

# Когерентные неустойчивости при накоплении ионов в тяжелоионном комплексе ИТЭФ

П.Р. Зенкевич, Е.Р. Мустафин

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия*

Рассмотрены ограничения, накладываемые однопучковыми когерентными неустойчивостями на ток пучка в накопительном комплексе ИТЭФ. При расчете диаграмм устойчивости для продольных и поперечных однопучковых неустойчивостей использованы функции распределения, полученные при численном моделировании процесса накопления ионов. Показано, что потери частиц и расширение пучка по импульсу из-за внутрипучкового рассеяния ионов подавляют как продольные, так и поперечные неустойчивости.

В настоящее время в ИТЭФ начались работы по реализации проекта накопительного тяжелоионного комплекса на базе существующих установок [1]. Конечная цель проекта — накопление в кольце и вывод на внешнюю мишень пучка тяжелых ионов с высокой накопленной энергией ( $\sim 50 \div 100$  кДж) и высокой импульсной мощностью ( $\sim 0,5 \div 1$  ТВт) для исследования физики взаимодействия пучка тяжелых ионов с материей, а также физики ускорителей. Задачей настоящей работы является исследование ограничений на ток пучка, связанных с продольными и поперечными когерентными неустойчивостями. Для негруппированных пучков дисперсионное уравнение для продольных и поперечных однопучковых неустойчивостей можно записать в следующей форме [2]:

$$Z = \left[ i\text{P.V.} \int_{-1}^1 \frac{f(x)dx}{x - \lambda} \pm \pi f(\lambda) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где P.V. означает, что интеграл берется в смысле главного значения;  $x = (\Delta p/p)/(\Delta p/p)_0$ ;  $(\Delta p/p)$  — относительное отклонение импульса от равновесного значения;  $(\Delta p/p)_0$  — максимальное значение  $\Delta p/p$  в камере накопителя;  $\lambda$  — параметр, в зависимости от которого строится годограф  $Z$ ;  $f(x) = \varphi(x)$  для поперечных колебаний и  $f(x) = d\varphi(x)/dx$  для продольных колебаний (функция распределения  $\varphi(x)$  нормирована на 1 на отрезке  $[-1,1]$  по  $x$ ). “Обобщенный импеданс”  $Z$  определяется следующей формулой:

$$\begin{aligned} Z = Z_L &= qI_0 \frac{(Z_L)_n}{n} / [2\pi U_p \beta^2 \gamma |\eta| A (\Delta p/p)_0^2] \text{sign} \eta && \text{продольный,} \\ Z = Z_{tr} &= qI_0 (Z_{tr})_n R / [4\pi U_p Q |S\eta| A \beta \gamma (\Delta p/p)_0] && \text{поперечный.} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $I_0$  — ток ионов в кольце;  $U_p$  — “напряжение покоя” протона, равное 980 МВ;  $\beta$ ,  $\gamma$  — релятивистские параметры;  $R$  — радиус камеры;  $A$ ,  $q$  — массовый номер и зарядовое состояние иона;  $Z_L$  и  $Z_{tr}$  — соответственно продольный и поперечный импедансы связи пучка с камерой;  $n$  — номер моды;  $\eta$  — коэффициент пространственного сжатия орбит;  $Q$  — частота бетатронных колебаний;  $S = n - Q + \alpha/\eta$ ;  $\alpha$  — хроматичность.

В нерелятивистских накопительных кольцах модуль импеданса определяется главным образом пространственным зарядом пучка. Величина продольного импеданса пространственного заряда  $Z_L^{sc}$

$$\frac{(Z_L^{sc})_n}{n} = \frac{iZ_0}{\beta\gamma^2} [0.5 + \ln(h/b)], \quad (3)$$

где  $Z_0$  — импеданс свободного пространства ( $Z_0 = 377 \text{ Ом}$ );  $b$  — радиус пучка;  $h$  — радиус вакуумной камеры. Поперечный импеданс пространственного заряда

$$Z_{tr}^{sc} = i \frac{RZ_0}{\beta^2 \gamma^2} \left( \frac{1}{b^2} - \frac{1}{h^2} \right). \quad (4)$$

В этих уравнениях импеданс рассчитан для идеальной камеры с бесконечной проводимостью. Активная часть импеданса связана со следующими основными источниками: 1) конечной проводимостью стенок камеры; 2) кикер-магнитами систем вывода и ввода частиц; 3) неоднородностями камеры (сильфонами, вакуумными фланцами и т. д.), которые принято описывать с помощью модели широкополосного резонатора; 4) резонансными объектами, такими, как ускоряющие резонаторы. При условии демпфирования резонансных мод величина этой активной части мала (не более 10%) по сравнению с продольным и поперечным импедансом пространственного заряда (соответственно, 240 Ом и 30 МОм/м).

