

ДИНАМИЧЕСКИЙ ВАКУУМ В БУСТЕРНОМ СИНХРОТРОНЕ

Д. М. Попов^{a, 1}, В. А. Востриков^{a, 2}, А. А. Краснов^a

^a Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия

В ускорителях тяжелых ионов особое внимание уделяется процессам потери и захвата электронов ионами при взаимодействии с остаточным газом. Изменение заряда ионов приводит к их потерям на стенах вакуумной камеры. В результате процессов ионно-стимулированной десорбции концентрация остаточного газа локально возрастает, что, в свою очередь, может привести к лавинообразному увеличению потерь интенсивности пучка, или так называемой вакуумной неустойчивости. В ИЯФ СО РАН разрабатывается бустерный синхротрон с электронным охлаждением для технологических применений. В рамках его проектирования проведено моделирование процессов возникновения вакуумной неустойчивости и различных механизмов борьбы с ее развитием.

In heavy ion accelerators, special attention is paid to processes of loss and capture of electrons by ions during interaction with the residual gas. The charge state changing of ions leads to their loss on the vacuum chamber walls. As a result of ion stimulated desorption processes, the concentration of residual gas locally increases which can lead to an avalanche-like increase in the beam intensity loss, or so-called vacuum instability. The booster synchrotron with electron cooling for technological applications is developed by BINP. The simulation of vacuum instability and various mechanisms of its suppression was performed.

PACS: 29.20.Lq; 29.27.Bd

ВВЕДЕНИЕ

В ИЯФ СО РАН разрабатывается ионный ускорительный комплекс [1], работающий с широким спектром ионов. Важной частью комплекса является бустерный синхротрон с электронным охлаждением.

Процессы захвата и потери электрона ионами пучка при взаимодействии с остаточным газом являются основными факторами, определяющими время жизни пучка в тяжелоионных синхротронах. Время жизни обратно пропорционально давлению остаточного газа, которое может экспоненциально расти при развитии вакуумной неустойчивости.

В представленной работе приведены оценки времени жизни пучка, а также результаты моделирования основных процессов развития вакуумной неустойчивости и рассмотрены методы борьбы с ней.

¹E-mail: d.m.popov@inp.nsk.su

²E-mail: v.a.vostrikov@inp.nsk.su

БУСТЕРНЫЙ СИНХРОТРОН

Бустерный синхротрон состоит из пары ахроматических арок и двух бездисперсионных промежутков, один из которых предназначен для установки элементов впуска/выпуска и ВЧ-резонатора, а другой используется для установки электронного охлаждения. Общий вид бустерного синхротрона и его оптические функции представлены на рис. 1. Основные параметры бустерного синхротрона приведены в табл. 1.

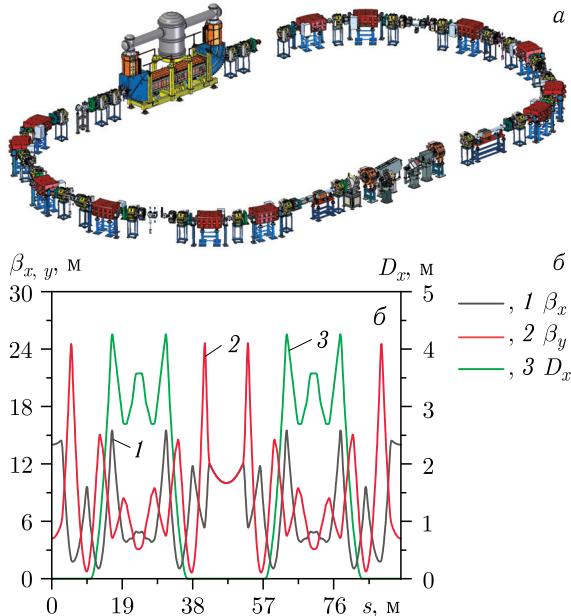


Рис. 1. Общий вид (а) и оптические функции (б) бустерного синхротрона

Таблица 1. Основные параметры бустерного синхротрона

Параметр	Значение	
Тип ускоряемых частиц	p	Bi^{41+}
Энергия инжекции, МэВ/нуклон	7,5	4
Энергия выпуска, МэВ/нуклон	7,5–700	4–36
Частота обращения, МГц	0,4–2,612	0,294–0,861
Периметр кольца, м	94,1	
Акцептанс: A_x, A_y, π см · мрад	24,9, 7	
Энергетический разброс $\delta = \Delta p/p, \%$	0,6	

