

УСКОРЕНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ИОННОГО ПУЧКА ОПТИМАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ В ЛИНЕЙНОМ ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ

В.И. Карась, Е.А. Корнилов, О.В. Мануйленко, О.В. Федоровская
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина
E-mail: ovm@kipt.kharkov.ua

Приведены результаты численного моделирования методом макрочастиц динамики сильноточного трубчатого ионного пучка в линейном индукционном ускорителе. Рассмотрена транспортировка и ускорение сильноточного ионного пучка (СИП) оптимальной плотности в шести каспах, в трех из которых есть ускоряющее электрическое поле. Показано, что дополнительная инжекция электронных пучков в каспы без ускоряющего поля приводит к регулярному набору энергии СИП по длине ускорителя и улучшает яркость ионного пучка.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных методов получения сильноточных ионных пучков для тяжелоионного синтеза (ТИС) является применение линейных индукционных ускорителей (ЛИУ). По мнению руководителей программ ТИС Ливерморской национальной лаборатории им. Е. Лоуренса Алекса Фридмана и Берклиевской лаборатории им. Е. Лоуренса Энди Фалтенса предложенный в ННЦ ХФТИ [1-3] метод коллективной фокусировки сильноточного ионного пучка позволяет создать более компактный ускоритель, который является не только эффективным драйвером для ТИС, но и многих технологических применений. Использование каспового магнитного поля приводит к изоляции ускоряющих промежутков, не требуя дополнительного центрального проводника, что существенно упрощает конструкцию [4].

Механизм объемной зарядовой нейтрализации ионного пучка с помощью электронного в осесимметричном ускоряющем промежутке исследован в [5-7]. Для обеспечения зарядовой и токовой компенсации тонкостенного сильноточного ионного пучка в ускоряющем промежутке с помощью сопровождающего электронного пучка параметры последнего должны удовлетворять следующим условиям: энергия частиц электронного пучка ε_0 должна быть, с одной стороны, больше энергии, затрачиваемой на преодоление потенциального барьера, создаваемого электрическим полем в ускоряющем промежутке

$$\varepsilon_0 > eE_z L, \quad (1)$$

а, с другой стороны, значительно меньше энергии, необходимой для преодоления электронами магнитной изоляции промежутка

$$\varepsilon_0 \ll \frac{e^2 H_0^2 I_0^2 (kr) L^2}{2m_e c^2}, \quad (2)$$

где e , m_e – заряд, масса электрона; c – скорость света; L – длина каспа; E_z – ускоряющее поле; $eE_z L$ – энергия, соответствующая работе ускоряющего поля (т.е. энергия, которую теряет (приобретает) электронный (ионный) пучок при прохождении ускоряющего зазора). Внешнее магнитное поле имеет касповую аксиально-симметричную конфигурацию:

$$H_r = -H_0 I_0 (kr) \sin(kz), \quad H_z = -H_0 I_0 (kr) \cos(kz),$$

где $z \in [0, L]$; $k = \pi/L$; r – поперечная координата; $I_0(x)$ и $I_1(x)$ – модифицированные функции Бесселя; H_0 – амплитуда внешнего магнитного поля. Для слабого искажения магнитного поля каспа собственным магнитным полем пучков необходимо, чтобы

$$n_e \ll \frac{H_0^2 I_1^2 (kr) L^2}{4\pi e E_z L r^2}, \quad (3)$$

что можно переписать в следующем виде:

$$\frac{eE_z L}{mc^2} \ll \frac{\Omega_{He}^2 L^2}{\omega_{pe}^2 r^2} I_1^2 (kr), \quad (3')$$

где ω_{pe} , Ω_{He} – электронные плазменная и циклотронная частоты. Для обеспечения согласованного дрейфа электронов компенсирующего пучка в самосогласованных полях ионный пучок должен быть достаточно сильноточным, т.е. его плотность должна удовлетворять неравенствам:

$$n_i \geq \frac{H_0^2 I_1^2 (kr)}{4\pi (\varepsilon_0 - |e|E_z L)}, \quad (4)$$

или в несколько ином виде, используя условие токовой компенсации, т.е.

$$j_i = j_e, \quad \frac{V_e}{V_i} \geq \frac{\Omega_{He}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{I_1^2 (kr)}{\{(\gamma_e - 1) - (|e|E_z L / mc^2)\}}, \quad (4')$$

