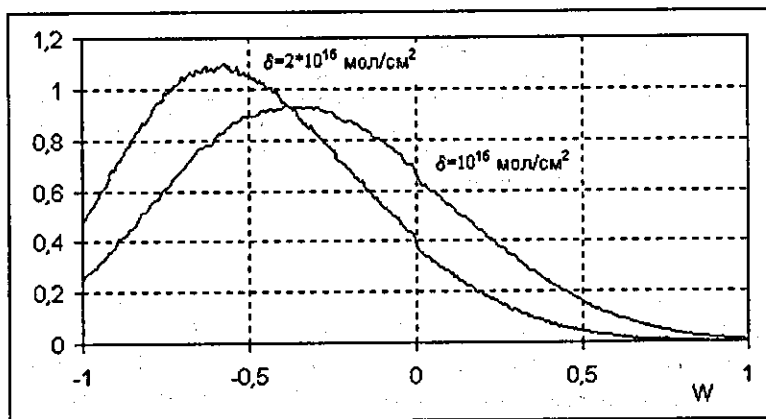


Рис. 5. Энергетический спектр протонов в случае распределения плотности молекул газовой мишени по Гауссу и однородного электрического поля.

Так как в этом случае часть газа на хвостах распределения будет за пределами области электрического поля, то появится небольшая доля протонов имеющих нулевую и максимальную добавку к энергии. Доля протонов с приращением энергии $W = 0$ и $W = -1$ составляет 1.2% и 3.9%, 0.7% и 7.6% для δ_1 и δ_2 соответственно. На рис. 5 эти протоны не отображены. В расчётах мы пренебрегли разбросом энергии, вызванным ионизационными потерями энергии. Считая этот разброс порядка средней потери энергии протона в мишени, оценим его из выражения $\Delta E \approx 2 \cdot A \cdot e_m \cdot \delta$, где A – вес атома мишени, e_m – массовая тормозная способность. В нашем случае $e_m = 231 \frac{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}$ [3], т. е. при $\delta = 2 \cdot 10^{16} \frac{\text{мол}}{\text{см}^2}, \Delta E \approx 216 \text{эВ}$, что существенно меньше энергетического разброса, который может быть получен при введении продольного поля.

Заключение

Описанные выше расчёты выполнены для нового инжектора протонного синхротрона ТРАПП [4], предназначенного для терапии онкологических заболеваний. Однако предложенный выше метод управления энергетическим разбросом может быть использован при реализации обдирочных мишеней ионных ускорителей, интерес к которым в последнее время сильно возрастает [5], и при перезарядной инжекции в циклические ускорители.

В заключение авторы благодарят В.Е. Балакина за интерес к работе и её поддержку.

Литература

- [1] Г.И. Димов. Перезарядный метод инжекции протонов в ускоритель. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1967.
- [2] Н.В. Федоренко. ЖТФ, №12, 1970, стр. 2481.
- [3] Н.Н. Пучеров и др. Таблицы массовой тормозной способности. – Киев, 1975.
- [4] Balakin V.E., Skrinskiy A.N., Smirnov V.P., Valyaev Yu.D. TRAPP – Facility for Proton Therapy of Cancer. EPAC, Rome, June 7-11, 1988, Vol.2. p.1505.
- [5] D. Dinev. Particles and Nuclei (USA), v.28, №2, pp.180-197, 1997.