

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИНТЕНСИВНОМ ПУЧКЕ ЭЛЕКТРОНОВ НАКОПИТЕЛЯ Н-100

*П. И. Гладких, А. Ю. Зелинский, С. Г. Кононенко,
Н. И. Мочешников, Н. Н. Наугольный, Л. В. Репринцев, А. А. Щербаков*

Излагаются результаты исследований ряда коллективных эффектов в накопителе Н-100: уменьшение эффективности инжекции, времени жизни, возбуждение радиально-фазовых колебаний, а также результаты численного моделирования стохастической неустойчивости пучка, обусловленной наличием ионного фона на магнитной дорожке накопителя.

Удаление ионов и увеличение поперечных размеров электронного пучка позволило увеличить интенсивность накопленного тока до 3 А.

Уменьшение эффективности инжекции

В накопителе Н-100 экспериментально наблюдалась слабая неустойчивость электронов, инжектируемых в накопленный пучок, со временем нарастания $\tau \sim 10^{-1}$ с и порогом $I=200$ мА. Для нее характерна сильная зависимость от поперечной плотности накопленного пучка [1]. Проведенные измерения показали, что этот эффект связан с наличием пространственного заряда ионов в области равновесного пучка. Уменьшение концентрации ионов на дорожке накопителя с помощью электростатических пластин позволило практически полностью устранить этот эффект и достичь предельных накопленных токов, определяемых лишь током, частотой инжекции и временем жизни равновесного пучка (рис. 1).

Уменьшение эффективности инжекции не может быть объяснено в рамках известных представлений о поперечных неустойчивостях, так как их инкременты слишком велики и по крайней мере теоретически не зависят от поперечной плотности установившегося пучка. Одним из возможных механизмов, объясняющих полученные данные, является диффузия инжектируемых электронов на нелинейных резонансах синхробетатронных колебаний (см., например, [2]).

Электроны испытывают со стороны ионного остова действие фокусирующей кулоновской силы, которая в случае аксиально-симметричного гауссовского распределения поперечной плотности ионов описывается выражением

$$f(\mathbf{r}, s) = -2 \frac{n_i r_0}{\gamma} \frac{1 - \exp(-r^2/\sigma_{\perp}^2)}{r^2} \mathbf{r}, \quad (1)$$

где s — текущий азимут, n_i — концентрация ионов, r_0 — классический радиус электрона, γ — релятивистский фактор и σ_{\perp} — среднеквадратичный поперечный размер ионного остова.

Связь с продольным движением возникает из-за модуляции частот ν_x и ν_z бетатронных колебаний, т. е. при наличии хроматичности

$$\nu_{x,z} = \nu_{x,z}^0 + \xi_{x,z} \frac{\Delta E}{E} \cos \nu_x \theta, \quad (2)$$

где ν_x^0, ν_z^0 — частоты бетатронных колебаний в отсутствие хроматичности; ξ_x, ξ_z — хроматичность по x и z соответственно; $\Delta E/E$ — энергетический разброс.

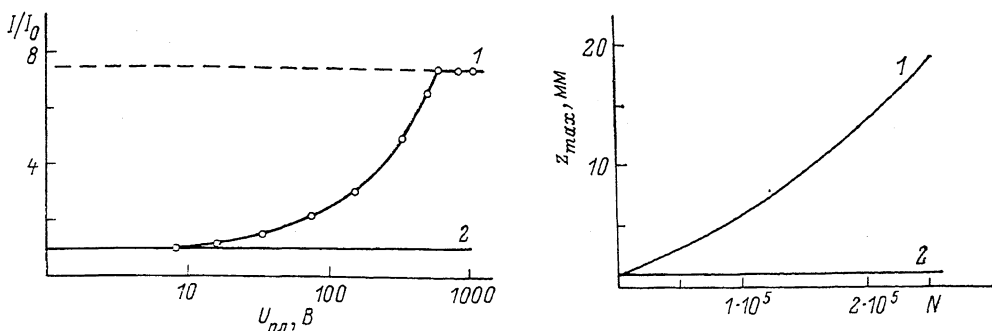


Рис. 1. Зависимость I/I_0 от абсолютной величины потенциала на пластинках $U_{пл}$.

I — максимальный накопленный ток, $I_0=200$ мА — то же при $U_{пл}=0$; $E=100$ МэВ, $I_{инж}=10$ мА, $f_{инж}=1$ Гц, время жизни $\tau=200$ с; 1 — при отрицательном потенциале на пластинках, 2 — то же при положительном потенциале.