а также

$$\Delta \geq \frac{c\Omega_{He}}{\omega_{pe}^2}, \quad (5)$$

где Δ – толщина пучка; V_i , V_e – скорости ионного и электронного пучков соответственно; γ_e – релятивистский фактор для электронов. Известно [8], что в магнитной ловушке в разреженной плазме (самосогласованные поля в которой малы по сравнению с внешними) для радиуса инжекции во внешнем магнитном поле, удовлетворяющем условию

$$r_{in} > \sqrt{2R_L r}, \quad (6)$$

(R_L – ларморовский радиус электронов) электроны движутся по силовым линиям внешнего магнитного поля и покидают ловушку через кольцевую щель. При инжекции же ионного и электронного пучков достаточно большой (самосогласованные поля срав-

нимы с внешними) плотности, при условии (6), происходит их радиальное разделение, приводящее к возникновению радиального электрического поля. При радиальном разделении пучков также возникает азимутальное магнитное поле. Именно в этих собственных электрическом и магнитном полях осуществляется дрейф электронов компенсирующего пучка.

На Рис.1 представлены условия транспортировки и ускорения сильноточного ионного пучка (3'), (4'), (5) в зависимости от управляющего параметра Ω_{He}/ω_{pe} . На рисунке цифрой 1 обозначено условие (3'), цифрой 2 – условие (4'), цифрой 3 – условие (5). Эти кривые образуют «рабочую» область (на Рис.1 она заштрихована), где выполняются условия транспортировки и ускорения.

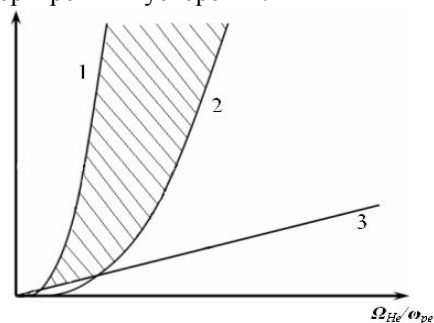


Рис.1. Схематическое представление условий транспортировки и ускорения, выраженных в виде функций, зависящих от Ω_{He}/ω_{pe} . Заштрихованный участок является областью, в которой условия выполняются.

Возможность транспортировки и ускорения сильноточного компенсированного ионного пучка (КИП) в 1-6 каспах продемонстрирована в [9-13] с помощью численного моделирования в рамках полной системы уравнений Власова-Максвелла с использованием метода макрочастиц [14,15]. В настоящей работе, в рамках указанной численной модели, рассмотрены транспортировка и ускорение КИП с плотностью тока меньше 10 MA/m^2 , что позволяет избежать развития филаментационной неустойчивости и ускорять ионы практически равномерно вдоль длины ускорителя, оставаясь в рамках сильноточного режима.

Динамика ускорения ионного пучка исследована как при отсутствии, так и при наличии инжекции дополнительных компенсирующих электронных пучков.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На Рис.2 приведено осевое сечение одного каспа моделируемой ускоряющей структуры, области инжекции пучков и конфигурация внешнего магнитного поля.

В моделированиях: $z_L = 0,05 \text{ м}$, радиус $r_L = 0,1 \text{ м}$, первая треть каспа – дрейфовое пространство, вторая треть – ускорительный промежуток, последняя треть – дрейфовое пространство. Слева в систему непрерывно инжектируются трубчатые замагниченный электронный и незамагниченный ионный пучки.

Минимальный и максимальный радиусы пучков одинаковы: $r_{min} = 0,042 \text{ м}$, $r_{max} = 0,06 \text{ м}$, плотности тока в момент инжекции равны, скорости ионного и электронного пучков равны соответственно $v_{e0} = 0,99 \text{ с}$; $v_{i0} = 0,27 \text{ с}$, где c – скорость света. Амплитуда внеш-

него магнитного поля $H_0 = 0,23 \text{ Тл}$. Начальная кинетическая энергия ионов $36,2 \text{ МэВ}$.

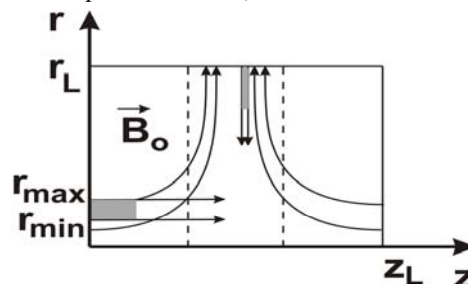


Рис.2. Конфигурация силовых линий внешнего магнитного поля, области инжекции трубчатых электронного и ионного пучков, дополнительного электронного пучка в расчетную область.