При анализе подавления продольной когерентной неустойчивости затуханием Ландау, связанным с разбросом частиц пучка по импульсам, мы рассмотрели распределения, рассчитанные в работе [3] путем численного моделирования процесса накопления ионов в накопительном кольце ИТЭФ с учетом действия различных стохастических факторов (внутрипучкового рассеяния, случайного характера пересечений с мишенью и т.д.).

На рис. 1 построены графики зависимости нормированной функции распределения по импульсам  $\varphi(x)$  для трех различных значений числа циклов инжекции  $N$  ( $N = 200, 400$  и  $600$ ). Из рисунка видно, что при накоплении ионов их функция распределения по импульсам расширяется (основной причиной этого эффекта является внутрипучковое рассеяние, “перекачивающее” энергию из “горячих” поперечных степеней свободы в продольную).

На рис. 2, 3 показаны диаграммы устойчивости соответственно для продольных и поперечных колебаний, построенные для этих функций распределения с помощью описанной выше теории. Полагая, что  $|\text{Re}Z/\text{Im}Z| \leq 0.1$ , можно по этим диаграммам найти предельные токи пучка  $I_L^{lim}$  для продольных и поперечных неустойчивостей (соответственно  $I_L^{lim}$  и  $I_{tr}^{lim}$ ).

Результаты расчетов даны в табл.1, в которой приведены также значения накопленного тока  $I^{st}$  и среднеквадратичного разброса по импульсам  $\sigma_p$ . Из таблицы видно, что при накоплении в течение 200 и 400 циклов инжекции когерентные неустойчивости не ограничивают тока пучка; при 600 циклах инжекции возникает продольная неустойчивость, связанная с тем, что в этом случае  $d\varphi(x)/dx$  при  $x = 1$  ( $\Delta p/p = (\Delta p/p)_0$ ) не равна нулю.

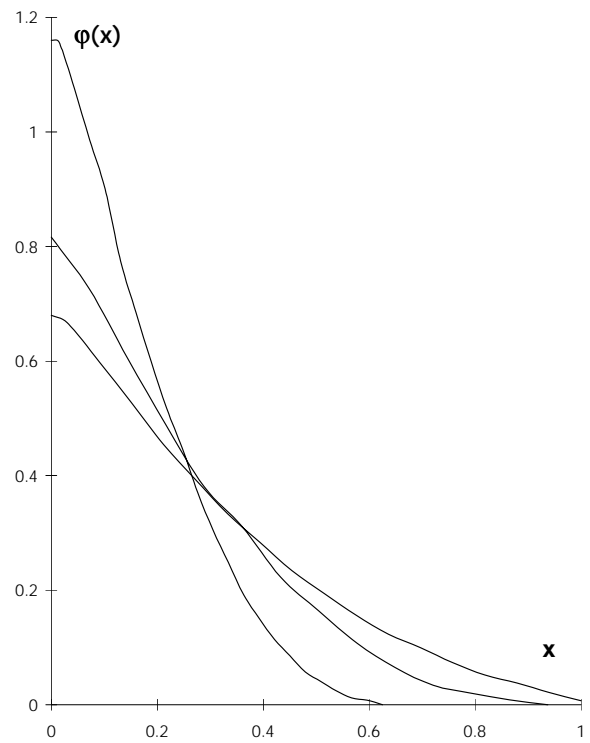


Рис. 1: Функция распределения по импульсам для циклов инжекций 200, 400 и 600.

