

PACS: 29.20. Ej

## COMPACT LINEAR ION ACCELERATOR TO SMALL AND AVERAGE ENERGY OF APPLICATION APPOINTMENT

**S.A. Vdovin, Ye.V. Gussev, M.G. Shulika**

*National Science Center "Kharkov Institute of Plasma and Technology"*

*Ukraine, Kharkov, Akademicheskaya Str.1*

*e-mail: [vdovin@kipt.kharkov.ua](mailto:vdovin@kipt.kharkov.ua)*

Received June 1, 2015

For a number of years NSC KIPT developed and researched compact linear accelerators based on H - resonators in which the stability of the particle dynamics is provided by a high-current version alternative - phase focusing - modified alternative - phase focusing. The paper sets out the main principles of the accelerating channel in H - cavities with modified alternative - phase focusing and briefly summarizes the main results of the research.

**KEY WORDS:** particle, field, ion, resonator, wave, accelerator, focusing, phase

### МАЛОГАБАРИТНІ ЛІНІЙНІ ПРИСКОРЮВАЧІ ІОНІВ НА МАЛІ ТА СЕРЕДНІ ЕНЕРГІЇ ПРИКЛАДНОГО ПРИЗНАЧЕННЯ

**С.О. Вдовін, Є.В. Гусєв, М.Г. Шуліка**

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»,*

*Україна, Харків, вул. Академічна, 1*

Протягом ряду років в ННЦ ХФТІ розроблюються та досліджуються малогабаритні лінійні прискорювачі на основі Н – резонаторів, в яких стійкість динаміки частинок забезпечується потужнострумівим варіантом змінно-фазового фокусування – модифікованим змінно-фазовим фокусуванням. У роботі викладено основні принципи побудови прискорюючих каналів в Н – резонаторах з модифікованим змінно-фазовим фокусуванням та коротко узагальнені основні результати досліджень.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** частинка, поле, іон, резонатор, хвиля, прискорювач, фокусування, фаза

### МАЛОГАБАРИТНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ИОНОВ НА МАЛЫЕ И СРЕДНИЕ ЭНЕРГИИ ПРИКЛАДНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

**С.А. Вдовин, Е.В. Гусев, Н.Г. Шулика**

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»*

*Украина, Харьков, ул. Академическая, 1*

В течение ряда лет в ННЦ ХФТИ разрабатываются и исследуются малогабаритные линейные ускорители на основе Н – резонаторов, в которых устойчивость динамики частиц обеспечивается сильноточным вариантом переменного – фазовой фокусировки – модифицированной переменного – фазовой фокусировкой. В работе изложены основные принципы построения ускоряющих каналов в Н – резонаторах с модифицированной переменного – фазовой фокусировкой и кратко обобщены основные результаты исследований.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** частица, поле, ион, резонатор, волна, ускоритель, фокусировка, фаза

Ускорители ионов давно перестали быть только орудием физического эксперимента в фундаментальных исследованиях. Пучки ускоренных ионов широко используются в научных исследованиях, в ядерной энергетике, технике, медицине, биологии, геологии, как технологические единицы, для обеспечения различных производственных процессов [1,2]. Сферы использования ускорителей постоянно расширяются. Отвлекаясь от конкретных целей применения ускорителей и схем их построения, можно сформулировать ряд общих требований к ускорителям прикладного назначения. Ускоритель должен быть компактным, относительно дешевым, надежным в работе, простым в эксплуатации и обладать высокой производительностью. Ускоряющая система должна обеспечивать приемлемые коэффициенты захвата частиц в режим ускорения, при низковольтной (до  $150 \cdot 10^3$  В) инъекции, высокие значения темпа ускорения, импульсного и среднего тока пучка и возможность совмещения ускоряющих и фокусирующих функций в одной системе. Ускоренный пучок должен быть однородным по энергии и иметь эмиттанс, при котором потери частиц при транспортировке минимальны.