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПУЧКА В БУСТЕРНОМ СИНХРОТРОНЕ

Основными процессами, определяющими время жизни пучка, связанными с взаимодействием с остаточным газом, являются однократное и многократное упругое рассеяние, захват электронов и обтирка ионов.

Сечение однократного кулоновского рассеяния [2]:

$$\sigma_{\text{SC}} = \frac{4\pi}{\theta_{\text{cr}}^2} Z_p^2 Z_t^2 r_p^2 \left(\frac{m_p c}{p \beta} \right)^2, \quad (1)$$

где θ_{cr} — критический угол; Z_t — зарядовое число атома газа; Z_p — зарядовое число иона; r_p , m_p — классический радиус и масса протона.

Для оценки времени жизни для многократного рассеяния ионов на остаточном газе используется выражение [3]

$$\frac{d\theta^2}{dt} [\text{рад/с}] = 4,8 \cdot 10^{-4} P [\text{мбар}] \frac{Z_p^2}{A_p^2} Z_t^2 \ln(204Z^{-1/3}) \frac{1}{\beta^3 \gamma^2}, \quad (2)$$

где P — давление газа; Z — заряд иона; A_p — атомный номер иона.

Времена жизни для однократного и многократного рассеяния для пучка Bi^{41+} с энергией 36 МэВ/нуклон в среде с давлением $P = 10^{-9}$ Торр, состоящей из 80% H_2 и 20% CO, равны $\tau_{\text{SC}} = 10^5$ с и $\tau_{\text{MC}} = 10^4$ с и не являются определяющими.

Для оценки сечения обтирки используется следующее выражение [4]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{loss}} [\text{см}^2] &= 3,5 \cdot 10^{-18 + (0,71 \log_{10} Z_p)^{3/2}} \frac{q_t}{q_p^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}} \left(\frac{Z}{q_p} \right)^{-4}, \\ q_{p,t} &= Z_{p,t} \left(1 - \exp \left(-\frac{\beta}{\alpha Z_{p,t}^{2/3}} \right) \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Для сечения захвата электрона используется выражение [5]

$$\sigma_c [\text{см}^2] = 1,1 \cdot 10^{-8} \sqrt{Z} Z_t^{-1,8} \hat{E}^{-4,8} \left(1 - e^{-0,037 \hat{E}^{2,2}} \right) \left(1 - e^{-2,44 \cdot 10^{-5} \hat{E}^{2,6}} \right), \quad (4)$$

где $\hat{E} = T [\text{кэВ/нуклон}] Z_t^{-1,25} Z^{-0,7}$, T — кинетическая энергия иона.

Процессы обтирки и захвата оказывают наибольшее влияние на время жизни пучка ионов висмута. На рис. 2 приведены зависимости времени жизни пучка ионов висмута от энергии для $P = 2 \cdot 10^{-11}$ Торр, где $Z = 21$ — заряд ионов на выходе инжектора, $Z = 41$ — при обтирке на фольге и $Z = 51$ — с учетом поправки на эффект

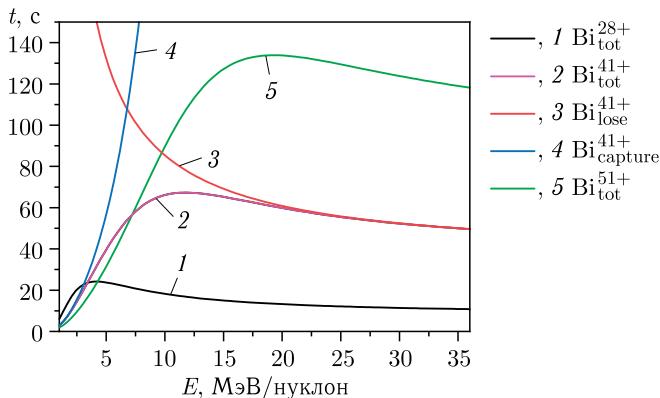


Рис. 2. Время жизни пучка ионов висмута различной зарядности

плотности. Видно, что для достижения необходимого времени жизни (~ 30 с) требуется создать высокий вакуум и использовать обтирочную мишень для повышения зарядности.

