

ОПТИМИЗАЦИЯ ПЛОТНОСТИ СИЛЬНОТОЧНОГО ИОННОГО ПУЧКА ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО ИНДУКЦИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ

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 ускорения сильноточного трубчатого ионного пучка. Рассмотрены сильноточный и слаботочный режимы. Изучена динамика частиц в этих режимах. Показано, что в слаботочном режиме ионный пучок ускоряется равномерно вдоль длины ускорителя. В сильноточном режиме найдена область плотностей ионного пучка ($n_i = (5 \dots 7) \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$), в которой последний набирает в каждом каспе энергию, соответствующую ускоряющему полю, сохраняя свою моноэнергетичность.

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день существуют два типа драйверов, в которых получают сильноточные ионные пучки для инерциального термоядерного синтеза: 1) линейный резонансный ускоритель с накопительными кольцами и 2) индукционный ускоритель [1]. Достоинством первого типа драйверов является высокий темп ускорения (1...5 МэВ/м) и высокий КПД (до 30 %). Конечная энергия ионов должна достигать 100 ГэВ. Ускоренные ионы накапливаются в накопительных кольцах и далее направляются в компрессионные кольца, где импульс сжимается во времени. При этом должно быть достигнуто сжатие импульса по длительности более чем в 10^4 раз. При использовании драйверов второго типа – вакуумного линейного индукционного ускорителя (ЛИУ) [1-3], достаточно большое число (16-120) ионных пучков одновременно ускоряются в квадрупольных линзах, которые осуществляют их поперечную фокусировку. По мере набора энергии число пучков уменьшается, так как несколько ионных пучков сводятся в один. Конечная энергия ионов должна достигать величины порядка 10 ГэВ с энергосодержанием порядка 10 МДж при длительности импульса несколько десятков наносекунд. Достоинством такого подхода является то, что ЛИУ может работать при большой частоте импульсов и имеет высокий КПД (более 30 %). Такой драйвер может ускорять сильноточные пучки практически любых ионов, а также просто и естественно осуществлять временное сжатие токового импульса в процессе ускорения, что позволяет устранить операции, связанные с усилением тока за счет компрессии его во времени. Альтернативой данным типам драйверов является сильноточный линейный индукционный ускоритель, основанный на использовании методов коллективной фокусировки. При этом силы пространственного заряда ионного пучка скомпенсированы сопровождающим его замагниченным электронным пучком [3-5]. Следует отметить, что ускоряемый ток ионов в таком ЛИУ может составлять десятки килоампер, что позволяет понизить конечную энергию ионов до нескольких сотен мегаэлектронвольт при сохранении требуемого энергосодержания пучков на мишени. При этом отпадает необходимость в сооружениях накопительных комплексов и в многоступенчатом сжатии токового импульса ионов.

