

2.5-МЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ИОННОГО ЛИНЕЙНОГО ИНДУКЦИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ

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

Приведены результаты численного моделирования методом макрочастиц транспортировки и ускорения сильноточного трубчатого ионного пучка, сопровождаемого компенсирующим электронным пучком, в 1-5 магнитоизолированных ускоряющих промежутках. Продемонстрирована возможность транспортировки сильноточного компенсированного ионного пучка через 5 каспов. Показано, что качество функции распределения сильноточного ионного пучка на выходе ускорителя может быть существенно улучшено с ростом энергии сопровождающего компенсирующего электронного пучка. Показано, что инжекция дополнительных сильноточных электронных пучков в каспы приводит к увеличению моноэнергетичности ускоряемого ионного пучка и к уменьшению его расходимости.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время рассматриваются два метода получения сильноточного ионного пучка для инерциального термоядерного синтеза с помощью линейных ускорителей [1-3]. Первый основан на использовании линейных резонансных ускорителей с накопительными кольцами. Второй – на использовании индукционных ускорителей. Достоинством первого метода 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 вакуумного линейного индукционного ускорителя (ЛИУ) [1,2,4-7], от 16 до 120, в зависимости от проекта, пучков ионов одновременно ускоряются в квадрупольных линзах, которые осуществляют их поперечную фокусировку. По мере набора энергии число пучков уменьшается за счет сведения нескольких ионных пучков в один. Конечная энергия ионов должна достигать величины порядка 10 ГэВ с энергосодержанием порядка 10 МДж при длительности импульса несколько десятков наносекунд. Достоинствами такого подхода является то, что ЛИУ может работать при большой частоте импульсов, ускорять, с высоким к.п.д. (более 30%, см., например, [7]), 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. Другим путем получения большого тока ионного пучка с помощью ЛИУ при небольшой, по сравнению со скоростью света, скорости ионов, является отказ от вакуумных систем транспортировки пучка – квадрупольных и соленоидов, и использование методов коллективной фокусировки, в которых силы пространственного заряда ионного пучка скомпенсированы электронами [2, 8-12], а электронный ток подавлен магнитной изоляцией ускоряющих проме-

жутков [13]. 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 сооружении накопительных комплексов и в многоступенчатом сжатии токового импульса ионов.

Механизм объемной зарядовой нейтрализации ионного пучка с помощью электронного в осесимметричном ускоряющем промежутке рассмотрен в [14], где изучены динамика электронов и ионов в магнитном поле касповой геометрии при наличии постоянного внешнего ускоряющего поля в одночастичном приближении, а также влияние собственных электрических и магнитных полей компенсированного ионного пучка (КИП) на магнитную изоляцию и его прохождение через касп. Найдены условия транспортировки КИП через осесимметричную систему с магнитной изоляцией. Физический смысл механизма объемной зарядовой нейтрализации ионного пучка состоит в том, что специально инжектируемый компенсирующий электронный пучок дрейфует через касп благодаря самосогласованному азимутальному магнитному полю и электрическому полю, обусловленному небольшим радиальным разделением ионного и электронного пучков. Для нейтрализации в ускоряющей ячейке тонкостенного сильноточного ионного пучка сопровождающего его электронным пучком, параметры последнего должны удовлетворять следующим условиям:

$$eE_z L < \varepsilon_o \ll \frac{e^2 H^2 L^2}{2m_e c^2}, \quad \varepsilon_o > \frac{m_e v_i^2}{2} \left[\frac{\omega_e^2 e E_z \Delta}{\Omega_e^2 m_e c^2} \right]^2, \quad (1)$$

где ε_o – энергия частиц электронного пучка; e , m_e – заряд и масса электрона; c – скорость света, L – длина каспа; E_z – ускоряющее поле; v_i – скорость ионного пучка; $\frac{v_i}{c} \ll 1$, ω_e , Ω_e – электронная плазменная и циклотронная частоты; Δ , a – толщина и радиус трубчатого ионного пучка; $\frac{\Delta}{a} \ll 1$, при этом

предполагается, что внешнее магнитное поле имеет касповую аксиально-симметричную конфигурацию:

$$H_r = -H_0 I_1(kr) \sin(kz), \quad H_z = -H_0 I_0(kr) \cos(kz), \quad (2)$$

$z \in [0, L]$, $k = \frac{\pi}{L}$, $I_0(x)$ и $I_1(x)$ – модифицированные функции Бесселя. Первое из условий (1) означает, что энергия частиц электронного пучка должна быть больше энергии, затрачиваемой на преодоление разности потенциалов на ускоряющем промежутке и значительно меньше энергии, необходимой для преодоления электронами магнитной изоляции. При этом магнитное поле каспа должно слабо искажаться собственным магнитным полем пучка:

$$n_e \ll \frac{H_0^2 I_1^2(ka)}{4\pi E_z a \left(\frac{a}{L}\right)}.$$

Параметры ионного пучка должны удовлетворять условиям:

$$n_i \geq \frac{H_0^2 I_1^2(ka)}{4\pi m_e c^2}, \quad a^2 < \frac{m_e c^2 L}{e E_z}, \quad \Delta \geq \frac{c \Omega_e}{\omega_e^2}, \quad (3)$$

