

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт 111

Г.И.Будкер

**Эффективный метод демпфирования
колебаний частиц в протонных
и антипротонных накопителях**

г.Новосибирск 1967

Препринт

ИЯФ СО АН ССРСР

Г.И. Будкер

ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД ДЕМПИРОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ ЧАСТИЦ
В ПРОТОННЫХ И АНТИПРОТОННЫХ НАКОПИТЕЛЯХ

Новосибирск

1967

А Н Н О Т А Ц И Я

Предлагается метод демпфирования синхротронных и бетатронных колебаний тяжелых частиц, использующий резкое увеличение сечения взаимодействия этих частиц с электронами при малой относительной скорости. Показано, что этим методом практически возможно сильно сжимать ступок протонов и антипротонов в накопителях, а также осуществлять многократное накопление этих частиц.

Как известно, излучение в магнитном поле (синхротронное излучение) приводит к демпфированию бетатронных и синхротронных колебаний частиц в ускорителе. Это явление легло в основу создания установок со встречными электронными и позитронными пучками, поскольку оно позволяет многократно накапливать частицы в магнитной дорожке, а также сильно сжимать пучок. К сожалению, синхротронное излучение тяжелых частиц (протонов и антипротонов) исчезающе мало вплоть до самых больших энергий частиц и значений магнитных полей, применяемых в современной ускорительной технике, и поэтому не может быть использовано в установках со встречными пучками тяжелых частиц.

В связи с этим все проекты установок со встречными протонными пучками основывались на столкновении пучков с естественной ускорительной плотностью (проект накопительных колец ЦЕРНа, Новосибирский проект безжелезного ускорителя со встречными протонными пучками /I/). Встречные протон-антипротонные пучки считались практически неосуществимыми. Можно было попробовать осуществить демпфирование колебаний частиц в накопителе, пропуская пучок через струйку газа. Ионизационные потери, как и синхротронное излучение, приводят к непрерывному уменьшению полной энергии частиц, а высокочастотная система восстанавливает только продольную составляющую, в результате чего поперечные составляющие скорости затухают со временем порядка времени потери полной энергии. К сожалению, многократное рассеяние и разброс потерь увеличивает поперечные размеры пучка, так что устанавливается некоторый равновесный размер пучка, при котором угловой разброс частиц порядка $\sqrt{mZ/M}$, где Z - заряд ядра в струйке газа, m и M - массы электрона и протона, $\gamma = E/Mc^2$. Даже для $Z = 1$ эти углы оказываются слишком

большими для использования в современных ускорителях и тем более накопителях. Угол уменьшается в случае крайнего релятивизма, но при этих энергиях ядерное взаимодействие много больше кулоновского, и эффект затухания полностью пропадает. Можно было бы попытаться обойти это затруднение, используя вместо струйки газа облако электронов. Однако практически невозможно без компенсации ионами создать плотность электронов, которая как-то сказала бы на движение протонов высокой энергии.

Результата все же можно достичь с помощью определенного приёма. Допустим достаточно полный пучок электронов вдоль пучка ионов с той же самой (или близкой) средней скоростью. В этом случае относительные скорости протонов и электронов определяются только разбросом скоростей в протонном и электронном пучках, который в современных синхротронах меньше одного процента. Так как сечение кулоновского взаимодействия обратно пропорционально четвертой степени скорости, то эффект возрастает более чем в 10^8 раз и позволяет осуществлять затухание за практически интересное время.

Затухание на сопровождающем электронном пучке качественно отличается от других методов демпфирования тем, что тяжелые частицы теряют при этом только разброс скоростей, не теряя средней скорости. Затухание фазовых и бетатронных колебаний происходит без энергетических потерь. Более того, в определенных условиях электронный пучок может даже ускорять протоны.

Картина становится особенно наглядной, если перейти в систему координат, в которой средняя скорость частиц равна нулю. В этой системе мы имеем два газа — электронный и протонный (антипротонный). Так как разброс скоростей у них одного порядка, то "температуры" их в этой системе относятся как массы. Вследствие кулоновских столкновений протонный газ охлаждается на электронах. Для того, чтобы "температура" электронного газа не росла, необходимо обменивать его на холодный, т.е. взамен расширяющегося электронного пучка впускать новый с малым разбросом скоростей. При достаточно высоких энергиях можно осуществлять охлаждение электронного газа, т.е. сжатие электронного пучка, за счет синхротронного излучения.

Для оценки времени затухания рассмотрим для простоты слу-

чай, когда разброс радиальных, вертикальных и продольных скоростей в сопровождающей системе одного порядка. Поскольку поперечный импульс сохраняется при преобразованиях Лоренца, средняя энергия частиц в сопровождающей системе координат

$$T = \frac{p^2}{2M} = \frac{\rho^2 \theta^2}{2M}$$

где ρ — импульс частицы в лабораторной системе, θ — угловой разброс (при $\gamma\theta \ll 1$ газ в сопровождающей системе нерелятивистский).

Время передачи энергии при кулоновских взаимодействиях получено в работе Г.И. Будкера и С.Т. Белыева [2].