Механизм объемной зарядовой нейтрализации ионного пучка с помощью электронного в осесимметричном ускоряющем промежутке предложен в [5] и исследован в [6-8]. Для нейтрализации в ускоряющем промежутке тонкостенного сильноточного ионного пучка сопровождающим его электронным пучком, параметры последнего должны удовлетворять следующим условиям: энергия частиц электронного пучка должна быть больше энергии, затрачиваемой на преодоление потенциального барьера ускоряющего промежутка и значительно меньше энергии, необходимой для преодоления электронами магнитной изоляции. При этом магнитное поле каспа не должно сильно искажаться собственным магнитным полем пучка. Ионный пучок должен быть достаточно сильноточным для обеспечения согласованного дрейфа электронов компенсирующего пучка в самосогласованных полях. 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 режимы ускорения ионного пучка большой (сильноточный режим) и малой (слаботочный режим) плотности. Изучена динамика частиц в этих режимах. Показано, что в слаботочном режиме ионный пучок, проходя через каждый касп, набирает энергию, соответствующую ускоряющему промежутку, т.е. ускоряется равномерно по длине ускорителя. В сильноточном режиме ионный пучок либо ускоряется практически равномерно вдоль длины ускорителя, либо набирает энергию нерегулярно по его длине. Независимо от динамики набора энергии ионами, энергия пучка на выходе ускорителя соответствует суммарному ускоряющему потенциалу. Динамика ускорения ионов изучена в широкой области плотностей ионного пучка: $n_i = 4 \cdot 10^{17} \dots 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Определены оптимальные плотности сильноточного ионного пучка, при которых он ускоряется практически равномерно по длине ускорителя. Динамика ускорения ионного пучка исследована при отсутствии инжекции дополнительных компенсирующих электронных пучков [8, 9].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На Рис.1 приведено осевое сечение одного каспа моделируемой ускоряющей структуры, области инжекции пучков и конфигурация внешнего магнитного поля, которое имеет касповую аксиально-симметричную конфигурацию: $H_r = -H_0 I_1(kr) \sin(kz)$, $H_z = -H_0 I_0(kr) \cos(kz)$, где $z \in [0, z_L]$, $k = \pi/z_L$, $I_0(kr)$ и $I_1(kr)$ – модифицированные функции Бесселя, z_L – длина каспа. В моделировании: $z_L = 0,05$ м, радиус $r_L = 0,1$ м, первая треть каспа – дрейфовое пространство, вторая треть – ускорительный промежуток, последняя треть – дрейфовое пространство. Слева в систему непрерывно инжектируются трубчатые замагниченный электронный и немагниченный ионный пучки. Минимальный и максимальный радиусы пучков одинаковы: $r_{min} = 0,024$ м, $r_{max} = 0,028$ м, плотности тока в момент инжекции равны, скорости ионного и электронного пучков равны соответственно $v_{e0} = 0,99c$, $v_{i0} = 0,27c$, где c – скорость света. Начальная кинетическая энергия ионов равна 36,2 МэВ. 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.

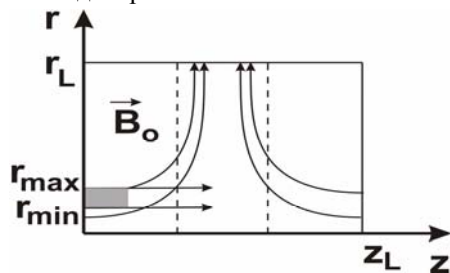


Рис.1. Конфигурация силовых линий внешнего магнитного поля, области инжекции трубчатых электронного и ионного пучков

На Рис.2,а представлена проекция 5-мерного фазового пространства $(r, z; u_r, u_\phi, u_z)$ на фазовую плоскость $(z; u_z)$, где $u_r = v_r \cdot \gamma$, $u_\phi = v_\phi \cdot \gamma$, $u_z = v_z \cdot \gamma$ – произведения компонент скоростей ионов на релятивистский фактор γ . Рис.2,а характеризует динамику ускорения ионного пучка плотностью $n_i = 3,6 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ (слаботочный режим) в трех каспах. Ускоряющее поле E_z во всех моделированиях соответствует энергии 1 МэВ/касп.

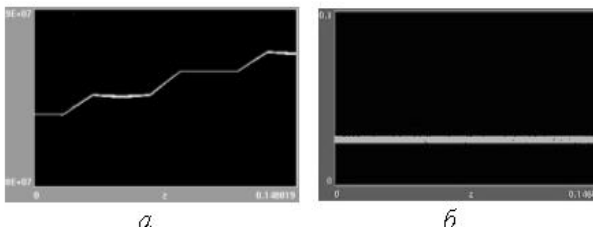


Рис.2. Ускорение слаботочного ($n_i = 3,6 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$) ионного пучка в 3 каспах; а) проекция 5-мерного фазового пространства $(r, z; u_r, u_\phi, u_z)$ на фазовую плоскость $(z; u_z)$; б) распределение ионов в (r, z) -пространстве (r – поперечная координата, z – продольная координата)

Видно, что в данном случае имеет место равномерное ускорение ионного пучка в трех ускоряющих промежутках. При этом на каждом ускоряющем промежутке ионный пучок приобретает энергию 1 МэВ. В конце ускорителя, после прохождения 3 ускоряющих промежутков, энергия ионного пучка увеличивается на 3 МэВ.

