

О возможности увеличения тока ускоренных частиц в RFQ

Ю.А. Буданов, А.В. Жеребцов, В.А. Тепляков

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

Характер изменения синхронной фазы $\varphi_s(z)$ и эффективности ускорения $\vartheta(z)$ вдоль RFQ во многом определяет качество пучка как в продольном, так и в поперечном направлении. Многочисленные исследования режимов формирования пучка, проведенные в различных ускорительных центрах, привели к результатам, в которых, несмотря на различия, прослеживается единая тенденция изменения $\varphi_s(z)$, $\vartheta(z)$. Она характеризуется “мягкой” группировкой пучка и последующим плавным переходом к ускорению с постоянной φ_s (характерные зависимости изменения параметров RFQ вдоль ускоряющего канала представлены на рис.1). При этом неизбежно возникает проблема больших плотностей заряда на первом продольном колебании и тем самым нарушается выполнение основной задачи RFQ — формирование сгустков ограниченной плотности. Существенное превышение плотности заряда относительно средней по сгусткам может приводить к потерям пучка и к ухудшению его выходных характеристик.

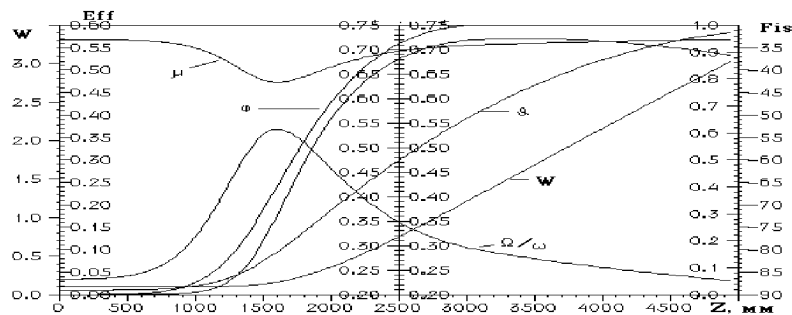


Рис. 1: Графики изменения параметров RFQ по длине.

Для токов, далеких от предельных, процесс фазовых колебаний качественно мало отличается от случая, когда $I=0$, происходит уменьшение частоты продольных колебаний — потенциальная яма несколько уплощается. Однако, начиная с некоторых значений тока (в нашем случае порядка $1/3$ от предельного), в фазовом движении происходят качественные изменения приводящие, в частности, к тому, что с ростом тока растет продольный эмиттанс [1] и ухудшаются другие характеристики пучка.

Рассмотрим подробнее этот процесс на примере дейтонного ускорителя, разработанного для программы IFMIF [2]. Приведем фазовые кривые для тока $I=130$ мА (номинальный ток для RFQ-IFMIF), полученные численным интегрированием. Оказывается, что на первом колебании на фазовой кривой (рис.2) образуется характерный излом. Это связано с тем, что плотность заряда в центре настолько выросла, что частицы не могут перейти через центр, причем частицы, довольно близкие к центру, за счет кулоновского отталкивания приобретают значительную энергию. Это затем приводит к необратимому расширению центра энергетического спектра и ухудшению других характеристик.

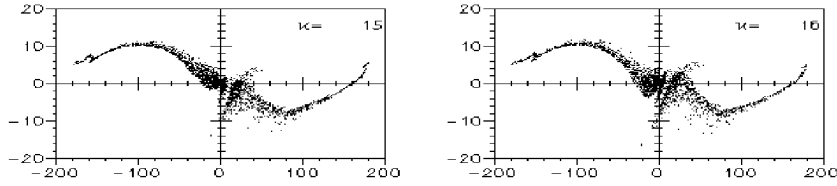


Рис. 2: Образование “излома” на фазовой кривой в RFQ.