Для моделирования многокасповой системы следующие каспы присоединяются справа с соответствующей инверсией внешнего магнитного поля. Внешние границы системы – идеально проводящий металл. Частицы, попавшие на металл, удаляются из моделирования.

На Рис.3 представлены распределения ионов (Рис.3,а) и электронов (Рис.3,б) в (r,z) -пространстве при транспортировке компенсированного ионного пучка плотностью $n_i = 6,967 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ в 6 каспах. При такой плотности ионного пучка филаментационная неустойчивость не развивается [16], а ток КИП имеет величину порядка 50 кА . Видно, что после первого каспа ионный пучок практически не скомпенсирован электронным пучком, поскольку из-за оптимизации плотности ионного пучка было нарушено условие (4), что и приводит к некачественной транспортировке и существенному уширению СИП.

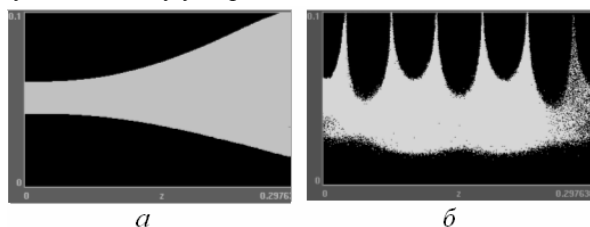


Рис.3. Транспортировка ионного пучка плотностью $n_i = 6,967 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ компенсированного электронным пучком в 6 каспах. Радиусы пучков одинаковы: $r_{min} = 0,042 \text{ м}$; $r_{max} = 0,06 \text{ м}$, амплитуда внешнего магнитного поля $H_0 = 0,23 \text{ Тл}$. а – распределение ионов в (r,z) -пространстве; б – распределение электронов в (r,z) -пространстве.

На Рис.4 представлены плотности ионных (а, в, д) и электронных (б, г, е) пучков как функции (r,z) . Рис. 4 (а, б) иллюстрирует транспортировку КИП, (в, г) – его ускорение, (д, е) – ускорение КИП при наличии дополнительно инжектируемых электронных пучков со скоростью, равной скорости «основного» компенсирующего электронного пучка, и плотностью $n_{e0}^{add} = 1,045 \cdot 10^{19} = 55 \cdot n_{e0}$, где n_{e0} – плотность «основного» пучка. В месте инжекции радиус дополнительных пучков очень мал, а плотность велика, но к моменту встречи с ионным пучком их радиус и плотность равны радиусу и плотности КИП. Остальные параметры дополнительных пучков такие же, как на Рис.3.

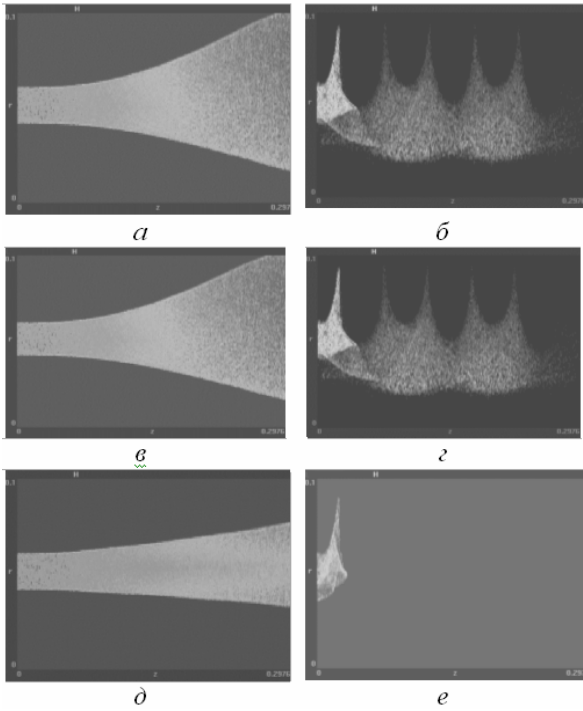


Рис.4. Плотности ионных (а, в, д) и электронных (б, г, е) пучков как функции (r,z). (а, б) – транспортировка КИП; (в, г) – ускорение КИП; (д, е) – ускорение КИП при наличии дополнительно инжектируемых пучков. Вид сверху. Ускоряющее поле соответствует энергии 1 МэВ

Из Рис.4,а,б видно, что после второго каспа КИП практически некомпенсирован, поскольку основная часть компенсирующих электронов «запирается» в первом каспе, и лишь малая часть электронного пучка дрейфует, сопровождая ионный пучок. Это приводит к существенному уширению КИП. В случае, показанном на Рис.4,в,г, ускоряющее поле, соответствующее энергии 1 МэВ, есть в первом, третьем и пятом капах.