Для объемной зарядовой и токовой компенсации ионного пучка с помощью электронного необходимо, чтобы $n_i \geq H_0^2 I_0^2(kr) / 4\pi(\epsilon_0 e - |q_e| E_z z_L)$, где ϵ_0 – начальная кинетическая энергия электронов. Для выполнения условий компенсации, понижая плотность пучков, необходимо уменьшать амплитуду внешнего магнитного поля, сохраняя $\Omega_{He} / \omega_{pe} = \text{const}$ (Ω_{He} и ω_{pe} – циклотронная и плазменная частоты соответственно). Это приведет к изменению динамики электронов компенсирующего пучка, которая зависит от внешнего магнитного поля и параметров (радиуса, плотности) пучка. Для всех проведенных моделирований радиусы пучков одинаковы, поэтому для выполнения условий компенсации достаточно, при изменении плотности пучков, варьировать лишь внешнее магнитное поле, сохраняя $\Omega_{He} / \omega_{pe} = \text{const}$.

Для ионного пучка большой плотности условно можно выделить два режима ускорения: 1) ускорение КИП неравномерно вдоль ускорителя, т.е. ионный пучок приобретает энергию, приблизительно соответствующую ускоряющему полю пройденных зазоров в конце драйвера, 2) КИП ускоряется практически равномерно по длине ускорителя. На Рис.3 представлен режим 1. В этом случае КИП плотностью $3,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ускоряется неравномерно и в конце ускорителя приобретает энергию, приблизительно соответствующую трем ускоряющим зазорам.

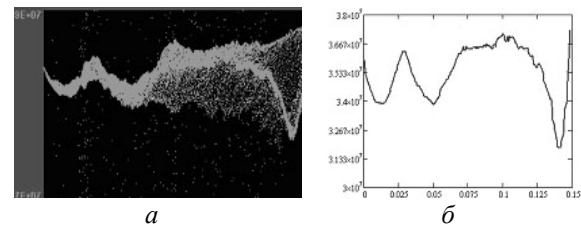


Рис.3. Ускорение сильноточного ($n_i = 3,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) ионного пучка в 3 каспах, амплитуда внешнего магнитного поля $H_0 = 1,7$ Тл; а) проекция 5-мерного фазового пространства $(r, z; u_r, u_\phi, u_z)$ на фазовую плоскость $(z; u_z)$; б) кинетическая энергия ионов E_{ki} в зависимости от продольной координаты z

При плотностях пучка ниже $n_i = 8 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ КИП ускоряется практически равномерно вдоль ускорителя, приобретая энергию в каждом магнитоизолированном ускоряющем промежутке (режим 2).

На Рис.4 представлена динамика ускорения сильноточного ионного пучка различной плотности при $\Omega_e / \omega_e = 1,5$. Из Рис.4,а,б видно, что ионы ускоряются практически равномерно. Рис.4,в-з характеризуют изменение динамики ускорения ионов с ростом плотности ионного пучка. Видно, что при плотности $n_i = 6,84 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (Рис.4,ж,з) ускорение ионов становится менее равномерным. С дальнейшим повышением плотности КИП, последний равномерно ускоряется не будет и при $n_i = 9 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ перейдет в режим, приведенный на Рис.3.