Первое из условий (3) означает, что транспортируемый ионный пучок должен быть достаточно сильным. Принципиальная возможность транспортировки и ускорения сильноточного КИП в приведенных выше условиях продемонстрирована в [15-17] с помощью численного моделирования.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования методом макрочастиц, с решением полных уравнений Максвелла, транспортировки и ускорения сильноточного трубчатого ионного пучка, сопровождаемого компенсирующим электронным пучком, в нескольких магнитоизолированных ускоряющих промежутках. Демонстрирована возможность транспортировки сильноточного КИП через 1-5 каспов. Показано, что нарушение условий транспортировки (1), (3) ведет к потере компенсирующего электронного пучка и невозможности транспортировки сильноточного ионного пучка. Показано, что качество функции распределения сильноточного ионного пучка на выходе ускорителя может быть существенно улучшено с ростом энергии сопровождающего компенсирующего электронного пучка. Показано, что инжекция дополнительных сильноточных электронных пучков в каспы приводит к увеличению моноэнергетичности ускоряемого ионного пучка и к уменьшению его расходимости на выходе ускорителя.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЕЕ ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Самосогласованная динамика плазменно-пучковых систем во внешних электромагнитных полях описывается релятивистскими уравнениями Власова или Больцмана, если существенны столкновения, для функций распределения электронов, ионов, и, если необходимо, нейтралов, и уравнениями Максвелла. Моделирование методом макрочастиц основано на поочередном (а) интегрировании уравнений Власова по характеристикам:

$$\frac{dp}{dt} = q_s \vec{E} + q_s \vec{v} \times \vec{B}, \quad \frac{dr}{dt} = \vec{v}, \quad p = m_s v \gamma, \quad (4)$$

где поля представляют собой суперпозицию заданных и самосогласованных полей $E = E + E_{ext}$, $B = B + B_{ext}$, r , p , v – координата, импульс и скорость частицы, (б) вычислении распределения зарядов $\rho(r, t)$ и токов $j(r, t)$:

$$\rho(r, t) = \sum_s q_s \int f_s(p, r, t) dp, \quad j(r, t) = \sum_s q_s \int v f_s(p, r, t) dp,$$

здесь $f_s(p, r, t)$ – функция распределения частиц сорта s , и (в) решении уравнений Максвелла:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = rot H - j(r, t), \quad \frac{\partial B}{\partial t} = -rot E, \quad (5)$$

$$div D = \rho(r, t), \quad div B = 0. \quad (6)$$

Вычислительный цикл моделирования методом макрочастиц состоит в следующем. Положение частиц определяется в дискретные моменты времени t^n в непрерывном пространстве координат и скоростей

$\left\{ \vec{v}_i \left(t^{n+\frac{1}{2}} \right), \vec{r}_i(t^n) \right\}$, поля же вычисляются в дискретные моменты времени в дискретных точках пространства

$\left\{ \vec{E}_j(\vec{r}_j, t^n), \vec{B}_j(\vec{r}_j, t^{n+\frac{1}{2}}) \right\}$ на сетке. После начальной ($t = 0$) загрузки макрочастиц в фазовое пространство $\{v_i, r_i\}$, и далее, на каждом шаге по времени Δt , вычисляются, с помощью определенной процедуры взвешивания, значения распределения зарядов и токов на сетке по известному расположению макрочастиц: $\{v_i, r_i\} \rightarrow \{\rho_j, j_j\}$, затем решаются уравнения Максвелла, которые позволяют по определенным на предыдущем шаге вычислительного цикла распределениям зарядов и токов $\{\rho_j, j_j\}$ найти распределение полей $\{E_j, B_j\}$ на сетке:

$\{\rho_j, j_j\} \rightarrow \{E_j, B_j\}$, что, с использованием соответствующей процедуры взвешивания, позволяет вычислить силы, действующие на каждую макрочастицу: $\{E_j, B_j\} \rightarrow F_i$. Далее интегрируются уравнения движения и находятся новые скорости и координаты частиц: $F_i \rightarrow \{v'_i, r_i\}$. После чего проверяется, пересекли ли макрочастицы границы расчетной области. Если пересекли, то они либо удаляются из счета, либо включается соответствующий сценарий взаимодействия со стенкой: (а) возврат частиц в расчетную область, например, по законам упругого отражения, (б) инжекция вторичных частиц. На этом же шаге вычислительного цикла осуществляется инжекция частиц пучка в область моделирования. Далее, если необходимо, разыгрывается Монте-Карло сценарий столкновений частиц с нейтралами или друг с другом с рождением, уничтожением и рассеянием частиц [18-22]. На этом вычислительный цикл – один шаг по времени – заканчивается.