Таблица 1: Зависимость параметров пучка от числа циклов инжекции

$N$	$I^{st}, \text{ A}$	$\sigma_p$	$I_L^{lim}, \text{ A}$	$I_{tr}^{lim}, \text{ A}$
200	8,1	0,00158	409	9,6
400	13,4	0,00237	705	14,2
600	15,2	0,00276	0	20,5

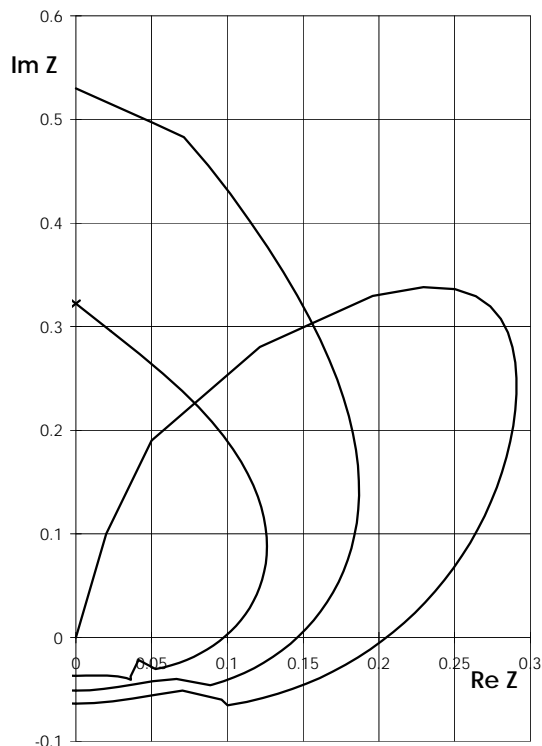


Рис. 2: Диаграмма устойчивости для продольных колебаний.

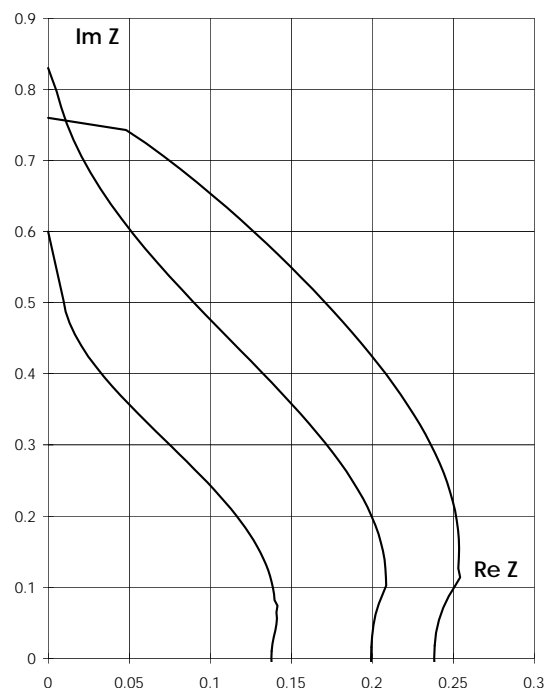


Рис. 3: Диаграмма устойчивости для поперечных колебаний.

Таким образом, выбранная схема накопления позволяет достичь тока ионов около  $13 \div 15$  А. При этом однопучковые когерентные неустойчивости не представляют опасности из-за большого разброса пучка по импульсам и наличия длинных “хвостов” функции распределения. Подавление внутривпучкового рассеяния (например, с помощью системы электронного охлаждения или путем повышения на порядок частоты повторения циклов бустера) позволит в несколько раз повысить отношение  $I^{st}$  к  $\sigma_p$ , что потребует демпфирования поперечных колебаний.

### Список литературы

- [1] Д.Г.Кошкарёв, Н.Н.Алексеев, И.В.Чувило, Б.Ю.Шарков. Модернизация ускорительно-накопительного комплекса ИТЭФ - Проект ИТЭФ-ТВН. Труды XV Совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, т. 2, с.319, 1996.
- [2] B.Zotter and F.Sacherer. Transverse Instabilities of Relativistic Particle Beams in Accelerators and Storage Rings. CAS, CERN 77-12, p.175, Geneva, 1977
- [3] A.Hoffman. Single-Beam Collective Fenomena - Longitudinal, *ibid.*, p.139
- [4] N.N.Alekseev, A.E.Bolshakov, P.R.Zenkevich, E.R.Mustafin. Simulation of Accumulation Process in the ITEP-TWAC Storage Rings. Report in EPAC-98, Stockholm, 1998.