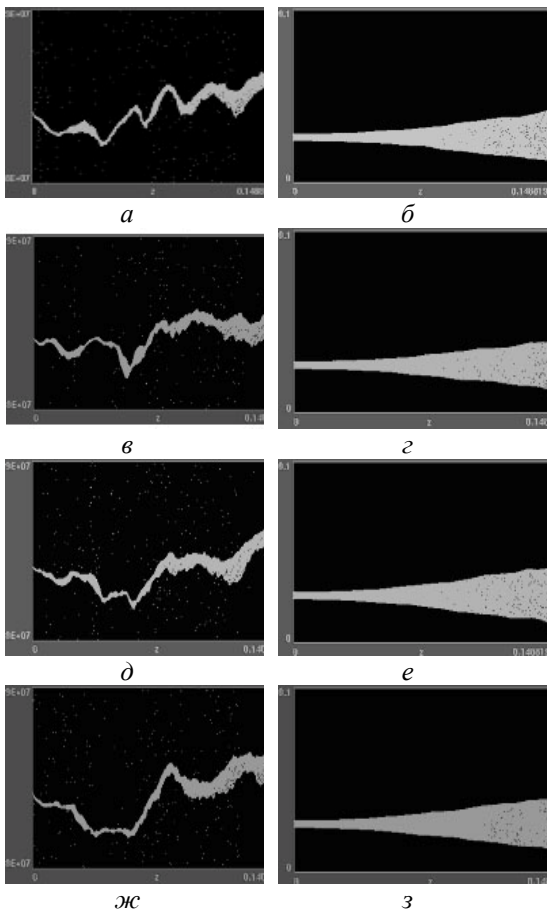


Рис.4. Ускорение сильноточного ионного пучка в 3 каспах; (а, б) – амплитуда внешнего магнитного поля $H_0 = 0,62$ Тл, плотность пучка $n_i = 5,76 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$; (в, г) – $H_0 = 0,637$ Тл, $n_i = 6,12 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$; (д, е) – $H_0 = 0,655$ Тл, $n_i = 6,48 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$; (ж, з) – $H_0 = 0,675$ Тл, $n_i = 6,84 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$; левая колонка проекция 5-мерного фазового пространства $(r, z; u_r, u_\phi, u_z)$ на фазовую плоскость $(z; u_z)$; правая – распределение ионов в (r, z) -пространстве (r – поперечная координата, z – продольная координата)

На Рис.5 показана динамика изменения нормированной функции распределения по энергии ионов и электронов вдоль длины ускорителя. Левая колонка – ионы, правая – электроны. Плотность ионного пучка $n_i = 5,76 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, амплитуда внешнего магнитного поля $H_0 = 0,62$ Тл. Видно, что в конце 1-го каспа (см. Рис.5,а) сильноточный ионный пучок теряет 1 МэВ. Затем, в конце второго каспа (см. Рис.5,в), ионы приобретают энергию 3 МэВ, т.е. КИП не только ускоряется до начальной энергии, но и приобретает 2 МэВ – величину, на которую ионный пучок и должен был ускориться, пройдя 2 ускоряющих зазора. После третьего каспа (см. Рис.5,д) приращение энергии сильноточного ионного пучка составляет 3 МэВ. Таким образом, в режиме 2 происходит практически равномерный набор энергии по длине ускорителя, соответствующий ускоряющему полю. В свою очередь, электронный пучок теряет энергию и греется – его функция распределения уширяется (см. Рис.5,б,г,е).

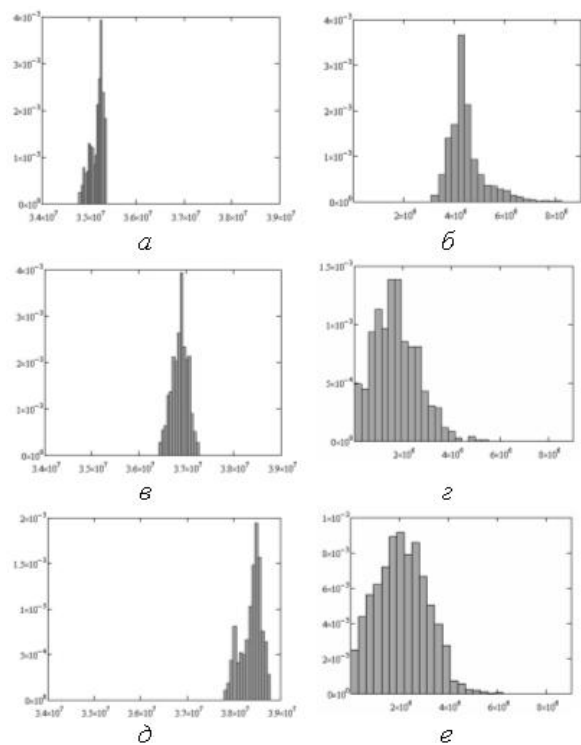


Рис.5. Нормированная функция распределения по энергии: левая колонка – ионов, правая – электронов. а, б – в конце первого каспа; в, г – в конце 2-го каспа; д, е – в конце 3-го каспа; $H_0 = 0,62$ Тл, $n_i = 5,76 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Ускоряющее поле соответствует набору энергии 1 МэВ на одном ускоряющем зазоре