Частицы и поля продвигаются последовательно во времени, как показано на Рис.1. Положения частиц и их скорости сдвинуты во времени на половину шага по времени, что обусловлено выбранным методом дискретизации уравнений движения (4) – явная центрированная разностная схема второго порядка точности с перешагиванием. Интегрирование по времени производится с использованием схемы Бориса [23]. Эта схема устойчива, если $\omega_o \Delta t < 2$, где ω_o – характерная частота задачи. В вычислениях $\omega_o \Delta t \ll 1$.

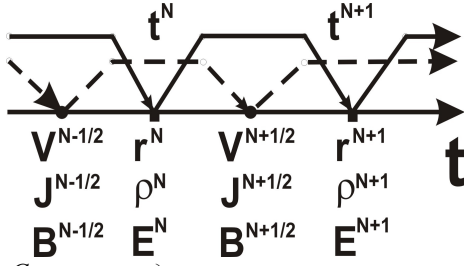


Рис.1. Схема метода интегрирования с перешагиванием. Плотности заряда ρ , электрические поля E и электростатические потенциалы Φ , вычисляются на тех же временных слоях t^n , что и координаты частиц r . Плотности токов J и магнитные поля B вычисляются на тех же временных слоях $t^{n+1/2}$, что и скорости частиц v

Конечно-разностные в пространстве и во времени уравнения Максвелла (5) решаются явным методом с перешагиванием [24]. При этом поля E определяются в середине границ вычислительных ячеек в моменты времени $t = n\Delta t$, а B в центре их граней в моменты времени $t = \left(n + \frac{1}{2}\right)\Delta t$. Схема имеет второй порядок точности по пространству и времени. Она устойчива для однородных сеток, если выполнено условие Куранта-Леви: $\Delta t \leq \frac{1}{c} \left(\sum_m \frac{1}{(\Delta x_m)^2} \right)^{-1/2}$, где

Δx_m – шаг по пространству, m – координатный индекс. Решение уравнений (5) не обеспечивает, в общем случае, условие непрерывности заряда. Это связано с независимым определением плотности заряда и тока при использовании метода макрочастиц. В связи с этим мы или корректируем электрическое поле, используя известные методы [23,25,26], или применяем сохраняющие заряд алгоритмы вычисления плотности тока [27,28]. Уравнения для полей (5,6) и уравнения движения частиц (4) связаны через плотности токов и зарядов в уравнениях Максвелла. Для того, чтобы вычислить плотности токов и зарядов на пространственной дискретной сетке по положениям и скоростям частиц, а также, чтобы найти силы, действующие на частицы со стороны полей, мы используем интерполяционную схему первого порядка, как наиболее оптимальную с точки зрения компьютерной эффективности и минимизации численного шума [23,27]. Описанные выше алгоритмы имплементированы в легко модифицируемый и

расширяемый объектно-ориентированный код ХООРИС [27].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На Рис.2 приведено осевое сечение моделируемой одно-касповой ускоряющей структуры, конфигурация внешнего магнитного поля (2) и области инжекции пучков. Длина системы $z_L = 5$ см, радиус $r_L = 10$ см, первая треть системы – дрейфовое пространство, вторая треть – ускорительный промежуток, во второй половине которого может инжектироваться дополнительный электронный пучок, последняя треть – дрейфовое пространство. Слева в систему непрерывно инжектируются трубчатые замагниченный электронный и незамагниченный ионный пучки. Минимальный и максимальный радиусы пучков одинаковы: $r_{\min}=1.89$ см, $r_{\max}=2.05$ см, плотности тока в момент инжекции равны. Для моделирования многокасповой системы, следующие каспы присоединяются справа. Внешние границы системы – идеально проводящий металл. Частицы, попавшие на металл, удаляются из моделирования.

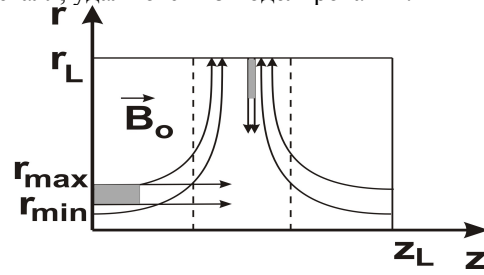


Рис.2. Конфигурация силовых линий внешнего магнитного поля, области инжекции трубчатых электронного и ионного пучков и дополнительного электронного пучка в расчетную область

На Рис.3 приведены результаты моделирования транспортировки ($E_z=0$) сильноточного трубчатого КИП через 1 касп, когда условия (3) выполнены.