Видно, что ионный пучок уширяется, а основная часть электронов компенсирующего пучка не проходит дальше первого каспа, т. е. ионный пучок, как и в случае транспортировки, существенно недокомпенсирован. Для докомпенсации СИП были дополнительно инжектированы (см. Рис.2) электронные пучки во второй, четвертый и шестой каспы. Эти пучки оптимизированы таким образом, чтобы их плотность в месте встречи с КИП была практически равна его плотности, т.е. $n_{e0}^{add} = n_i$ (Рис.5,б,г,е). Также была проведена оптимизация места и времени инжекции так, чтобы фронты дополнительных пучков встречались с фронтом КИП в одни и те же моменты времени в каждом каспе, где есть инжекция дополнительных электронных пучков (см. Рис.5). Сопровождающий электронный пучок, инжектируемый слева, компенсирует КИП в первом каспе (см. Рис.4,е), дальнейшая компенсация ионного пучка производится дополнительными электронными пучками.

При этом сильноточный ионный пучок почти не уширяется, оставаясь однородным по плотности (см. Рис.4,д), и ускоряется практически равномерно (Рис.6,б) в отличие от случая ускорения при отсутствии дополнительных электронных пучков (Рис.6,а).

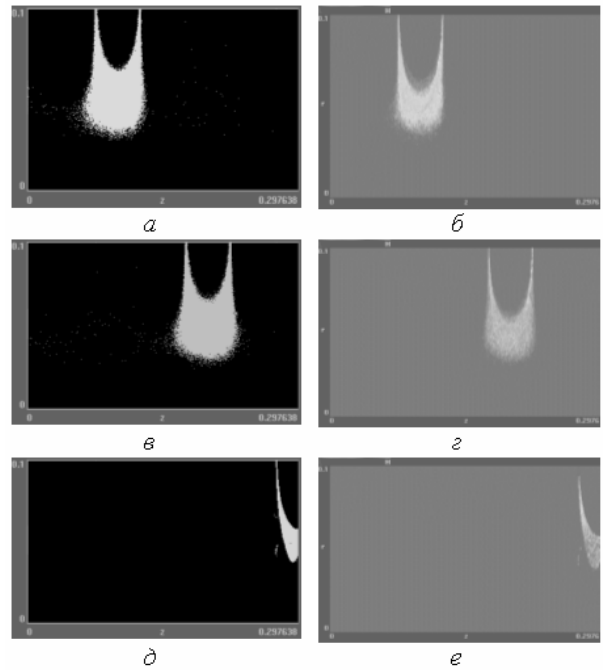


Рис.5. Ускорение КИП при наличии дополнительной инжекции электронных пучков. (а, в, д) – распределение электронов в (r,z)-пространстве 1-го, 2-го, 3-го дополнительных пучков соответственно. (б, г, е) – плотности дополнительных электронных пучков как функции (r,z). Вид сверху. Ускоряющее поле соответствует энергии 1 МэВ

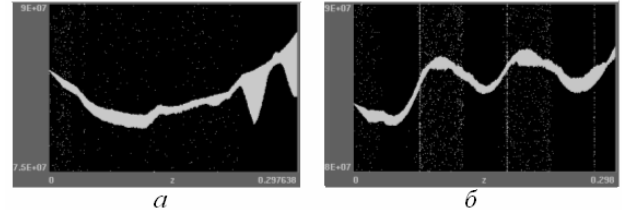


Рис.6. Ускорение КИП без (а) и при наличии (б) дополнительной инжекции электронных пучков – проекция 5-мерного фазового пространства (r, z; ur, uz) на фазовую плоскость (z; uz). Ускоряющее поле соответствует энергии 1 МэВ

На Рис.7 представлена функция распределения ионов по энергии. Видно, что в случае транспортировки КИП (Рис.7,а,б) ионный пучок существенно расходится по радиусу, сохраняя начальную энергию. При ускорении (Рис.7,в,г) ионный пучок уширяется, как и в случае транспортировки, приобретает энергию 3 МэВ на выходе ускорителя. В случае ускорения КИП при наличии дополнительных электронных пучков функция распределения ионов моноэнергетична, как и в случае ускорения без компенсации дополнительными электронными пучками, но ионный пучок не столь существенно расходится по радиусу.