На Рис.6 представлена динамика ускорения сильноточного ($n_i = 5,76 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$) КИП в различные моменты времени пролета ионов $t_{пр}$, равные одному, пяти и десяти временам пролета ионов ($t_{пр} = 3 \cdot z_1 / v_{i0}$).

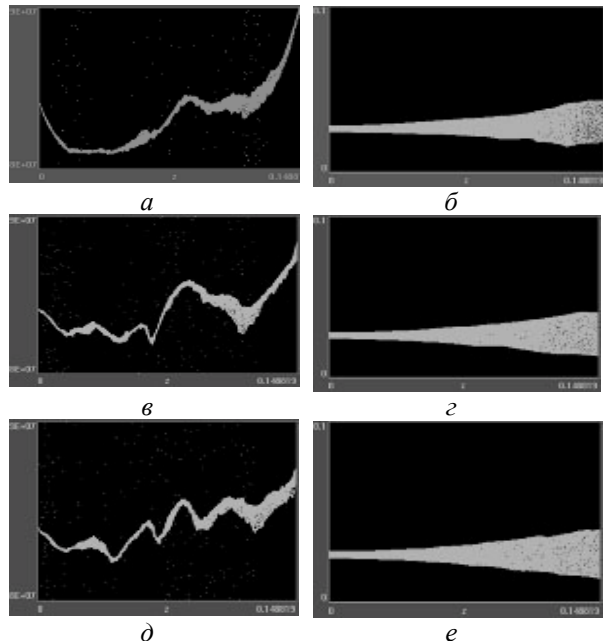


Рис.6. Динамика ускорения сильноточного КИП в различные моменты времени пролета ионов $t_{пр}$. $H_0 = 0,62$ Тл, $n_i = 5,76 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Левая колонка – проекция 5-мерного фазового пространства $(r, z; u_r, u_\phi, u_z)$ на фазовую плоскость $(z; u_z)$; правая – распределение ионов в (r, z) -пространстве. (а, б) – после одного времени пролета ионов; (в, г) – после пяти; (д, е) – после 10 времен пролета ионов

Видно, что после одного времени пролета ионный пучок замедляется в дрейфовом промежутке первого каспа, во втором каспе ионы приобретают энергию в ускоряющем зазоре, а в третьем каспе ионный пучок приобретает энергию в ускоряющем и дрейфовом промежутках. После пяти времен пролета, ионный пучок не столь значительно замедляется в первом каспе, как после одного времени пролета, но ускоряется неравномерно. Спустя десять времен пролета устанавливается практически равномерное ускорение ионного пучка по длине ускорителя. Это свидетельствует о том, что в начальные моменты времени распределение пространственного заряда очень неоднородно по длине ускорителя, что и приводит к изменению энергии ионного пучка вне ускоряющих промежутков.

На Рис.7,а представлена функция распределения ионов на правой границе третьего каспа в зависимости от энергии и поперечной координаты, а на Рис.7,б – ее вид сверху. Параметры моделирования такие же, как на Рис.5,6. Видно, что ускоренный пучок моноэнергетичен, а его энергия возросла на 3 МэВ по сравнению с энергией инжекции.