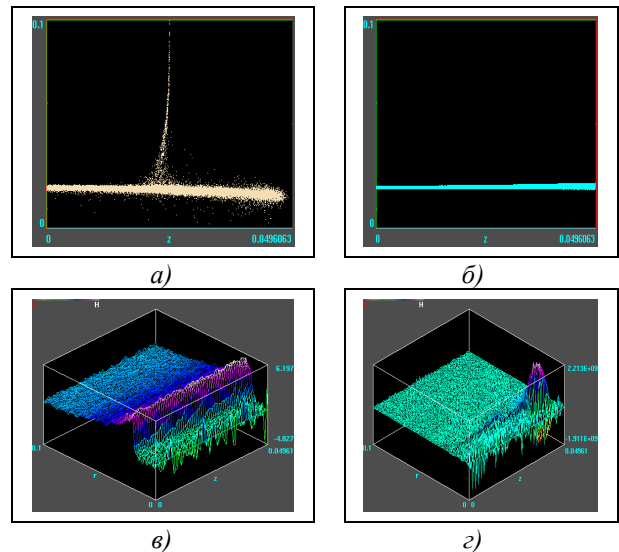


Рис.3. Транспортировка сильноточного КИП через касп. (а) – распределение электронов, (б) – распределение ионов в $\{r,z\}$ – пространстве (r – поперечная координата, z – продольная координата), (в) – азимутальная компонента самосогласованного магнит-

ного поля $B_\phi(r, z)$, (z) – радиальная компонента самосогласованного электрического поля $E_r(r, z)$.

$$H_0 = 47 \text{ кГс}, v_{e0} = 0.85c, v_{i0} = 0.21c, n_{e0} = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$$

Распределения электронов и ионов в $\{r, z\}$ -пространстве представлены на Рис.3,а,б, соответственно. На Рис.3,в,г приведены азимутальная компонента самосогласованного магнитного поля $B_\phi(r, z)$ и радиальная компонента самосогласованного электрического поля $E_r(r, z)$, в которых дрейфуют электроны, сопровождающие ионный пучок. Из Рис.3,а видно, что основная часть электронов проникает во вторую половину каспа, сопровождая ионный пучок, однако, в центре каспа часть электронов пучка теряется, что приводит к слабой недокомпенсации объемного заряда ионного пучка во второй половине каспа и его уширению (Рис.3,б). На Рис.4, для сравнения, приведены результаты моделирования транспортировки слаботочного КИП через 1 касп, когда условия (3) нарушены. В этом случае самосогласованные B_ϕ и E_r поля значительно меньше, чем в предыдущем, а дрейф электронного пучка во вторую половину каспа невозможен, что приводит к потере электронного пучка и уширению ионного во второй половине каспа.

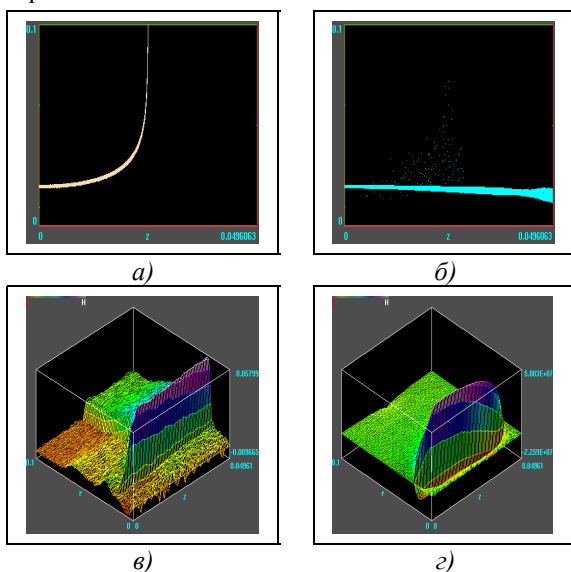


Рис.4. Транспортировка слаботочного КИП через касп. Распределение электронов (а), ионов (б) в $\{r, z\}$ -пространстве. Самосогласованные $B_\phi(r, z)$ (в) и $E_r(r, z)$ (г) поля. $H_0 = 47 \text{ кГс}$, $v_{e0} = 0.85c$, $v_{i0} = 0.21c$, $n_{e0} = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$

Условия транспортировки (3) могут быть нарушены при изменении радиуса инжекции пучков в касп. На Рис.5 приведены результаты моделирования транспортировки сильноточного трубчатого КИП через 3 каспа. Физические параметры задачи такие же, как на Рис.3, за исключением того, что моделирование выполнено для 3 каспов и изменен радиус инжекции – Рис.5,а,б – r_{\min} и r_{\max} уменьшены на $0.25 r_{\min}$ (критерий (3) удовлетворен), Рис.5,в,г – r_{\min} и r_{\max} увеличены на r_{\min} (условия (3) не выпол-

нены). Как видно из Рис.5,а,б, при совместной транспортировке сильноточных ионного и электронного пучков через 3 каспа, как и в случае транспортировки через 1 касп, в середине каждого каспа часть частиц электронного пучка теряется, что приводит к недокомпенсации объемного заряда ионного пучка и росту его поперечных размеров. Если же условия (3) нарушены, то транспорт невозможен (Рис.5,в,г).