Приведенные требования противоречивы и взаимосвязаны. Удовлетворить всему разнообразию параметров, необходимых для создания конкретной установки, при использовании одного типа ускорителя, использования одной разновидности ускоряющей структуры или схемы построения ускорителя невозможно. Поэтому необходим поиск вариантов ускоряющих структур и принципов построения ускорительных установок, характеристики которых могли бы удовлетворять конкретным целевым назначениям.

Современные линейные резонансные ускорители ионов с трубками дрейфа, несмотря на несомненные достоинства, обладают рядом свойств, которые ограничивают их технологическое применение. Ускорение пучка заряженных частиц в линейных резонансных ускорителях осуществляется продольным электрическим

полем, которое создается между трубками дрейфа в результате возбуждения в цилиндрическом резонаторе ускорителя высокочастотной (ВЧ) электромагнитной волны на основной моде  $E_{010}$ . Распределение амплитуды электрического поля и длина периода ускорения подбираются такими, чтобы частицы проходили ускоряющий период в определенной фазе, называемой равновесной, а фаза имела необходимое значение. Во всех зазорах электрическое поле имеет одно и то же направление ( $2\pi$  - вид колебаний).

В тормозящей фазе электрическое поле экранируется трубками дрейфа. Для ускорения используется только один полупериод электромагнитной волны. В диапазоне энергий частиц от  $1,12 \cdot 10^{-13}$  до  $320 \cdot 10^{-13}$  Дж/нуклон (от 0,7 до 200 МэВ/нуклон), где ускорители такого типа наиболее эффективны, движение ионов слаборелятивистское, скорость частиц  $v$  растет по мере роста энергии. Результативное ускорение возможно лишь при наличии в ускоряющем электрическом поле компоненты, которая распространяется с фазовой скоростью  $\beta = v/c$  ( $c$  - скорость света), то есть синхронно с пучком. При этом, для обеспечения синхронизма необходимо, чтобы на ускоряющем периоде трубка дрейфа составляла  $0,75\beta\lambda$ . У такой компоненты распределение продольного поля по радиусу пропорционально отношению радиуса апертуры к величине  $\beta\lambda$  ( $\lambda$  - длина волны ВЧ - колебаний). При большой величине отношения возникает неравномерность ускорения по сечению пучка из-за убывания электрического поля от краев трубок дрейфа к оси ускоряющего канала. Поэтому современные линейные резонансные ускорители ионов работают в диапазоне длин волн с  $\lambda \geq 1,5$  м. Резонансная частота  $E_{010}$  волны  $\omega_{010} = 2,405c/R$  ( $R$  - радиус резонатора), т.е. поперечный размер резонатора определяется длиной волны и равен примерно  $2R = \lambda/1,3$ . Возможности повышения  $\beta$  связаны с необходимостью увеличения напряжения на инжекторе ионов до  $(600..800) \cdot 10^3$  В, что дополнительно увеличивает размеры, а вместе с ними и стоимость ускорителя [3].

Следует отметить и такую особенность, как возбуждение в резонаторе наряду с основной модой колебаний близких по частоте соседних мод. Наличие таких мод ухудшает параметры ускоряющей структуры и требует предельно высокой точности изготовления и настройки всего ускорительного тракта и системы термостатирования ускоряющей системы, а иногда и введения в полость резонатора дополнительных стабилизирующих элементов, число которых может быть достаточно велико.

Движение частиц вдоль ускорительного тракта в процессе ускорения в радиальном направлении неустойчиво. Стабилизация движения пучка по радиусу осуществляется различного рода фокусирующими устройствами, которые, как правило, размещаются в трубках дрейфа. Наиболее надежные и универсальные фокусирующие линзы являются непростыми в конструктивном отношении устройствами. Это значительно усложняет конструкцию трубок дрейфа и всего ускорителя в целом, поскольку дополнительные фокусирующие устройства требуют отдельного хорошо стабилизированного питания, сложной системы охлаждения и термостатирования [4].

Существенно уменьшить размеры ускорителя, упростить его конструкцию и понизить энергию инжекции можно путем перехода к резонаторам на волнах  $H$  - типа.