На рис. 1 правый склон кривой соответствует случаю, когда средняя скорость протонов v'_p больше скорости электронов v'_e (в сопровождающей системе). В этом случае время затухания

$$\tilde{z}' = 5 \cdot 10^{-2} \frac{(\gamma\beta\theta_p)^3}{LN'z_c^2c\eta} \frac{M}{m} \quad (1)$$

$$\tilde{z} = 5 \cdot 10^{-2} \frac{\gamma^2(\gamma\beta\theta_p)^3}{LN'z_c^2c\eta} \frac{M}{m} \quad (2)$$

где $\beta^2 = \frac{v^2}{c^2} = 1 - \frac{1}{\gamma^2}$, L — кулоновский логарифм, $z_c = \frac{e^2}{mc^2}$, N' и N — плотности электронного пучка в сопутствующей и лабораторной системах, c — скорость света, η — доля орбиты протонов, заполненная электронным пучком. Фактор γ^2 в (2) появился из-за лоренцовского преобразования времени и плотности. Левый склон кривой соответствует случаю, когда $v'_p < v'_e$, но $T_p > T_e$. В этом случае получается известная в теории плазмы формула для времени выравнивания температур, определенного как $\frac{dT_p}{dt} = -\frac{T_p - T_e}{\tilde{z}}$:

$$\tilde{z}' = 5 \cdot 10^{-2} \frac{(\gamma\beta\theta_e)^3}{LN'z_c^2c\eta} \frac{M}{m} \quad (3)$$

$$\tilde{z} = 5 \cdot 10^{-2} \frac{\gamma^2(\gamma\beta\theta_e)^3}{LN'z_c^2c\eta} \frac{M}{m} \quad (4)$$

Передача энергии становится равной нулю в практически неинтересном для нас случае равных температур. Наибольшее значение скорости передачи энергии имеет при $v'_p \sim v'_e$:

$$\left| \frac{d\theta_p^2}{dt} \right|_{\max} \approx 7\eta \frac{m}{M} \frac{Lz_c^2 Nc}{\gamma^5 \beta^3 \theta_e} \quad (5)$$

Если имеется какой-то процесс, расширяющий протонный пучок (например, рассеяние на остаточном газе), то имеется две равновесных температуры (равновесных размеров пучка), одна T_1 - устойчивая на левом склоне, где характеристика трения положительна, и вторая T_2 - неустойчивая, на правом склоне, где характеристика трения отрицательна. Все частицы, имеющие энергию больше T_2 , уйдут из пучка, все остальные соберутся в районе температуры T_1 .

Рассмотрим случай, когда естественной причиной расширения пучка является рассеяние на остаточном газе. В этом случае

$$\frac{d\theta_p^2}{dt} = \frac{8\pi Z^2 z_0^2 L_z N_0}{\gamma^2 \beta^3} \left(\frac{m}{M}\right)^2 c$$

где Z - заряд ядер остаточного газа, N_0 - его плотность, L_z - соответствующий логарифм.

Сравнивая это выражение с (5); получим отношение плотности электронного газа к плотности остаточного газа при заданном разбросе углов электронов, с которого начинается затухание ионного пучка:

$$\frac{N_{кр}}{N_0} \approx 3\gamma^3 z^2 \frac{m}{M} \frac{L_z}{L} \frac{\theta_e}{\eta} \quad (6)$$

При $N \gg N_{кр}$ устанавливается угловой разброс

$$(\theta_p)_{уст} \sim \sqrt{0,4 \frac{N_{кр}}{N}} \theta_e \quad (7)$$

(но $(\theta_p)_{уст}$ не меньше $\sqrt{\frac{m}{M}} \theta_e$, соответствующего равенству температур).

Рассмотрим практически интересный численный пример. Примем $\theta_e = 3 \cdot 10^{-3}$, $\gamma = 2$ (протоны с энергией 1 Бэв), $\eta = 0,1$. Тогда $N_{крит} = 10^{-2} N_0$.

При радиусе электронного пучка 1 см, N_0 порядка 10^8 ($P = 10^{-9}$ тор) и $\eta = 0,1$ критический ток электронов оказывается равным 15 мА. Технически возможно при инжекции электронов с энергией 500 кэв ($\gamma = 2$) получить замкнутый пучок электронов с указанными выше параметрами током порядка 1 А.

При этом

$$(\theta_p)_{уст} = 3 \cdot 10^{-4}$$

При фокусном расстоянии магнитной системы накопителя около 3 м, установившийся радиус протонного (антипротонного) пучка будет

$$z_{уст} = 1 \text{ мм.}$$

Наконец, время затухания (начиная с амплитуды 1 см) будет при этом $\tilde{z} = 60$ сек, при времени выхода частиц из пучка за счет однократного рассеяния порядка 10^7 сек.

Время затухания достаточно мало, чтобы позволить осуществить многократное накопление антипротонов и протонов. Плотность пучка за счет затухания увеличивается на 2 порядка.

Л и т е р а т у р а

1. Ш-я Международная конференция по ускорителям. Дубна, 1963.
2. С.Т.Беляев, Г.И.Будкер. ДАН, т:107, стр.807 (1956).

Ответственный за выпуск Дербенёв Я.С.

Подписано к печати 5.IV-1967 г.

Усл. 0,5 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № III

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР