

Численное исследование транспортировки нейтрализованных ионных пучков в канале с постоянной фокусировкой

Д.Г. Кошкарев, П.Р. Зенкевич, Е.Р. Мустафин

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

Рассмотрена транспортировка двух моноэнергетических ионных пучков с равными токами и противоположными знаками заряда ионов (нейтрализованные ионные пучки) в канале с постоянной фокусировкой. С помощью метода крупных частиц численно исследована зависимость амплитуд когерентных поперечных колебаний и поперечного фазового объема от времени и тока пучка для различных функций распределения в фазовом пространстве (микрoканоническое распределение и “водяной мешок”). Показано, что неустойчивость колебаний высших мод для пучка с микрoканоническим распределением не приводит к увеличению фазового объема даже при токах, заметно превышающих теоретический предел. Для распределения “водяной мешок” наблюдался рост фазового объема, который, однако, при реальных параметрах оконечного канала транспортировки в драйвере для инерциального тяжелоионного синтеза не превышает допустимых пределов.

Применение нейтрализованных ионных пучков (НИП) в оконечном канале транспортировки драйвера для инерциального тяжелоионного синтеза (ИТИС) позволяет компенсировать силы пространственного заряда [1]. Предельный ток НИП в канале определяется поперечными когерентными неустойчивостями, которые можно разбить на две группы [2]: 1) неустойчивости в канале с постоянной фокусировкой; 2) неустойчивости, специфические для канала с жесткой фокусировкой.

Задачей настоящей работы является численное исследование неустойчивостей первого типа. Мы рассмотрели “сглаженную” модель фокусирующего канала, в которой фокусирующий потенциал пропорционален r^2 , где r — расстояние от оси канала. Для пучков с некомпенсированным пространственным зарядом устойчивость колебаний в таком канале была аналитически рассмотрена в работе [3] для микрoканонического распределения в фазовом пространстве (КВ-пучок). Применение этого метода для исследования когерентных колебаний НИП показало, что устойчивость когерентных колебаний зависит от безразмерного параметра $R = \omega_p^2/\nu^2$, где ω_p^2 — квадрат частоты поперечных плазменных колебаний ионов; ν^2 — квадрат частоты поперечных колебаний под действием внешнего поля. Для канала с жесткой фокусировкой R связан с физическими параметрами системы следующими соотношениями:

$$R = QL/\varepsilon\sigma. \quad (1)$$

Здесь L — длина периода фазовой системы; ε — фазовый объем пучка; σ — набег фазы бетатронных колебаний на период, а первеанс Q определяется формулой

$$Q = \frac{4ZI}{(\beta\gamma)^3 A I_a}. \quad (2)$$

В (2) Z и A — соответственно заряд и атомный номер иона; β и γ — его релятивистские параметры; I_a — Альфвеновский ток протона ($I_a = M_p c^3/e = 3,1 \cdot 10^7$ А).

Анализ дисперсионного уравнения, полученного из линеаризованной системы уравнений Власова для КВ-пучка, показал, что при $R > 2,65$ возникает неустойчивость высших мод когерентных колебаний. В данной работе механизм этого эффекта и ограничения, которые

он накладывает на предельный ток НИП, исследованы с помощью метода макрочастиц. Для расчета кулоновского поля использовался метод БПФ (быстрого преобразования Фурье); число макрочастиц составляло около 10^6 . Расчет выполнялся для двух видов функции распределения ионов: 1) КВ-пучок; 2) распределение с постоянной плотностью в четырехмерном фазовом пространстве (“водяной мешок”). В качестве независимой переменной использовался параметр φ — набег фазы некогерентных поперечных колебаний.

По рассчитанным траекториям частиц вычислялись следующие параметры:

- 1) отклонения центров тяжести обоих пучков по каждой из поперечных степеней свободы (соответственно x_1, x_2, y_1, y_2), а также их сумма и разность, которые определяют колебания суммовой и разностной дипольной моды;
- 2) средние квадраты поперечных координат ($\langle x^2 \rangle_1, \langle y^2 \rangle_1, \langle x^2 \rangle_2, \langle y^2 \rangle_2$) и средние квадраты радиальных отклонений для каждого из пучков;
- 3) фазовые объемы ε для каждого из пучков по каждой из поперечных степеней свободы (по формуле $\varepsilon_x = \langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2$, где знак $\langle \rangle$ означает усреднение по всем частицам), а также соответствующие значения энтропии S ($S = \ln(\varepsilon/\varepsilon_0)$, где ε_0 — значение фазового объема в начальный момент времени).

Частота суммовой моды колебаний центра тяжести пучка во всех расчетах совпадала с ν , что подтверждает высокую точность численного кода (действительно, согласно известной теореме внутренние электромагнитные силы не влияют на колебания центра тяжести системы, находящейся во внешнем линейном поле). Численное моделирование показало, что для КВ-пучка при $R < 2,65$ не наблюдается ни роста амплитуды когерентных колебаний, ни возрастания энтропии. При превышении порогового значения по прошествии 1-2 периодов бетатронных колебаний возникают когерентные колебания формы сгустка, амплитуда которых значительно превышает начальную. Затем эти колебания сохраняют приблизительно постоянное (и весьма малое) значение в продолжение последующего времени расчета.