Цель настоящей работы – по результатам исследований, проведенных в ННЦ ХФТИ, изложить особенности и алгоритм построения ускоряюще-фокусирующих каналов в ускорителях на основе  $H$  – резонаторов, в которых устойчивость динамики ускоряемых частиц обеспечивается сильноточным вариантом переменного – фазовой фокусировки – модифицированной переменного – фазовой фокусировкой.

## **$H$ – РЕЗОНАТОРЫ**

В цилиндрических резонаторах самый низкий по частоте тип колебаний -  $H_{11}$  не имеет продольной составляющей высокочастотного электрического поля и не может быть непосредственно использован для ускорения ионов. Для создания продольного электрического поля резонатор нагружается специальной нагрузкой. В качестве такой нагрузки используются трубки дрейфа закрепленных на штангах [5] или сплошных держателях (гребенках) [6], установленных попарно на противоположных по диаметру образующих цилиндра резонатора. При таком расположении трубки дрейфа подключаются к точкам с постоянной амплитудой ВЧ - поля, то есть, между двумя соседними трубками прикладывается одинаковое напряжение по всей длине резонатора. Эти резонансные структуры называют  $H$  - резонаторами, а соответствующие ускорители - ускорителями на  $H$  - волне. Достоинствами структур такого типа являются малые габаритные размеры, высокие значения шунтового сопротивления, большой темп ускорения и низкая энергия инжекции по сравнению с ускорителями на волнах  $E$ -типа.

В  $H$ -резонаторах, нагруженных трубками дрейфа на сплошных подвесах-гребенках диаметр резонатора  $2R \approx \lambda/(5..6)$  примерно в четыре раза, а объем примерно в 20...30 раз меньше, чем в ускорителях с  $E$ -типом колебаний. Уменьшение габаритных размеров существенно снижает затраты на создание и эксплуатацию ускорителя. Высокочастотные энергетические потери в резонаторе зависят от величины шунтового сопротивления. Они тем меньше, чем выше сопротивление. Темп ускорения повышается за счет того, что ускорение осуществляется знакопеременным полем. В каждый последующий зазор частицы попадают в ускоряющей фазе ВЧ – поля ( $\pi$ -тип колебаний).

Длина трубок дрейфа для обеспечения синхронизма должна быть  $0,25 \beta\lambda$ . По мере роста энергии в процессе ускорения, скорость частиц возрастает, соответственно увеличивается длина ускоряющего периода

(расстояние между центрами трубок дрейфа либо центрами ускоряющих зазоров). С ростом длины ускоряющего периода величина усредненной по периоду ускорения продольной составляющей напряженности электрического ВЧ - поля  $E_z$  уменьшается, что приводит к падению темпа ускорения. Вместе с ослаблением продольной составляющей  $E_z$  убывает и поперечная составляющая  $E_r$ , необходимая для подавления кулоновского расталкивания частиц пучка. Эти эффекты существенно проявляются в длинных ускоряющих секциях, в которых скорость частицы изменяется на порядок и более. Поддержание высоких значений темпа ускорения и кулоновского предела ускоряемого пучка требует принятия специальных мер для сохранения равномерного распределения электрического поля вдоль резонатора: секционирования всего ускорителя, либо компенсации ослабления напряженности поля путем изменения величины емкостной нагрузки вдоль ускорительного тракта (варьирования размерами трубок дрейфа, конфигурацией гребенок и т.д.). Второй вариант предпочтительнее, поскольку первый требует дополнительных источников ВЧ - питания, что усложняет и удорожает ускоритель.