Рис. 2. Зависимость максимального отклонения по вертикали инжектируемой частицы от числа оборотов с момента инжекции.

1 — при наличии синхротронных колебаний, $\xi_x=\xi_z=-1$ с, $\Delta E/E=3 \cdot 10^{-3}$, 2 — $\Delta E/E=0$.

Сила (1) порождает резонансы связи вида

$$2(n - m + 1)\nu_x + 2m\nu_z + 2k\nu_s = p, \quad (3)$$

где ν_s — частота синхротронных колебаний; m, n, k, p — целые числа.

Анализ показывает, что благодаря богатому спектру резонансов (2) возникает диффузионное движение инжектируемых частиц, при этом эффект имеет пороговый характер.

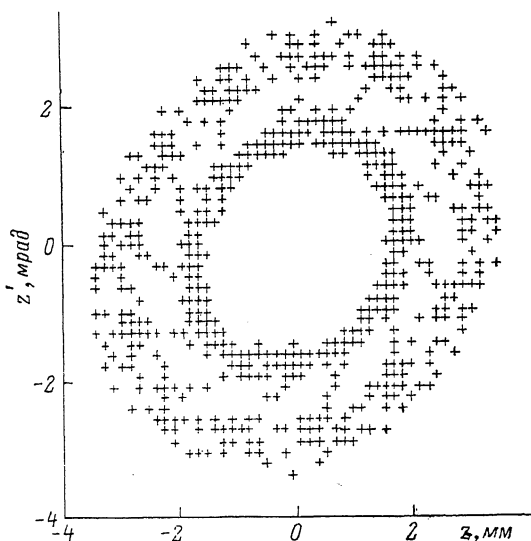


Рис. 3. Движение инжектируемой частицы на фазовой плоскости z, z' за 1000 оборотов.

$\Delta E/E=3 \cdot 10^{-3}$.

Результаты численного моделирования сводятся к следующему.

При взаимодействии инжектируемых частиц с объемным зарядом ионов происходит увеличение их вертикального эмиттанса, из-за чего за время, сравнимое с временем затухания синхротронных колебаний, происходит потеря частиц на стенках камеры.

В отсутствие синхротронных колебаний или при компенсации хроматичности увеличения эмиттанса не происходит.

Эффект проявляется значительно сильнее при наличии азимутальной модуляции плотности объемного заряда ионов.

Существенное увеличение вертикального эмиттанса инжектируемых частиц происходит при токах $I > 300$ мА.

В качестве иллюстрации на рис. 2 и 3 приведены результаты моделирования движения частицы, инжектируемой в накопитель с координатами $x=5$ мм, $x'=0$, $z=1$ мм, $z'=10^{-3}$ рад. Накопленный ток равен 500 мА, ионы сосредоточены в прямолинейных промежутках и их число равно половине накопленных электронов.

Таким образом, результаты моделирования не противоречат гипотезе о неустойчивости вертикального движения инжектируемых частиц на нелинейных синхробетатронных резонансах при наличии сил пространственного заряда.

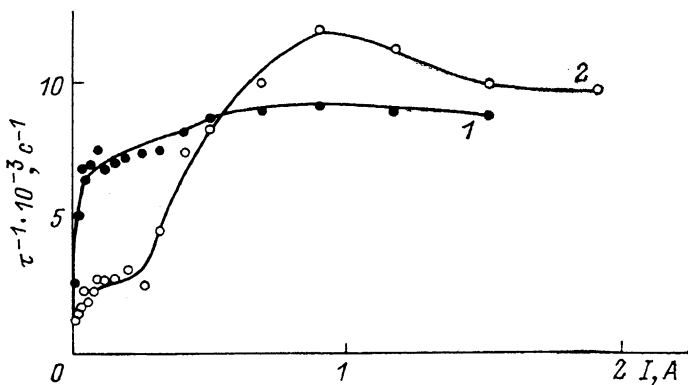


Рис. 4.

1 — невозмущенный равновесный пучок, 2 — включена некогерентная раскочка радиального размера; потенциал на очищенных пластинах $U_{пл}=0$.

Продольное движение ионов

В двух квадрантах накопителя были установлены электростатические пластины для удаления ионов, захваченных накопленным пучком. Проведенные измерения экспериментально подтвердили наличие продольного дрейфа ионов в кулоновском поле пучка и ведущем магнитном поле [3]. При этом возможно эффективное уменьшение плотности объемного заряда ионов по всей дорожке накопителя, хотя пластины занимают всего 15 % длины орбиты. Необходимо отметить, что удаление ионов пластинами примененной конструкции со всей орбиты возможно лишь при подаче на них отрицательного относительно камеры потенциала. Подача положительного потенциала приводит к появлению электростатических ловушек для ионов, в результате чего плотность ионного состава по азимуту становится существенно неравномерной.