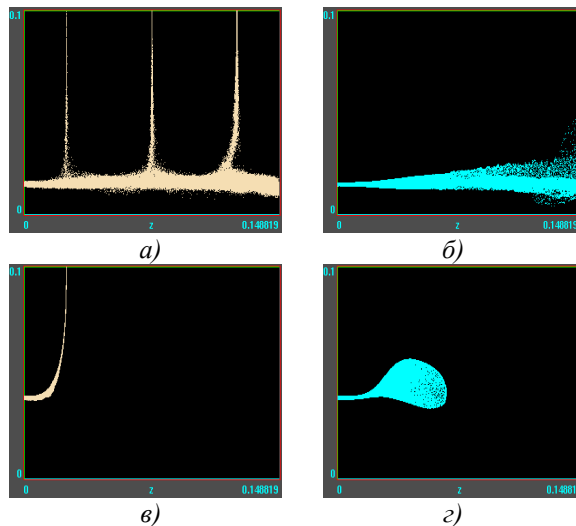


Рис.5. Транспортировка сильноточного КИП через 3 каспа. Распределение электронов (а,в) и ионов (б,г) в $\{r, z\}$ -пространстве. (а,б) – $r_{\min} = 1.42 \text{ см}$, $r_{\max} = 1.58 \text{ см}$; (в,г) – $r_{\min} = 3.78 \text{ см}$, $r_{\max} = 3.94 \text{ см}$

На Рис.6,а,в,д представлены результаты моделирования транспортировки сильноточного КИП через 4 каспа, а на Рис.6,б,г,е – через 5 каспов. Физические параметры задачи такие же, как на Рис.3.

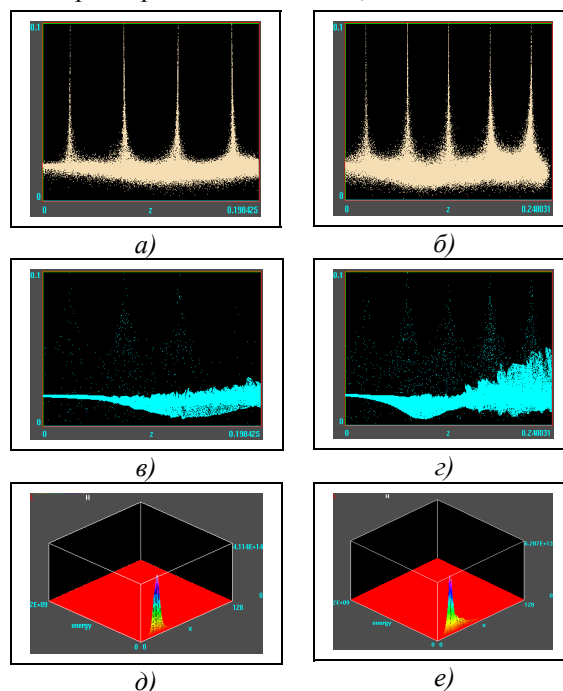


Рис.6. Транспортировка сильноточного КИП через 4 (левый столбец) и 5 (правый столбец) каспов. Распределение электронов (а,б), ионов (в,г) в $\{r, z\}$ про-

странстве. Функция распределения ионов на правой границе четвертого (д) и пятого (е) каспов в зависимости от энергии и поперечной координаты $F_i(\varepsilon, r)$. Физические параметры задачи такие же, как на Рис.3

Как видно из Рис.6,д,е, где представлены функции распределения ионов на правой границе четвертого (д) и пятого (е) каспов, в зависимости от энергии и поперечной координаты $F_i(\varepsilon, r)$, основная группа ионов, покидающих последний касп, сосредоточена около радиуса инжекции. Анализ $F_i(\varepsilon, r)$ для 1-5 каспов показывает, что с ростом числа каспов, через которые транспортируется КИП, качество $F_i(\varepsilon, r)$ ухудшается незначительно.

На Рис.7 приведены результаты моделирования транспортировки и ускорения сильноточного КИП в 3 каспах. Представлены распределения электронов (Рис.7,а-в) и ионов (Рис.7,г-е) в моделируемой области, а также функции распределения ионов на правой границе третьего каспа $F_i(\varepsilon, r)$ (Рис.7,ж-и).