ДИНАМИЧЕСКИЙ ВАКУУМ

Развитие вакуумной неустойчивости обуславливается увеличением локального давления остаточного газа при бомбардировке ионами стенок вакуумной камеры или ионно-стимулированной десорбцией (ИСД). При обтирке или захвате электронов ионы меняют свой заряд и теряются преимущественно в дисперсионных арках, что может привести к лавинообразному увеличению потерь из-за ИСД. Кроме того, ионный пучок ионизирует молекулы остаточного газа, которые ускоряются в поле пучка и бомбардируют вакуумную камеру, что также приводит к локальному увеличению давления и стимулирует рост числа вторичных ионов. Сечение ионизации остаточного газа описывается выражением [6]

$$\sigma_{\text{ionization}} = Z^2 e^{-\lambda Z \alpha^2 / \beta^2} \sigma_{\text{bethe}}, \quad (5)$$

$$\sigma_{\text{bethe}} = 4\pi a_b^2 \frac{\alpha^2}{\beta^2} \left(M_{\text{ion}}^2 [2 \ln(\beta\gamma) - \beta^2] + C_{\text{ion}} + \gamma_{\text{ion}} \frac{\alpha^2}{\beta^2} \right),$$

где M_{ion}^2 , C_{ion} , γ_{ion} , λ — эмпирические параметры.

Среднее число молекул газа, выбитых одним ионом со стенок вакуумной камеры, коэффициент ИСД (η) зависит от угла падения, энергии и заряда иона, материала покрытия и качества обработки поверхности вакуумной камеры, а также от метода ее обезгаживания. Характерные значения коэффициентов ИСД для различных молекул газа при высокой и низкой энергии бомбардирующих ионов приведены в работах [7,8].

Для моделирования вакуумной неустойчивости необходимо также описать эволюцию давления остаточного газа во времени. Для простоты предлагается использовать уравнение массового баланса в рамках диффузационной модели Кнудсена для течения газа в молекулярном режиме с циклическими граничными условиями:

$$-A_v(s) \frac{\partial n(s)}{\partial t} + q(s) = -\frac{\partial}{\partial s} u(s) \frac{\partial n(s)}{\partial s} + \frac{1}{4} \alpha_v(s) \bar{v} \Pi(s) n(s) + \sum_k S_k \delta(s - s_k) n(s),$$

где A_v — площадь поперечного сечения вакуумной камеры; n — концентрация остаточного газа; q — натекание на единицу длины; u — вакуумная проводимость единицы длины; α_v — коэффициент прилипания; Π — периметр поперечного сечения вакуумной камеры; \bar{v} — средняя скорость молекул остаточного газа; S — производительность насоса. Для оценки вакуумной проводимости можно использовать формулу Кнудсена [9]

$$u = \frac{4}{3} \bar{v} \frac{A_v^2}{\Pi}. \quad (6)$$

В результате создана программа для моделирования динамического вакуума, учитывающая процессы захвата электронов и обтирки ионов, бомбардировку стенок вакуумной камеры ионами пучка и вторичными ионами, а также динамику ионов в линейном приближении. Для моделирования были взяты параметры, представленные

в табл. 2, где η_{si} — коэффициент ИСД для вторичных ионов. Расчеты проводились для пучка Bi с энергией 36 МэВ/нуклон, эмиттансами $\epsilon_{x,y} = 0,01$ см · мрад и разбросом по импульсу $\sigma_{\Delta p/p} = 0,1\%$.