При этом сильноточный ионный пучок на каждом ускоряющем зазоре приобретает энергию примерно 1 МэВ, соответствующую ускоряющему полю, и после трех ускоряющих зазоров его энергия увеличивается на 3 МэВ. Таким образом, дополнительная инжекция компенсирующих электронных пучков приводит к докомпенсации ионного пучка, необходимость в которой возникла частично из-за

нарушения условия ускорения СИП, а частично из-за того, что основной электронный пучок не может полностью скомпенсировать ионный пучок, проходящий больше чем через два каспа.

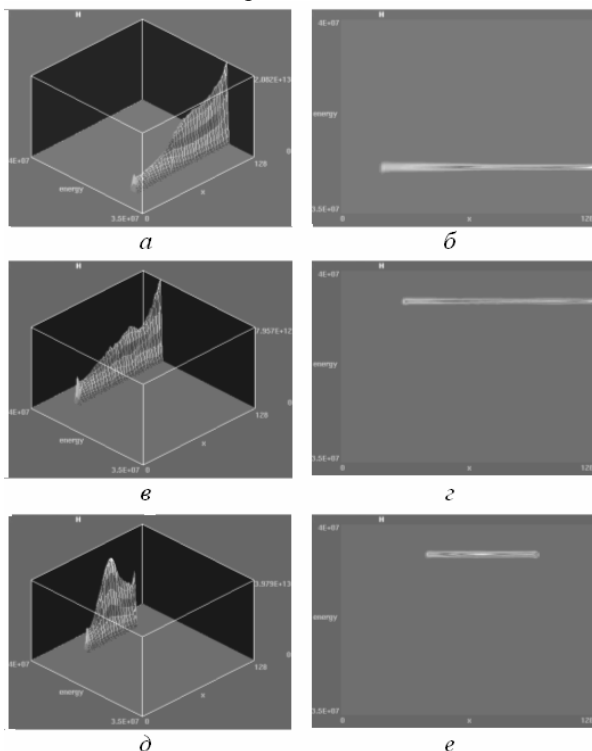


Рис. 7. Функция распределения ионов по энергии (а, б – транспортировка; в, з – ускорение; д, е – ускорение при наличии дополнительных электронных пучков), левый столбец – функция распределения ионов по энергии (вид сверху), $H_0=0,23$ Тл, $n_i=6,967 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Ускоряющее поле соответствует энергии 1 МэВ

ВЫВОДЫ

Показано, что при транспортировке и ускорении КИП плотностью тока порядка 9 МА/м^2 последний остается нескомпенсирован в большей части ускорителя, что приводит не только к его уширению, а и к неравномерному ускорению. Для докомпенсации СИП были оптимизированы по пространству, времени и плотности дополнительные электронные пучки, что позволило получить равномерное ускорение ионного пучка благодаря практически полной компенсации. В таких условиях ионный пучок, сохраняя большой ток (сила тока пучка $\sim 50 \text{ кА}$), набирает энергию равномерно по длине ускорителя.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. О.В. Батищев, В.И. Голота, В.И. Карась и др. Линейный индукционный ускоритель зарядово-компенсированных ионных пучков для инерциального УТС // *Физика плазмы*. 1993, т.19, №5, с.611.
2. В.А. Кияшко, Ю.Е. Коляда, Е.А. Корнилов, Я.Б. Файнберг. Линейный плазменный индукционный ускоритель – источник мощных сильноточных ионных пучков // *Письма в ЖТФ*. 1977, т.3, №23, с.1257.
3. В.И. Карась, В.В. Мухин, В.Е. Новиков, А.М. Набока. Об ускорении компенсированного ионного пучка в системах с магнитной изоляцией // *Физика плазмы*. 1987, т.13, №4, с.494.