На Рис.7,а,г,ж сильноточный ионный пучок, скорость инжекции которого в моделируемую область составляет $v_{i0} = 0.285c$ сопровождается электронным пучком, начальная скорость которого $v_{e0} = 0.8c$. В момент инжекции плотности токов ионного и электронного пучков равны, условия транспортировки (3) выполнены. Как и в моделированиях, представленных на Рис.3,6, часть электронов компенсирующего электронного пучка теряется на каждом каспе (Рис.7,а), что ведет к слабой недокомпенсации ионного пучка. Из Рис.7,г,ж, видно, что сильноточный ионный пучок, после прохождения трех каспов, является слаборасходящимся, моноэнергетическим, с кинетической энергией 40.6 МэВ. На Рис.7,б,д,з приведены результаты моделирования ускорения этого сильноточного КИП в трех каспах. Физические параметры задачи полностью совпадают с теми, которые использовались в моделировании, представленном на Рис.7,а,г,ж, за исключением приращения потенциала в каждом ускоряющем промежутке, равном $\Delta\Phi = 7.7$ МэВ. Как видно из Рис.7,б, несмотря на значительное ускоряющее поле, которое является замедляющим для электронов, компенсирующий электронный пучок дрейфует в самосогласованных полях совместно с ионным пучком, сопровождая последний во всех трех каспах. При этом, как и в случае, когда ускоряющее поле отсутствует, часть электронов пучка теряется в каждом каспе, а энергия, необходимая для преодоления электронами ускоряющего ионы электрического поля, черпается из кинетической энергии ионного пучка, что отражается на качестве функции распределения ионов на правой границе третьего каспа (Рис.7,з). Как видно из Рис.7,з, функция распределения ионов по энергии на правой границе третьего каспа не моноэнергетична, однако она содержит значительную группу ускоренных ионов с энергией 63.7 МэВ. Следует отметить также, что, как видно из Рис.7,д,з, функция распределения ионов по поперечной координате существенно не ухудшилась.

На Рис.7,в,д,е приведены результаты моделирования ускорения сильноточного КИП в трех каспах. Параметры задачи совпадают с теми, которые использовались в моделировании, представленном на Рис.7,б,д,з, за исключением того, что скорость инжекции электронного пучка была увеличена до $v_{e0} = 0.99c$. Как видно из Рис.7 и, функция распределения ионов по энергии на правой границе третьего каспа практически моноэнергетична, с энергией ионов в 63.7 МэВ.

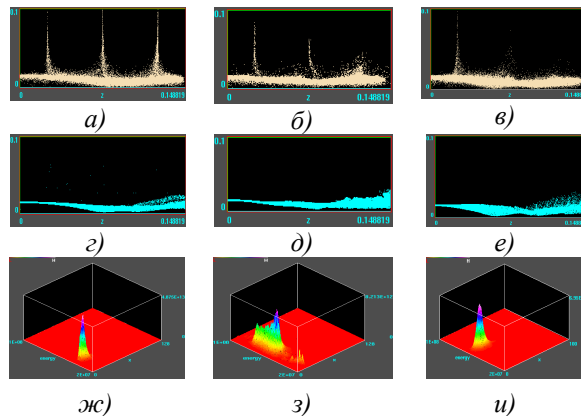


Рис.7. Транспортировка (а,г,ж) и ускорение (б,д,з), (в,е,и) сильноточного КИП в 3 каспах. Распределение электронов (а-в), ионов (г-е) в $\{r, z\}$ -пространстве. Функция распределения ионов на правой границе третьего каспа $F_i(\varepsilon, r)$ (ж-и). $H_0 = 47$ кГс, $v_{i0} = 0.285c$, $n_{e0} = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $r_{\min} = 1.42 \text{ см}$, $r_{\max} = 1.58 \text{ см}$. (а,г,ж) – $v_{e0} = 0.8c$ – приращение потенциала в одном ускоряющем промежутке $\Delta\Phi = 0$. (б,д,з) – $v_{e0} = 0.8c$, $\Delta\Phi = 7.7$ МэВ.

$$(в,е,и) – v_{e0} = 0.99c, \Delta\Phi = 7.7 \text{ МэВ}$$

Как было показано выше, при транспортировке и ускорении сильноточного КИП, в каждом каспе теряется часть электронов, что приводит к недокомпенсации ионного пучка. Кроме того, электроны, дрейфующие в самосогласованных полях, должны преодолеть ускоряющее ионы электрическое поле. Если их кинетическая энергия мала, то они получают недостающую энергию от ионного пучка, что ведет к ухудшению функции распределения ионов по энергии. Чтобы избежать недокомпенсации сильноточного КИП и резкого ухудшения функции распределения ускоряемых ионов по энергии, необходимо в каждом каспе инжектировать дополнительный холодный электронный пучок. На Рис.8 представлены результаты моделирования ускорения сильноточного КИП в трех каспах с дополнительной инжекцией холодных электронных пучков в каждом каспе (см., также, Рис.2). Параметры задачи, представленной на Рис.8,а,в,д, такие же, как и в моделировании, приведенном на Рис.7,б,д,з. Различие состоит в том, что в каждый касп инжектируется дополнительный электронный пучок с параметрами основного электронного пучка. Физические же параметры задачи, представленной на Рис.8,б,г,е, такие же, как и в моделировании, приведенном на Рис.7,в,е,и, за исключением того, что в каждый касп

инжектируется дополнительный электронный пучок с параметрами основного электронного пучка. Как видно из Рис.8 д,е качество функций распределения ионов по энергии значительно улучшилось: по сравнению со случаем отсутствия инъекции дополнительных электронных пучков, они практически моноэнергетичны, с энергией ускоренных ионов 63.7 МэВ. Кроме того, как видно из Рис.8,д,е, с ростом энергии компенсирующих электронных пучков, улучшается также радиальная фокусировка ускоряемого ионного пучка.