$H$ -резонаторы и ускорители на их основе последовательно разрабатываются и исследуются с начала 60-х годов в Украинском физико-техническом институте (в настоящее время - ННЦ Харьковский физико-технический институт). На раннем этапе исследований ускоряющие структуры создавались путем длительного экспериментального подбора из-за невозможности точного расчета их характеристик. Тем не менее, эти первые эксперименты показали, что в широком диапазоне энергий в пределах  $0,05 < \beta < 0,35$  величина шунтового сопротивления постоянна масштаба  $R_{ш. \omega} = (45 \dots 50) \cdot 10^6$  Ом/м и только после достижения значения  $\beta \geq 0,35$  начинается его уменьшение до  $(20 \dots 25) \cdot 10^6$  Ом/м при  $\beta = 0,5$ . Повышение шунтового сопротивления возможно при концентрации электрического поля исключительно в области ускоряющего зазора. Наиболее эффективны для этого оказались ускоряющие структуры с трубками дрейфа на сплошных держателях-подвесах. Электродинамические характеристики (ЭДХ) ускоряющей структуры в этом случае определяются не столько размерами резонатора, сколько параметрами резонансной нагрузки [7-11].

В ходе дальнейших исследований  $H$  – резонаторов было обнаружено, что при одинаковой напряженности электрического поля в ускоряющих зазорах шунтовое сопротивление в 4...5 раз меньше чем в структурах с постоянным напряжением между трубками дрейфа (спадающее электрическое поле).

Изучение  $H$  – резонаторов со спадающим электрическим полем показало, что при сохранении высокого шунтового сопротивления, значительно упрощается процесс настройки таких резонаторов на рабочий режим и компенсации возмущений ускоряющего напряжения сильноточными пучками.

На основании данных, полученных в ходе начальных исследований, был создан малогабаритный линейный ускоритель дейтронов МЛУД-3 [12-13]. Несмотря на скромные характеристики, ускоритель имел практическое значение, использовался в составе аналитического комплекса по исследованию свойств материалов в Институте неорганических материалов им. Бочвара, г. Москва (в настоящее время это ГНЦ РФ ВНИИИМ) [14] и был отмечен медалью ВДНХ СССР.

### ПЕРЕМЕННО – ФАЗОВАЯ ФОКУСИРОВКА

Дефокусирующее влияние электрического поля в на ускорителе МЛУД-3 компенсировалось вольфрамовыми сетками, размещенными во входных апертурах трубок дрейфа. Величина ускоренного тока ограничивалась в основном допустимой тепловой нагрузкой и прозрачностью сеток. Улучшение параметров ускоренного пучка требовало применения более совершенных методов фокусировки. Малые размеры трубок дрейфа в ускорителях на основе  $H$  – резонаторов исключали возможность использования квадрупольных линз, а высокочастотная квадрупольная фокусировка приводила бы к снижению темпа ускорения, увеличению энергетических затрат на создание ускоряющее - фокусирующее поля и снижению электрической прочности ускоряющих промежутков. Наиболее привлекательным способом, который способен обеспечить устойчивость движения пучка ионов в процессе ускорения, для малогабаритных линейных ускорителей представляется способ фокусировки самим ускоряющим полем, без привлечения дополнительных устройств и элементов. Способ основан на идее периодического изменения вдоль ускорительного тракта синхронной фазы для придания силам, действующим на частицу, знакопеременного фазированного и фокусирующего воздействия [15,16].

Уравнение движения заряда в высокочастотном поле при отсутствии внешних фокусирующих устройств:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dx^2} = \frac{1}{m_0 \gamma} \mathbf{F}_\omega, \quad (1)$$

$m_0$  – масса заряда,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$  – фактор Лоренца,  $\mathbf{F}_\omega$  – сила, действующая на частицу со стороны ВЧ поля.

Для частиц с малым отклонением текущей фазы  $\varphi$  частицы от синхронной фазы  $\varphi_s$ , отсчитанной от максимума амплитуды ВЧ - поля, в окрестности продольной оси, где радиальное электрическое поле уже не равно нулю

$$E_r = -\frac{r^*}{2} \left( \frac{\partial E_z}{\partial z} \right)_{z=z_s} \quad (2)$$

( $r^*$  - отклонение частицы от оси в поперечной плоскости,  $z_s$  – продольная координата синхронной частицы), при анализе продольного (фазового) и поперечного движений, уравнение (2) обычно записывают в виде системы линейных уравнений с периодическими коэффициентами (уравнений Хилла):