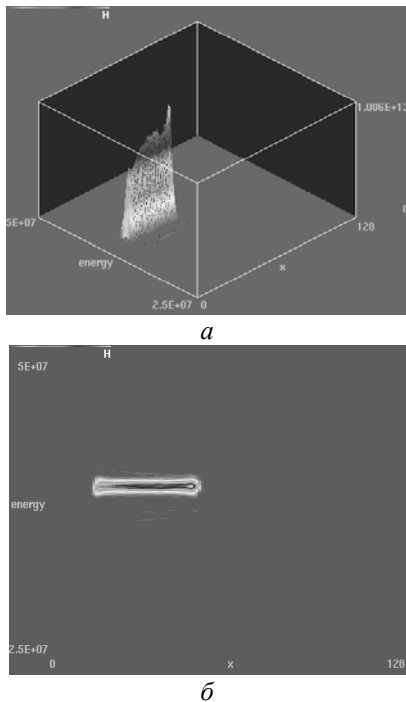


Рис.7. Функция распределения ионов по энергии (а); ее вид сверху (б); $H_0 = 0,62$ Тл, $n_i = 5,76 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$

ВЫВОДЫ

Изучены сильноточный и слаботочный режимы при ускорении ионного пучка в 3 магнитоизолированных ускоряющих зазорах. В слаботочном режиме ионы приобретают в каждом каспе одну и ту же энергию, соответствующую ускоряющему полю, т.е. ускорение ионного пучка равномерно вдоль длины ускорителя. Показано, что в зависимости от плотности сильноточного КИП ($n_i = 4 \cdot 10^{17} \dots 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) динамика ионов может характеризоваться следующими режимами: 1) сильноточный КИП ускоряется практически равномерно по длине ускорителя

($n_i = 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3} \dots 7 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$); 2) ионы приобретают энергию, соответствующую ускоряющему полю пройденных зазоров, в конце ускорителя ($n_i = 8 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и выше). Следует отметить, что идеального равномерного ускорения в сильноточном режиме получить не удастся, но существует область плотностей ионного пучка ($n_i = 5 \cdot 10^{18} \dots 7 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$), при которых имеет место регулярный набор энергии ионов по длине ускорителя.

При плотностях ионного тока порядка $70 \dots 90 \text{ МА/м}^2$ ионный пучок ускоряется практически равномерно по длине ускорителя, не выходя за рамки сильноточного режима.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Ядерный синтез с инерционным удержанием. Современное состояние и перспективы для энергетики* / Под редакцией Б.Ю. Шаркова. М.: "Физматлит", 2005, р.263.
2. S.S. Yu, W.R. Meier, R.P. Abbott, et al. An Updated Point Design for Heavy Ion Fusion: *Lawrence Livermore National Laboratory preprint*. UCRLJC-150169-REV-1, 2002, p.10.
3. 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.
4. 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.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. 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.
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, с.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 сильнооточного ионного линейного индукционного ускорителя методом макрочастиц // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. «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 сильнооточного ионного ускорителя с инжекцией дополнительных электронных пучков // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»*. 2010, №2 (53), с.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.

Статья поступила в редакцию 03.10.2011 г.

DENSITY OPTIMIZATION OF THE HIGH-CURRENT ION BEAM FOR 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 acceleration are presented. The high-current and low-current regimes are considered. Dynamics of particles in these regimes are studied. It is shown, that the ion beam accelerates uniformly along length of the accelerator at low-current regime. In the high-current regime the ion beam density range ($n_i = (5...7) \cdot 10^{18} \text{m}^{-3}$), in which ion beam accumulates in every cusp the energy, corresponding to the accelerating field, keeping its monochromaticity, is found.

ОПТИМІЗАЦІЯ ГУСТИНИ СИЛЬНОСТРУМОВОГО ІОННОГО ПУЧКА ДЛЯ ЛІНІЙНОГО ІНДУКЦІЙНОГО ПРИСКОРЮВАЧА

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

Наведено результати числового моделювання методом макрочастинок прискорення трубчастого сильнострумового іонного пучка. Розглянуто сильнострумовий та слабкострумовий режими. Досліджено динаміку частинок у зазначених режимах. Показано, що у слабкострумовому режимі іонний пучок прискорюється рівномірно вздовж довжини прискорювача. В сильнострумовому режимі знайдено область густин іонного пучка ($n_i = (5...7) \cdot 10^{18} \text{м}^{-3}$), в якій останній набирає в кожному каспі енергію, відповідну прискорюючому полю, зберігаючи свою моноенергетичність.