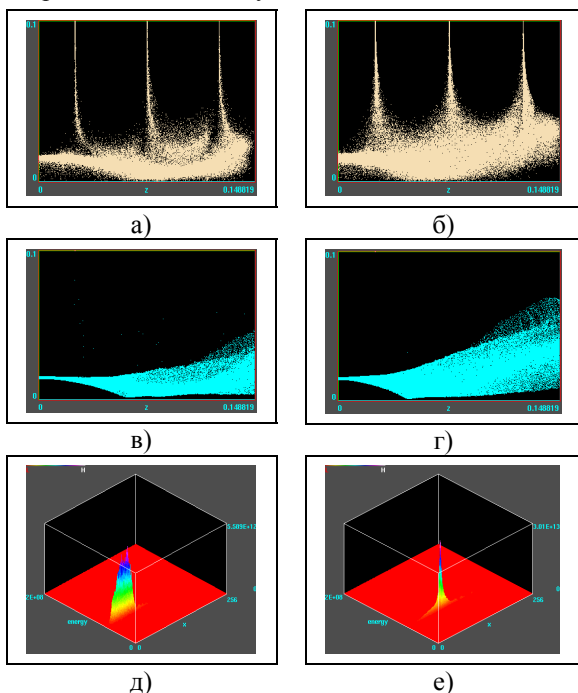


Рис.8. Ускорение высокоточного КИП в 3 каспах со стационарной инъекцией дополнительного высокоточного электронного пучка. Распределение электронов (а,б), ионов (в,г) в $\{r, z\}$ -пространстве.

Функция распределения ионов на правой границе третьего каспа (д, е) в зависимости от энергии и поперечной координаты $F_i(\varepsilon, r)$. $H_0 = 47$ кГс, $v_{i0} = 0.285c$, $n_{e0} = 7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $r_{min} = 1.42$ см, $r_{max} = 1.58$ см. (а,в,д) – $v_{e0} = 0.8c$, приращение потенциала в одном ускоряющем промежутке $\Delta\Phi = 7.7$ МВ. (а,в,д) – $v_{e0} = 0.8c$; (б,г,е) – $v_{e0} = 0.99c$

ВЫВОДЫ

В работе приведены результаты численного моделирования методом крупных частиц транспортировки и ускорения высокоточного трубчатого ионного пучка, сопровождаемого компенсирующим электронным пучком, в нескольких магнитоизолированных ускоряющих промежутках. Моделирование выполнено с решением полных уравнений Максвелла и релятивистских уравнений движения частиц. Продемонстрирована возможность транспортировки высокоточного компенсированного ионного пучка через 1-5 каспов. Показано, что нарушение аналитических условий транспортировки приводит к потере компенсирующего электронного

пучка и невозможности транспортировки высокоточного ионного пучка. Показано, что качество функции распределения высокоточного ионного пучка на выходе ускорителя может быть существенно улучшено с ростом энергии сопровождающего компенсирующего электронного пучка. Показано, что инъекция дополнительных высокоточных электронных пучков в каспы приводит к увеличению моноэнергетичности ускоряемого ионного пучка и к уменьшению его расходимости на выходе ускорителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ядерный синтез с инерционным удержанием. Современное состояние и перспективы для энергетики* / Под редакцией Б.Ю. Шаркова. Москва: "Физматлит", 2005, 263 p.
2. 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.
3. В. Sharkov, D. Koshkarev, M. Churasov. HIF activities in Russia. // *Nuclear Instruments and Methods in Phys. Res. A*. 1998, v.415, p.20.
4. R.O. Bangerter. *The induction approach to heavy ion inertial fusion: accelerator and target considerations* // Lawrence Berkeley Laboratory preprint. LBL-33798, 1993, 26 p.
5. A. Friedman, R.O. Bangerter, W.B. Herrmannsfeldt. Progress in heavy-ion drivers for inertial fusion // *Lawrence Livermore National Laboratory preprint*. UCRL-JC-117332, 1994, 16 p.
6. J. Barnard, R. Bangerter, A. Falten et al. Induction accelerator architectures for heavy ion fusion // *Nuclear Instruments and Methods in Phys. Res. A*. 1998, v.415, p.218.
7. S.S. Yu, W.R. Meier, R.P. Abbott et al. An Updated Point Design for Heavy Ion Fusion // *Lawrence Livermore National Laboratory preprint*. UCRL-JC-150169-REV-1, 2002, 10 p.
8. Ю.Е. Коляда, Е.А. Корнилов, Я.Б. Файнберг, В.А. Кияшко. Формирование и ускорение высокоэнергетичных ионных пучков в плазме индукционными электрическими полями // *Письма в ЖТФ*. 1976, т.2, №20, с.916.
9. В.А. Кияшко, Ю.Е. Коляда, Е.А. Корнилов, Я.Б.Файнберг. Линейный плазменный индукционный ускоритель – источник мощных высокоэнергетичных ионных пучков // *Письма в ЖТФ*. 1977, т.3, №23, с.1257.
10. Ю.Е. Коляда, Е.А. Корнилов, В.А. Винокуров. Ионный индукционный ускоритель с коллективной фокусировкой (ИИНДУС) // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Техника физического эксперимента»*. 1987, № 3(4), с.343.
11. V.I. Karas', V.A. Kiyashko, E.A. Kornilov, Ya.B. Fainberg. Theoretical and experimental investigations of neutralized ion induction linac for