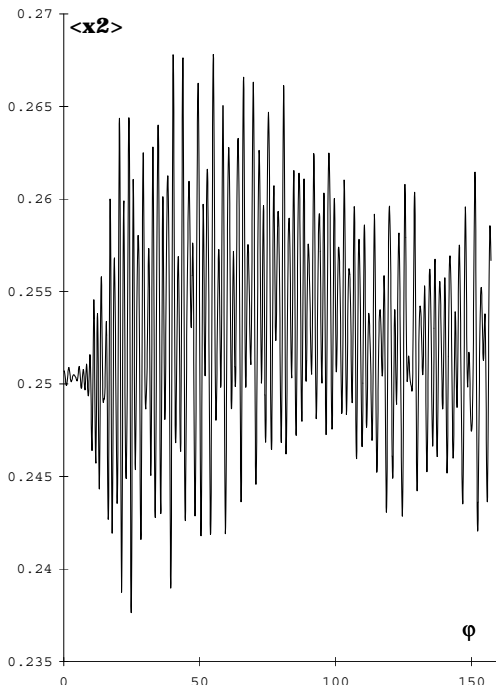


Рис. 1: Зависимость среднеквадратичного размера пучка от времени для $R = 4$.

Такое развитие процесса иллюстрируется рис.1, на котором построена зависимость от времени $\langle x^2 \rangle$ для $R = 4$. Рост амплитуды этих когерентных колебаний не сопровождается сколько-нибудь заметным возрастанием энтропии (более того, в некоторых случаях наблюдается даже некоторое ее уменьшение). В дальнейшем энтропия начинает медленно возрастать, причем скорость роста увеличивается при повышении параметра R .

Для пучков с распределением типа “водяной мешок” эффект роста амплитуд когерентных колебаний отсутствует для любых значений R . Однако в этом случае так же, как и для КВ-пучка, наблюдается медленный рост энтропии и поперечного размера пучка.

В табл.1 для распределения “водяной мешок” приведена зависимость от R значения средней энтропии $\langle S \rangle$ после 15 периодов поперечных колебаний ($\langle S \rangle$ рассчитывалось по формуле $\langle S \rangle = 0,25 \sum S_i$, где индекс “ i ” соответствует двум разным пучкам и двум поперечным степеням свободы). Видно, что наблюдаемый рост энтропии не препятству-

ет применению НИП, так как даже для $R = 20$ суммарное возрастание энтропии составляет не более 15%. Вероятно, эффект возрастания энтропии имеет вычислительный характер и связан с дробовыми шумами при вычислении электрического поля пучков по известному распределению макрочастиц.

Таблица 1: Зависимость “усредненной энтропии” от R .

R	$\langle S \rangle$
1.5	0.003
4	0.009
6	0.013
20	0.14

Таким образом, мы видим, что когерентные неустойчивости не развиваются при транспортировке НИП в канале с постоянной фокусировкой даже при очень больших токах пучка. С другой стороны, в ранее опубликованных работах [2],[4] путем линеаризации уравнений для огибающих пучка было показано, что квадрупольные колебания НИП остаются устойчивыми, если выполняется следующее условие:

$$R < (\pi^2 - 4\sigma^2)/\sigma^2. \quad (3)$$

Из этой формулы следует, что при уменьшении набега фазы на период σ предельный ток НИП стремится к бесконечности. Таким образом, мы видим, что по двум рассмотренным эффектам (когерентные неустойчивости в канале с постоянной фокусировкой и квадрупольные неустойчивости в канале с жесткой фокусировкой) ограничения на ток НИП практически отсутствуют. Исследование устойчивости колебаний НИП путем численного моделирования динамики с помощью метода макрочастиц было выполнено в работе [4], однако ввиду вычислительных проблем был рассмотрен только один частный случай: КВ-пучок в канале с малой длиной (около половины длины волны бетатронных колебаний). На этой длине для выбранного тока пучка не было обнаружено заметного роста фазового объема, однако вопрос об устойчивости колебаний НИП в длинных жесткофокусирующих каналах остается открытым.

Список литературы

- [1] D.G.Koshkarev. Charge-symmetric Driver for Heavy Ion Fusion. Nuovo Cimento v.106A, 11 (1993), p.1567-1573.
- [2] A.V.Barkhudaryan, D.G.Koshkarev and P.R.Zenkevich. Space Charge Effects in Neutralized Ion Compensated Beam, *ibid.*, p.1751-1755.
- [3] R.L.Gluckstern. Oscillation Modes in Two Dimensional Beams. Proceedings 1970 Linear Accelerators Conf., v.2, p.811, FNAL, Batavia, 1070.
- [4] A.V.Barkhudaryan, D.G.Koshkarev and A.N.Talysin. Studies on Stability of Charge-Compensated Ion Beams. Fusion Engineering and Design, v.32-33, p.183.