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \Omega_x^2 x &= 0; \\ \ddot{y} + \Omega_y^2 y &= 0; \\ \ddot{q} + \Omega_q^2 q &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $x, y$  – координаты в поперечной плоскости,  $q$  – отклонение частицы от синхронной в продольном направлении,

$$\begin{aligned} \Omega_x^2 &= \frac{e}{m_0} \left( \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right); \\ \Omega_y^2 &= \frac{e}{m_0} \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right); \\ \Omega_q^2 &= \frac{e}{m_0} \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

- соответствующие частоты фазовых колебаний. Из уравнений движения (3) следует равенство [17]:

$$\Omega_x^2(t) + \Omega_y^2(t) + \Omega_z^2(t) = 0. \quad (5)$$

Следовательно, в электростатических полях или в каждый определенный момент времени устойчивое движение частиц возможно только при

$$\Omega_x^2 = \Omega_y^2 = \Omega_z^2 = 0 \quad (6)$$

В аксиально-симметричном ускоряющем поле

$$\Omega_x^2(t) = \Omega_y^2(t) = -\frac{1}{2} \Omega_q^2(t). \quad (7)$$

С учетом (7) уравнения (3) принимают вид

$$\begin{aligned} \dot{r} - \frac{1}{2} \Omega_q^2(t) r &= 0; \\ \ddot{q} + \Omega_q^2(t) q &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

В линейном приближении в поле бегущей электромагнитной волны с продольной компонентой электрического поля  $E_z$  [17]

$$E_z = E_0 \cos \left( \omega t - \omega \int_0^{z(t)} \frac{dz}{v_\phi(z)} \right) \quad (9)$$

$\Omega_q^2(t)$  связан с основными параметрами ускоряющего канала следующим образом:

$$\Omega_q^2(t) = -\frac{e}{m_0} \frac{2\pi \sin \varphi_i E_i T_i \eta(z)}{\beta_s \lambda} \quad (10)$$

Здесь  $E_i$  – амплитуда поля в  $i$ -том зазоре,  $T_i = \frac{\sin(\pi \alpha_i)}{\pi \alpha_i}$  – фактор пролетного времени,  $\alpha_i = \frac{g_i}{\beta_s \lambda}$  – коэффициент зазора [19],  $\beta_s = v/c$  – относительная скорость синхронной частицы,  $\eta_s$  – равна 1 в ускоряющем зазоре и 0 в трубках дрейфа.

Изменяя периодически вдоль ускорительного тракта знак коэффициента  $\Omega_q^2$  можно обеспечить совместно продольную и поперечную устойчивость движения частиц. Практически такое изменение осуществляется при помощи трубок дрейфа различной длины. Данный способ фокусировки получил название переменного-фазовая (ПФФ) или фазопеременная фокусировка (ФПФ). ПФФ оказывает воздействие не только на поперечное, но и на продольное движение, в отличие от ускорителей классического типа, где в продольном направлении движение частиц пучка определяется автофазировкой. При ПФФ ускорение, фокусировка и фазировка осуществляется различными компонентами ускоряющего ВЧ - поля. Поэтому совместная поперечная и продольная

устойчивость обеспечивается только в узком диапазоне параметров, а фазовая протяженность области захвата не превышает нескольких градусов. Эти обстоятельства не позволяют получить ускоренный ток приемлемых величин. Существенно расширить область захвата и поднять величину ускоренного тока до десятков миллиампер возможно, если вместе с периодическим изменением знака равновесной фазы, учитывая несимметричность уравнений (8), периодически по специальным законам изменять еще один из параметров ускорителя. Параметрами могут быть, например, амплитуда ускоряющего поля  $E_i$ , абсолютное значение синхронной фазы  $\varphi_s$ , или постоянная составляющая синхронной фазы  $\varphi_0$ . Такой метод обеспечения устойчивого движения частиц, названный ассиметричной фазопеременной фокусировкой (АФПФ), нашел практическое применение [18].