- inertial confinement fusion // *Nuclear Instruments and Methods in Phys. Res. A*. 1989, v.A278, p.245.
12. В.И.Карась, Е.А.Корнилов, Я.Б. Файнберг. Линейный индукционный ускоритель зарядово-компенсированных ионных пучков для инерциального УТС // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 1998, №1(1), с.101.
 13. А.И. Морозов, С.В. Лебедев. Плазмооптика // *Вопросы теории плазмы*. Москва: "Атомиздат", 1974, т.8, с.243.
 14. 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.
 15. 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.
 16. 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.
 17. 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.
 18. С.К. Birdsall. Particle-in-Cell Charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1991, v.19, №1, p.65-85.
 19. O.V. Manuilenko, K.M. Minaeva. Ion energy and angular distributions in RF capacitively coupled plasma sources // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser. «Plasma Electronics and New Methods of Acceleration»*. 2006, №5, p.116-121.
 20. O.V. Manuilenko, K.M. Minaeva, V.I. Golota. Ion energy and ion angular distributions in RF capacitively coupled plasma sources: pure argon and argon-oxygen mixtures // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser. «Plasma Physics»*. 2006, №6, p.228-230.
 21. J.K. Lee, N.Y. Babaeva, O.V. Manuilenko, H.C. Kim, J.W. Shon. Simulation of capacitively coupled single- and dualfrequency RF discharges // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2004, v.32, №1, p.47-53.
 22. J.K. Lee, O.V. Manuilenko, N.Y. Babaeva, H.C. Kim, J.W. Shon. Ion energy distribution control in single- and dualfrequency capacitive plasma sources // *Plasma Sources Science and Technology*. 2005, v.14, №1, p.89-97.
 23. Ч. Бэдсел, А. Ленгдон. *Физика плазмы и численное моделирование*. Москва: «Энергоатомиздат», 1989.
 24. K.S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*. 1966, v.AP-14, №3, p.302
 25. A.B.Langdon. On enforcing Gauss's law in electromagnetic particle-in-cell codes // *Computer Physics Communications*. 1992, v.70, p.447.
 26. P.J. Mardahl, J.P. Verboncoeur. Charge conservation in electromagnetic PIC codes; spectral comparison of Boris/DADI and Langdon-Marder methods // *Computer Physics Communications*. 1997, v.106, p.219.
 27. J.P. Verboncoeur, A.B. Langdon, N.T. Gladd. An object-oriented electromagnetic PIC code // *Computer Physics Communications*. 1995, v.87, p.199.
 28. R.L. Morse, S.W. Nielson. Numerical simulation of the Weibel instability in one and two dimensions // *Physics of Fluids*. 1971, v.14, №4, p.830.

2.5-D NUMERICAL SIMULATION OF HIGH-CURRENT ION INDUCTION LINAC

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

The 2d3v particle-in-cell simulation results of transport and acceleration of hollow high-current ion beam (HCIB) compensated by electron beam in 1-5 magnetoinulated accelerating gaps are presented. The possibility of HCIB transport through 1-5 cusps is demonstrated. It is shown that the HCIB distribution function quality on an accelerator output can be essentially improved with growth of an accompanying compensating electron beam energy. It is demonstrated that the injection of additional high-current electron beams in cusps leads to increase of accelerated ion beam monochromaticity and to reduction it divergency.

2.5-ВИМІРНЕ ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ СИЛЬНОСТРУМОВОГО ІОННОГО ЛІНІЙНОГО ІНДУКЦІОННОГО ПРИСКОРЮВАЧА

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

Наведено результати числового моделювання методом макрочасток транспортування та прискорення трубчастого сильнострумового іонного пучка (ССІП), який супроводжується компенсуючим електронним пучком у 1-5 магнітоізолюваних прискорюючих проміжках. Продемонстровано можливість транспортування ССІП через 1-5 каспів. Показано, що якість функції розподілу ССІП на виході прискорювача може бути покращено з ростом енергії супроводжуючого компенсуючого електронного пучка. Показано, що інжекція додаткових сильнострумових електронних пучків у каспи призводить до зростання моноенергетичності прискорюваного іонного пучка, а також до зменшення його розбіжності.