Результаты моделирования пучка Bi с интенсивностью $2 \cdot 10^9$ для вакуумной камеры без гетерного покрытия ($\alpha_v = 0$) и с гетерным покрытием представлены на рис. 3. Нанесение гетерного покрытия значительно снижает как давление остаточного газа, так и коэффициент ИСД.

Таблица 2. Параметры вакуумной системы

Параметр	H_2	CO	CO_2	CH_4
S , л/с	375, 1500	250, 1000	250, 1000	250, 1000
α_v	0,01	0,3	0,5	0
η	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^2$
q , л/с · Торр/ cm^2	10^{-11}	10^{-13}	$3 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-15}$
η_{si}	3	2	1	1

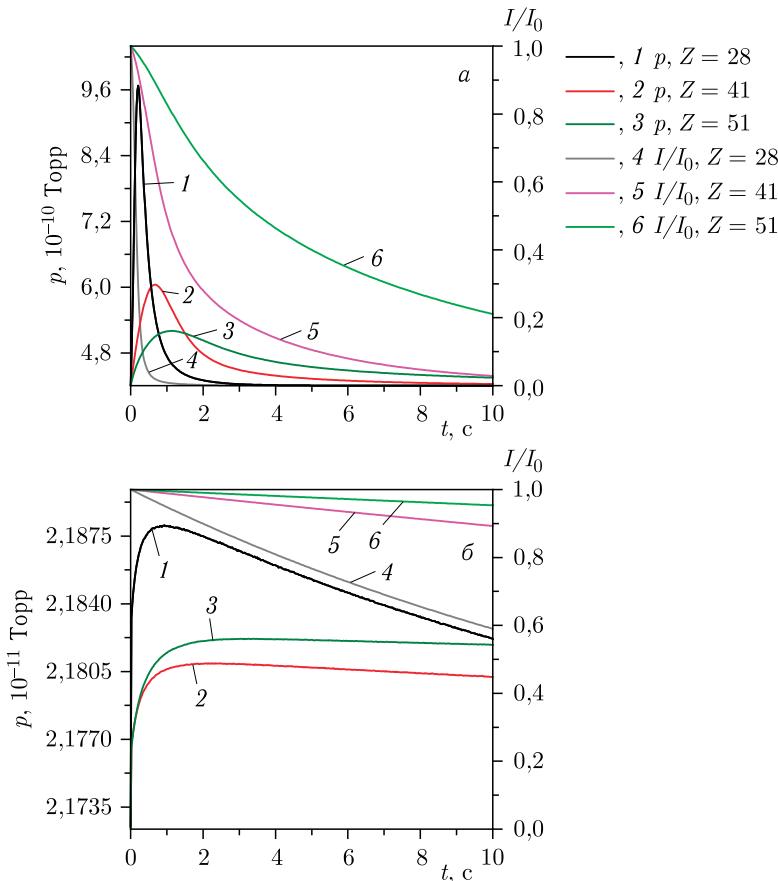
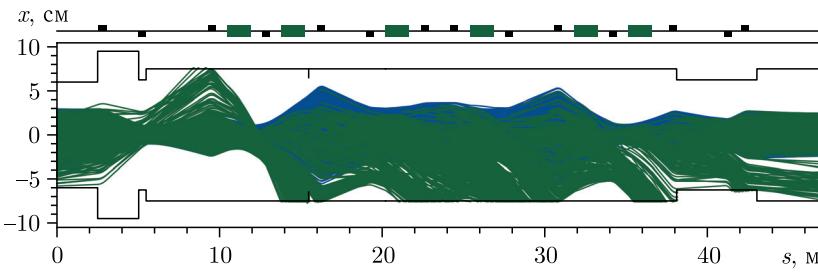
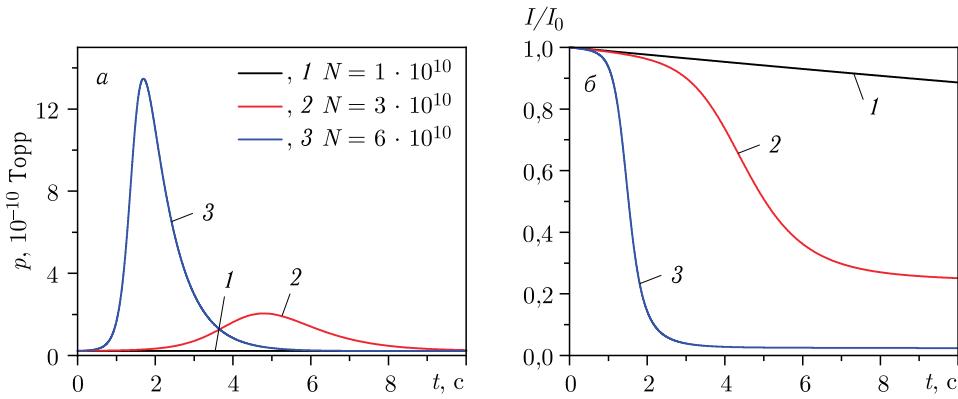