Время жизни

Измерение времени жизни были проведены в диапазоне токов 10^{-4} —2 А при различных параметрах пучка и различных потенциалах на очищающих пластинах. Благодаря аргоновой чистке камеры накопителя измерения проводились при практически неизменном вакууме.

На рис. 4—6 приведены типичные экспериментальные зависимости обратного времени жизни τ^{-1} от накопленного тока I в разных условиях.

Анализ позволяет сделать вывод, что существует два основных механизма, определяющих время жизни как функцию накопленного тока: эффект Тушека и диффузионный рост амплитуды бетатронных колебаний из-за синхробетатронных резонансов на нелинейных силах пространственного заряда. Зависимость времени жизни от тока до токов ~ 200 мА определяется в основном эффектом Тушека [4].

При токах $I > 200$ мА основную роль в потерях частиц начинает играть диффузионный рост амплитуды бетатронных колебаний на синхробетатронных резонансах, определяющий также уменьшение эффективности инжекции в на-

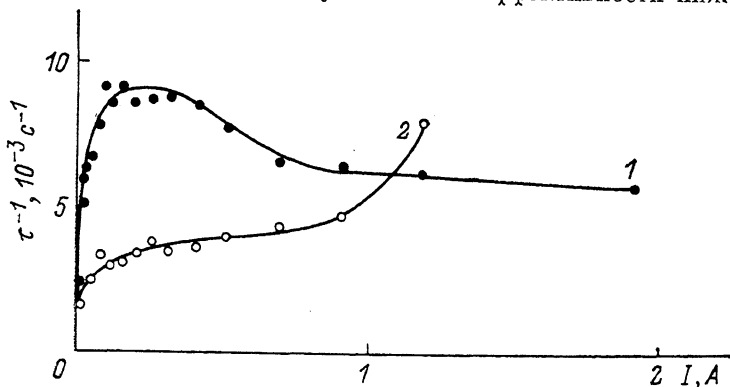


Рис. 5.

1, 2 — то же, что на рис. 4. Потенциал на очищающих пластинах $U_{пл} = -400$ В.

копленный пучок. На это обстоятельство указывают: зависимость времени жизни от потенциала на очищающих пластинах, уменьшение времени жизни при некогерентной раскашке радиальных размеров пучка, уменьшение времени жизни при радиально-фазовой раскашке. Потери частиц в основном идут по вертикали.

Возбуждение высших моментов радиально-фазовых колебаний

В накопителе *H-100* наблюдается эффект удлинения сгустка из-за деформации потенциальной ямы и увеличения энергетического разброса при турбулизации продольного движения [5]. Турбулизация порождается возбуждением высших моментов радиально-фазовых колебаний. Эти колебания наблюдались в виде вспышек с несущими частотами $2\Omega_s$, $3\Omega_s$, $4\Omega_s$ (Ω_s — частота синхротронных колебаний) (рис. 7). Порог их возникновения составляет 0.5 А, с уве-

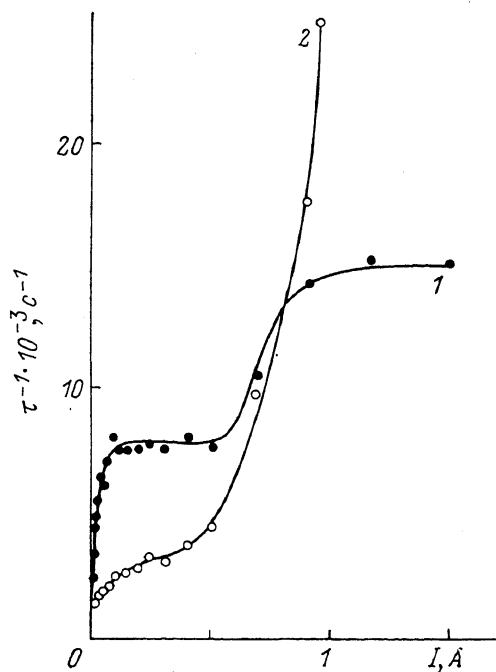
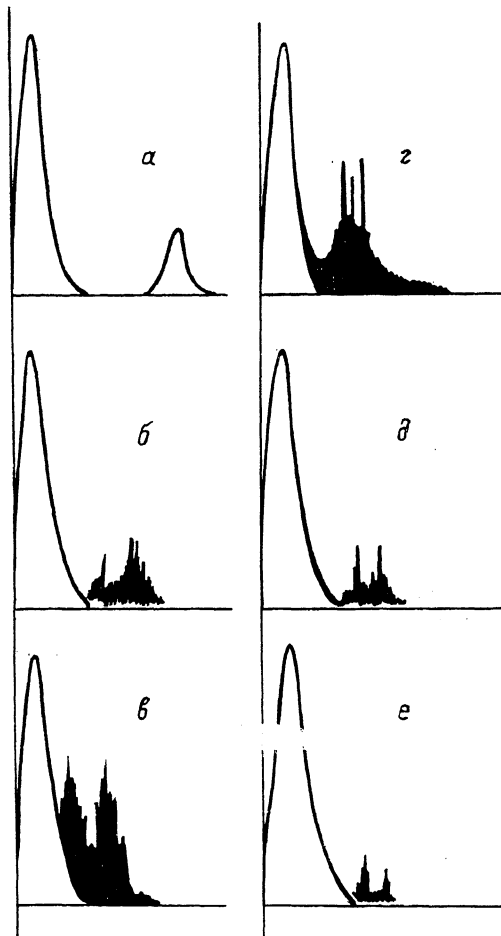