В ННЦ ХФТИ разработан еще более сильноточный вариант фокусировки, получивший название модифицированная переменнo-фазовая фокусировка (МПФФ) и удостоенный Государственной премии Украины в области науки и техники [19]. Сущность метода заключается в том, что расчет ускоряющей структуры проводится не по одной расчетной или синхронной частице, а по некоторому начальному ансамблю частиц с учетом его фазовой протяженности [20-24]. Применение модифицированной переменнo-фазовой фокусировки позволило на порядок по сравнению с АФПФ увеличить ускоренный ток [25-26].

Модифицированная переменнo-фазовая фокусировка это фокусировка, при которой устойчивость движения частиц поддерживается в среднем на группе ускоряющих периодов. Ускоряющий период содержит трубку дрейфа и зазор между соседними трубками. Каждый период обеспечивает устойчивость лишь в одной плоскости движения частиц – продольной (фазовой) или радиальной. Ускоряющие периоды, объединены в группу под названием период фокусировки. Согласование условий движения частиц от периода к периоду обеспечивает устойчивость пучка в целом на периоде фокусировки в обеих плоскостях.

Параметрами, которые определяют устойчивость движения пучка, являются фаза синхронной частицы и напряженность ускоряющего поля в зазоре. Поскольку на входе в первый зазор невозможно сформировать пучок с необходимыми для устойчивого движения фазовыми характеристиками, первый зазор выбирается группирующим частицы (фазирующим). Для увеличения области захвата по фазам и обеспечения линейности сил действующих на пучок со стороны высокочастотного поля, значение синхронной фазы выбирается близким  $90^0$  или равным ему. Учитывая неодинаковую жесткость для радиального и продольного движений и то, что уровень поля в первом, фазирующем зазоре обычно не удается сделать более  $0,5E_0$  ( $E_0$  – амплитуда электрического поля), далее, в период фокусировки включаются два фокусирующих периода и половина зазора фазирующего с полем  $\sim E_0$ . Согласование условий движения в процессе движения частиц по периоду фокусировки производится подбором синхронной фазы и амплитуды поля в зазоре. Затем выстраивается следующий период фокусировки, полагаясь на аналогичные предпосылки. Он начинается половиной фазирующего зазора, оставшегося от предыдущего периода фокусировки, и включает несколько последовательно расположенных фокусирующих и фазирующих зазоров, синхронная фаза и уровень поля в которых выбираются так, чтобы движение в целом по периоду фокусировки было устойчивым. Другими словами на фазовой плоскости частица, пройдя полный период фокусировки и получив прирост энергии, должна вернуться в начальную точку или очень близкую к ней. И так далее до достижения заданной энергии.

### ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ УСКОРЯЮЩЕГО КАНАЛА С МПФФ

Построение ускоряюще-фокусирующего канала с МПФФ аналитическими методами практически невозможно. Это связано со сложностью определения реальной геометрии ускоряющих периодов и, следовательно, множества возможных вариантов значений синхронных фаз. Традиционные методы расчета [30,31] ускоряющего канала с МПФФ непригодны потому, что закон распределения синхронных фаз в ускоряющем канале не может быть задан заранее. Его необходимо найти в процессе решения самосогласованной задачи - вычисления размеров ускорительного тракта с одновременным определением закона распределения синхронных фаз и амплитуд высокочастотного поля. Для решения этой задачи в ННЦ ХФТИ была создана численная методика расчета ускоряющих резонаторов. Расчеты проводились с использованием метода макрочастиц [28-35, 37-40]. Суть метода макрочастиц заключается в том, что наблюдение производится за большими группами частиц с тем же отношением заряда к массе, что и для реальных частиц. При условии сохранения плотности заряда, собственное поле и динамика макрочастиц достаточно хорошо отражают реальный пучок.