Рис. 3. Эволюция давления и тока пучка: а) без гетерного напыления; б) с гетерным напылением

Рис. 4. Треки частиц для пучка Bi^{41+} с $\epsilon_x = \epsilon_y = 6$ см · мрад и $\sigma_{\Delta p/p} = 0,6\%$ Рис. 5. Зависимость среднего давления (а) и тока пучка Bi^{41+} (б) от времени

Видно, что необходимое время жизни без гетерного покрытия не достигается. Также для пучка Bi^{28+} необходимое время жизни не достигается и с гетерным покрытием. Для уменьшения эффективного коэффициента ИСД в структуру были добавлены скреперы. Треки частиц, рассчитанных программой, представлены на рис. 4. Также был исследован порог возникновения неустойчивости для Bi^{41+} . Из рис. 5 видно, что пороговая интенсивность составляет $N \sim 3 \cdot 10^{10}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе были исследованы механизмы возбуждения вакуумной неустойчивости в бустерном синхротроне. Показано, что для достижения требуемого времени жизни пучка тяжелых ионов необходимо применение обтирочной мишени на выходе из инжектора, а также нанесение гетерного покрытия для достижения более высокого вакуума и уменьшения коэффициента ИСД.

Использование скреперов для поглощения частиц, падающих на поверхность вакуумной камеры с малыми углами, позволяет дополнительно уменьшить эффективный коэффициент ИСД. Для пучка Bi^{41+} было определено оптимальное расположение скреперов, а также найдена пороговая интенсивность пучка, при которой развивается вакуумная неустойчивость, составляющая $N \sim 3 \cdot 10^{10}$.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисков А. С. и др. Оптическая структура бустерного синхротрона // Проблемы ускорительной техники и физики высоких энергий: Тр. междунар. конф. «XXIV Харитоновские тематические научные чтения». 2024. Р. 75–81.
2. Jackson J. D. Classical Electrodynamics. Second Ed. Wiley, 1975.
3. Franzke B. Interaction of Stored Ion Beams with Residual Gas. CERN Accelerator School, Fourth Advanced Accelerator Course. CERN 92-01. 1992. P. 100.
4. Franzke B. Vacuum Requirements for Heavy Ion Synchrotrons // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. V. 28, No. 3. P. 2116.
5. Schlachter A. S. et al. Electron Capture for Fast Highly Charged Ions in Gas Targets: An Empirical Scaling Rule // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. P. 3372.
6. Madsen N. Vacuum Changes during Accumulation of Pb⁵⁴⁺ in LEIR. PS/DI 99-21 CERN. 1999.
7. Mahner E., Hansen J., Laurent J., Madsen N. Molecular Desorption of Stainless Steel Vacuum Chambers Irradiated with 4.2 MeV/u Lead Ions // Phys. Rev. ST. 2003. V. 6.
8. Mathewson A. G. Ion Induced Desorption Coefficients for Titanium Alloy, Pure Aluminium and Stainless Steel. CERN-ISR-VA-76-5. 1976.
9. Clauzing P. Über die Strömung sehr verdünnter Gase durch Röhren von beliebiger Länge // Ann. Phys. 2006. V. 404. P. 961.

Получено 28 октября 2024 г.