Рис. 6.

1, 2 — то же, что и на рис. 4. Потенциал на очищающих пластинах $U_{пл} = +400$ В.

личением тока увеличивались частота повторения вспышек, амплитуда колебаний и возбуждались все более высокие моменты. Несущие частоты, частота повторения вспышек не зависели от потенциала на очищающих пластинах. Колебания фиксировались и интегральными, и дифференциальными пикап-электродами. Все это указывает на то, что регистрируемые колебания являются радиально-фазовыми и не связаны с возбуждением низкочастотных электронных колебаний. При возбуждении вынужденных радиально-фазовых колебаний с частотой Ω_s и отрицательном потенциале на очищающих пластинах наблюдалось подавление высших моментов (рис. 7, e). Этот эффект, очевидно, аналогичен [6]. При нулевом и положительном потенциалах на пластинах при этом

Рис. 7. Осциллограммы сигналов спектроанализатора.



$Q_s = 50$ Кгц. *a* — калибровка, расстояние между метками равно 200 нГц; *б* — $I = 1$ А, $U_{пл} = 450$ В, ослабление 10 дБ; *в* — $I = 0.5$ А, $U_{пл} = 450$ В, ослабление 10 дБ, включена внешняя раскочка радиально-фазовых колебаний; *г* — $I = 0.7$ А, $U_{пл} = -450$ В, ослабление 10 дБ; *д* — $I = 1.3$ А, $U_{пл} = -450$ В, ослабление 20 дБ; *е* — $I = 1.3$ А, $U_{пл} = -450$ В, ослабление 20 дБ, включена внешняя раскочка радиально-фазовых колебаний.

наблюдаются колебания с частотами Ω_s и $2\Omega_s$, не имеющие характера всплеск. Порог их значительно ниже порога радиально-фазовых колебаний. По-видимому, это вынужденное колебание ионного остова (рис. 7, *в*).

Приведенные результаты позволяют сделать вывод о том, что основными эффектами, ограничивающими величину накопленного тока и время жизни пучка в Н-100, являются внутривпучковое рассеяние электронов и накопление ионов на магнитной дорожке. Удаление ионного фона и уменьшение плотности частиц позволило получить максимальный ток более 3 А.

Список литературы

- [1] Григорьев Ю. Н., Гришаев И. А., Коба И. И. и др. // Тр. IV Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. М., 1975. Т. 2. С. 341—343.
- [2] Заславский Г. М., Чириков Б. В. // УФН. 1971. Т. 105. № 1. С. 3—39.
- [3] Гладких П. И., Щербаков А. А. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 24. С. 1509—1511.
- [4] Григорьев Ю. Н., Кононенко С. Г., Мазманишвили А. С. и др. // Вопр. атомн. науки и техники. Харьков, 1972. Вып. 1 (4). С. 38—39.
- [5] Коба И. И., Кононенко С. Г., Лобзов Л. Д., Мочешников Н. И. // Тр. X Междунар. конф. по ускорителям заряженных частиц. Серпухов, 1977. Т. 2. С. 266—271.
- [6] Кононенко С. Г., Лобзов Л. Д., Реприцев Л. В., Шендерович А. М. // ЖТФ. 1971. Т. 12. Вып. 6. С. 1281—1286.

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
22 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
10 сентября 1990 г.