Алгоритм расчета имеет такую последовательность:

- на входе в канал формируется пучок с соответствующими параметрами (ток, энергетический разброс, фазовый портрет и др.) исходя из требований, предъявляемых к ускоряющей структуре;
- производится начальное заполнение фазового объема с требуемым распределением фазовой плотности частиц при помощи генератора случайных чисел;
- производится распределение плотности объемного заряда в узлах эйлеровой решетки, наложенной на пучок исходя из пространственных координат макрочастиц;
- решается уравнение Пуассона с соответствующими граничными условиями для нахождения потенциала в узлах решетки;

– численным дифференцированием потенциала, найденного в узлах решетки, определяются распределения компонент  $E_z$  и  $E_r$  напряженности электрического поля в области пространства занимаемого пучком;

– решаются уравнения движения частиц во внешнем и собственном электрических полях. На основании этих решений определяется распределение величин синхронных фаз  $\varphi_s$ , длин трубок дрейфа и зазоров между ними, т.е. определяется геометрии ускоряющего тракта.

На начальном этапе количество модельных частиц (равномерно заряженных эллипсоидов), ограничивается возможностью оператора в масштабе реального времени контролировать параметры их движения и временем, необходимым для предварительного определения распределения фаз в ускоряющих периодах. Численные исследования ведутся в режиме диалога оператора и вычислительной машины и основаны на том, что значение синхронной фазы  $\varphi_s$  в каждом ускоряющем зазоре данного периода ускорения выбирается исходя из анализа параметров ансамбля частиц на выходе периода, параметры которого первоначально были заданы на входе периода. Начав движение частиц, оператор в буквальном смысле “проводит” первоначально выбранный ансамбль частиц, контролируя параметры движения так, чтобы этот ансамбль находился в границах, определяемых аксептансом ускоряюще-фокусирующего канала. Это позволяет оперативно оценить возможности канала.

На следующем этапе анализируются изменения характеристик пучка в процессе его движения в ускоряюще-фокусирующем канале. Затем, путем последовательных приближений уточняются параметры самого канала - размеры ускоряющих периодов, распределение синхронных фаз и относительное распределение амплитуды ускоряющего поля в зазорах. То есть, в процессе исследования динамики пучка одновременно производится моделирование ускоряющего тракта (изменение его параметров), позволяющее оптимизировать характеристики ускоряемого пучка.

Численное исследование динамики частиц в ускоряюще-фокусирующем канале позволяет, до изготовления рабочего образца резонатора, определить размеры областей устойчивого продольного и поперечного движения, аксептанс, характеристики пучка ионов - кулоновский предел ускоренного тока, энергетический разброс, эмиттанс и т.д. Для определения истинных параметров пучка, проводятся уточняющие численные исследования с использованием результатов, полученных на этапах экспериментального моделирования ускоряющего резонатора. Главными из них являются реальное распределение величины ускоряющего поля по периодам ускорения и резонансная частота.

Для создания ускоряюще-фокусирующего канала с оптимальными параметрами необходимо соблюдать следующие условия. В ускоряющих периодах с отрицательным значением синхронной фазы  $\varphi_s$ , обеспечивающих группировку (фазировку) частиц, абсолютная величина фазы  $|\varphi_{s1}|$  должна быть больше чем в ускоряющих периодах с положительным значением синхронной фазы  $\varphi_{s2}$ , которая обеспечивает радиальную фокусировку. Количество ускоряющих периодов с положительным значением фазы  $\varphi_{s2}$ , для усиления жесткости радиальных сил в периоде фокусировки в 1,5...2,5, должно превышать количество периодов с отрицательным значением синхронной фазы  $\varphi_{s1}$ .