4. *Ядерный синтез с инерционным удержанием. Современное состояние и перспективы для энергетики* / Под редакцией Б.Ю. Шаркова. Москва: «Физматлит», 2005, с.263.
5. Н.Г. Белова, В.И. Карась, Ю.С. Сигов. Численное моделирование динамики пучков заряженных частиц в аксиально-симметричном неоднородном магнитном поле // *Физика плазмы*. 1990, т.16, №2, с.209.
6. Н.Г. Белова, В.И. Карась. Оптимизация ускорения и зарядовой компенсации сильноточного ионного пучка в двух ускоряющих зазорах линейного индукционного ускорителя // *Физика плазмы*. 1995, т.21, №12, с.1065.
7. В.И. Карась, Н.Г. Белова. Ускорение и устойчивость сильноточного ионного пучка в двух ускоряющих промежутках индукционного линейного ускорителя // *Физика плазмы*. 1997, т.23, №4, с.355.
8. К.Д. Синельников, Н.А. Хижняк, Н.С. Репалов и др. // *Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза*. Киев: «Наукова думка». 1965, в.4, с.388-403.
9. О.В. Богдан, В.И. Карась, Е.А. Корнилов, О.В. Мануйленко. 2,5-мерное численное моделирование сильноточного ионного линейного индукционного ускорителя // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»* (49). 2008, №3, р.34-40.
10. О.В. Богдан, В.И. Карась, Е.А. Корнилов, О.В. Мануйленко. 2,5-мерное численное моделирование сильноточного ионного линейного индукционного ускорителя // *Физика плазмы*. 2008, т.34, №8, с.725-735.
11. О.В. Богдан, В.И. Карась, Е.А. Корнилов, О.В. Мануйленко. Численное моделирование сильноточного ионного линейного индукционного ускорителя методом макрочастиц // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»* (6), 2008, №4, с.83-88.
12. O.V. Bogdan, V.I. Karas', E.A. Kornilov, O.V. Manuilenko. High-current Ion Induction Linac for Heavy Ion Fusion: 2D3V Numerical Simulation // *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Plasma Physics»*(14). 2008, № 12, p.110-114.
13. О.В. Богдан, В.И. Карась, Е.А. Корнилов, О.В. Мануйленко. Численное моделирование сильноточного ионного ускорителя с инжекцией дополнительных электронных пучков // *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Nuclear Physics Investigations»* (53), 2010, №2, p.106-110.
14. J.P. Verboncoeur, A.B. Langdon, N.T. Gladd. An object-oriented electromagnetic PIC code // *Computer Physics Communications*. 1995, v.87, №1-2, p.199.
15. Ч. Бэдсел, А. Ленгдон. *Физика плазмы и численное моделирование*. Москва: «Энергоатомиздат», 1989.
16. В.И. Голота, В.И. Карась, В.А. Кияшко, Е.А. Корнилов, Л.А. Корниенко, В.А. Винокуров, А.А. Николаенко. О нитевидной неустойчивости сильноточных ионных пучков в магнитоактивной плазме // *Письма в ЖТФ*. 1986, т.12, №24.

Статья поступила в редакцию 13.02.2012 г.

ACCELERATION OF THE HIGH-CURRENT ION BEAM WITH OPTIMAL DENSITY IN LINEAR INDUCTION LINAC

V.I. Karas', E.A. Kornilov, O.V. Manuilenko, O.V. Fedorovskaya

The 2d3v particle-in-cell simulation results of hollow high-current ion beam dynamics in linear induction linac are presented. The transport and acceleration of high-current ion beam (HIB) with optimal density in six cusps, three of which have accelerating electric field, are considered. It is shown, that additional injection of the electron beams in cusps without accelerating electrical field leads to regular HIB energy accumulation all along the accelerator length and improves ion beam brightness.

ПРИСКОРЕННЯ СИЛЬНОСТРУМОВОГО ІОННОГО ПУЧКА ОПТИМАЛЬНОЇ ГУСТИНИ В ЛІНІЙНОМУ ІНДУКЦІЙНОМУ ПРИСКОРЮВАЧІ

В.І. Карась, Є.О. Корнілов, О.В. Мануйленко, О.В. Федоровська

Наведено результати чисельного моделювання методом макрочастинок динаміки трубчастого сильнострумового іонного пучка в лінійному індукційному прискорювачі. Розглянуті транспортування та прискорення сильнострумового іонного пучка (СІП) оптимальної густини в шести каспах, у трьох з яких є прискорююче електричне поле. Показано, що додаткова інжекція електронних пучків у каспи без прискорюючого поля призведе до регулярного набору енергії СІП по довжині прискорювача та покращує яскравість іонного пучка.