Наглядно этот процесс виден, если в потенциальную функцию $\Phi(\psi)$, определяемую следующим выражением [3]:

$$\Phi(\psi) = \left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 \frac{\psi \cos \varphi_s - \sin(\psi + \varphi_s)}{\sin \varphi_s} + \frac{e}{p_s v_s \gamma^4} U_q(\psi),$$

подставить значения $U_q(\psi)$, полученные из численного расчета, и нарисовать затем (рис.3) полученную $\Phi(\psi)$ -функцию. Из рисунков видно, что на некоторое время происходит образование двух новых центров колебаний. Причем энергетическая глубина около этих центров весьма значительна. Поскольку такое поведение пучка приводит к нежелательному эффекту, интересно обсудить способы борьбы с этой, так называемой “перетяжкой” сгустка. Можно, в принципе, увеличить Ω в местах прохождения перетяжки, но это сразу же приведет к ухудшению характеристик пучка при малых токах. Предложенный далее путь позволяет улучшить характеристики пучка как при больших, так и при малых токах.

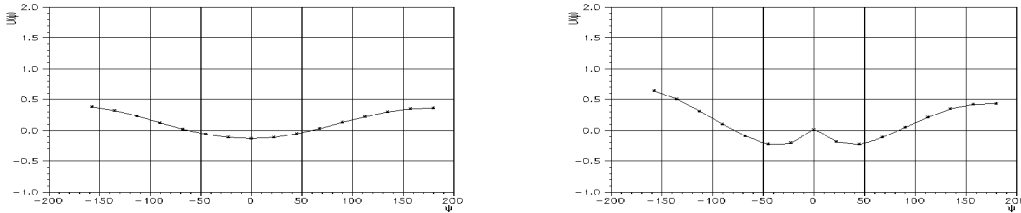


Рис. 3: Потенциальная функция $\Phi(\psi)$.

Итак, для того чтобы в сгустке не возникало больших перепадов кулоновского потенциала, нужно чтобы не возникало больших плотностей заряда. Для этого, не доходя до точки бифуркации, нужно ослабить внешние фокусирующие силы (в нашем случае мы полностью снимаем фазировку) и дать возможность заряду перераспределить плотность. Кулоновские силы нелинейны и в области линейности внешних сил, и при перераспределении заряда возникающее новое фазовое распределение будет приводить к меньшим плотностям в центре сгустка при последующих колебаниях. Положительным здесь является также и то, что при значительном расплывании сгустков в дрейфе возникает частичная компенсация кулоновского расталкивания за счет взаимодействия сгустков. Естественно, что процесс дрейфа должен быть достаточно кратковременным и частицы не успели бы разойтись настолько, чтобы вызвать обратный эффект увеличения продольного эмиттанса или вообще выпасть из процесса ускорения. При этом можно так выбрать параметры, что при малых токах спектр будет лишь уменьшаться.

Поиски оптимального режима проводились численными методами. Но, исходя из качественных соображений, для нулевого тока можно выбрать исходное положение параметров для дальнейшей оптимизации. На рис.4 для пучка с током 130 мА изображены фазовые кривые в системах без дрейфового и с дрейфовым промежутками после образования “излома”. Как видно, с помощью дрейфового промежутка удастся сгруппировать пучок при значительно меньшем разбросе по энергиям.

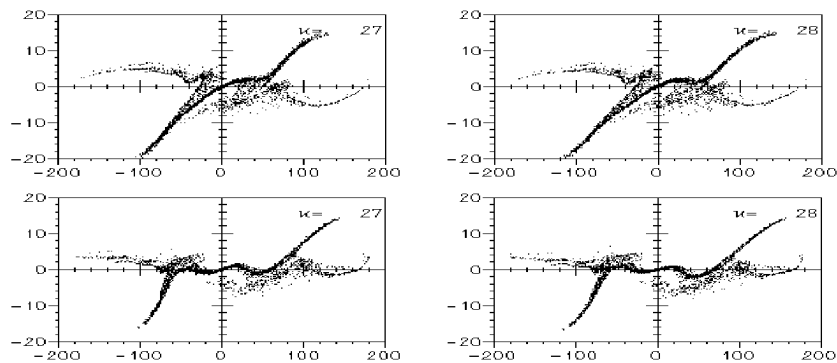


Рис. 4: Фазовые кривые в системах без дрейфа и с дрейфом в RFQ.

Проделанную процедуру с введением дрейфа можно проделать и второй раз, для следующей “перетяжки” сгустка, которая хоть и меньше первой, но все же есть. Однако, как и следовало ожидать и как показали проделанные расчеты, на длине порядка $40 \div 50$ периодов ускорения уже сильно сказывается дисперсия частоты, связанная с пространственным зарядом, и подобрать параметры второго дрейфового промежутка для широкого диапазона токов уже не удастся.

Динамика продольного среднеквадратичного эмиттанса вдоль ускорителя ($I=130$ мА) отражена на рис.5 для исходной RFQ (а) и для RFQ с дрейфовым промежутком (б). Как и следовало ожидать, продольный эмиттанс в основном формируется на половине первого периода продольных колебаний, и именно здесь и нужно пытаться уменьшить его величину. Для токов порядка $100 \div 130$ мА удастся снизить величину этого эмиттанса примерно в 1,3 раза.

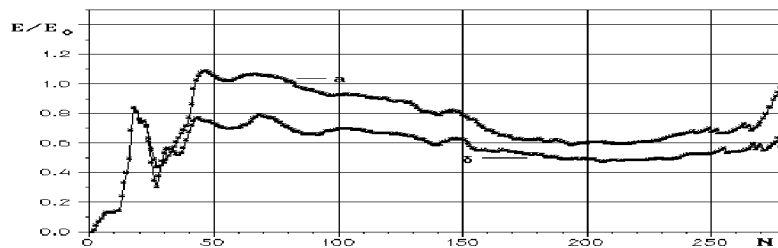


Рис. 5: Среднеквадратичный продольный эмиттанс в RFQ без дрейфа (а) и с дрейфом (б).

На рис.6 представлена зависимость тока ускоренных дейтронов от входного для RFQ-IFMIF без дрейфового и с дрейфовым промежутками. Из рисунка видно, что ускоренный ток увеличивается во всем диапазоне входных токов, и таким образом, введение дрейфового промежутка приводит к увеличению предельного тока.

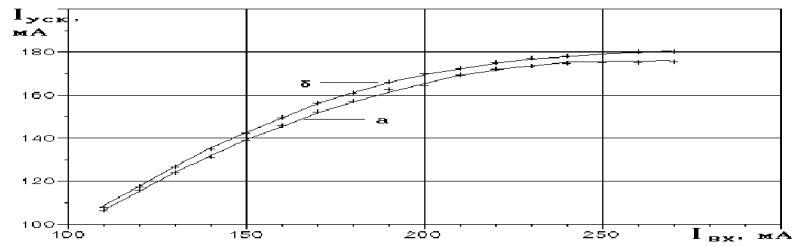


Рис. 6: Зависимость ускоренного тока от входного в RFQ без дрейфа (а) и с дрейфом (б).

Итак, небольшие изменения геометрии ускоряющего канала RFQ могут приводить к улучшению характеристик пучка для широкого интервала токов. Рассмотренная методика введения дрейфового промежутка в кинематическом приближении близка к клистронной группировке, однако для режимов с большим пространственным зарядом это скорее процесс нелинейной разгруппировки с целью уменьшения максимальных плотностей заряда в сгустке.

Список литературы

- [1] Y.Budanov, A.Zherebtsov. On dynamics of the longitudinal beam emittance in the RFQ. Proceedings of the international workshop: BEAM DYNAMICS AND OPTIMIZATION, July 4-8, 1994, St.-Petersburg, Russia.
- [2] V.A.Teplyakov. "Some Notes on the IFMIF Linac". Proceedings of ACCELERATOR TEAM MEETING for the IFMIF. Santa Fe, New Mexico, USA, 11-13 September, 1995.
- [3] Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей: Динамика частиц.- М.: Энергоиздат, 1982. 240с.