В зависимости от энергии частиц число ускоряющих периодов в фокусирующем периоде не остается одинаковым, так как при  $\varphi_s < 0$  фазировочное (одновременно дефокусирующее) или при  $\varphi_s > 0$  фокусирующее (одновременно дефазировочное) действие электрического поля в ускоряющих периодах уменьшается с ростом энергии частиц. Обычно диапазон изменения значений фазы  $\varphi_{s1}$  выбирается в пределах от  $-90^\circ$  до  $-60^\circ$ , а диапазон значений фазы  $\varphi_{s2}$  - в пределах  $+35^\circ$ ... $+70^\circ$ , в зависимости от распределения напряженности электрического поля вдоль оси секции, энергии частиц, степени их группировки и ряда других факторов. На конкретные значения синхронных фаз в указанных диапазонах оказывает влияние степень группировки частиц в пучке на входе в период фокусировки. Минимизация потерь частиц достигается строгим согласованием аксептанса фокусирующего периода с эмиттансом пучка на его входе. Таким образом, вдоль ускоряющего тракта для каждого диапазона энергии необходимо разрабатывать конкретный период фокусировки.

Превышение в периоде фокусировки оптимального числа ускоряющих периодов с радиальной фокусировкой приводит к увеличению амплитуды продольных колебаний а, следовательно, к дефазировке частиц сгустка и выходу части ионов из синхронизма с электромагнитной волной. Наиболее приемлемой является структура фокусирующего периода типа *DFFFD* в начале ускорительного тракта, которая по мере роста энергии частиц трансформируется в *DDFFFFDD*. Здесь *D* – периоды ускорения с  $\varphi_s < 0^\circ$ , т.е. обеспечивающие группировку частиц; *F* – периоды ускорения с радиальной фокусировкой, т.е. периоды в которых  $\varphi_s > 0^\circ$ . При этом в пределах периода фокусировки число ускоряющих периодов с радиальной фокусировкой должно быть больше числа ускоряющих периодов, обеспечивающих продольную устойчивость. С ростом энергии (жесткости пучка) в периоде фокусировки необходимо увеличивать как число *F*-, так и *D*-ускоряющих периодов. В отличие от классических ускоряющих структур, в случае использования ускоряющего канала с МПФФ, структура периода фокусировки не является постоянной.

Увеличение числа ускоряющих периодов в фокусирующем периоде является положительным качеством метода МПФФ. Оно обеспечивает гибкость в построении периода фокусировки, что позволяет более точно

выбрать его параметры для увеличения предела ускоряемых токов, расширения диапазона энергии и сорта ускоряемых частиц.

При МПФФ ускорение ионов происходит как в фазирующих, так и в фокусирующих периодах. Но при указанном выборе значений синхронной фазы основной прирост энергии частиц происходит в ускоряющих периодах, обеспечивающих радиальную фокусировку. Это объясняется тем, что при величине синхронной фазы около  $90^\circ$  темп ускорения пропорциональный  $\cos\varphi_s$  является низким. Поэтому в фокусирующих периодах для увеличения среднего темпа ускорения необходимо выбирать минимально возможные значения  $\varphi_s$ , так как при этом уменьшается жесткость фокусировки пучка, которая пропорциональна  $\sin\varphi_s$ .

### ПАРАМЕТРЫ И КОНСТРУКЦИЯ НЕКОТОРЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Первый малогабаритный ускоритель дейтронов на энергию  $4.8 \cdot 10^{-13}$  Дж (3,0 МэВ) с использованием  $H$ -резонатора, в котором устойчивость пучка в процессе ускорения обеспечивалась методом МПФФ, был создан в ННЦ ХФТИ в 1976 году на базе ускорителя МЛУД-3. Напряженность поля на оси в зазорах составляла  $80 \cdot 10^5$  В/м, величина тока пучка –  $150 \cdot 10^{-3}$  А в импульсе и была ограничена малым током инжекции.

Ускоритель был основательно переработан в 1985 году с учетом накопленного опыта расчетных, научно-исследовательских и проектно-конструкторских работ [32]. Длина ускоряющей структуры осталась прежней (около 1,3 м), а ускоряющее поле на оси было увеличено до  $120 \cdot 10^5$  В/м. Общая площадь ускорителя со всеми вспомогательными системами не превышала  $35 \text{ м}^2$ .

Ускоряющая структура, также как и в первом варианте, представляла собой  $H$ -резонатор с креплением трубок дрейфа на гребенках с  $\pi$ -периодичностью ускоряющего поля.

Геометрия гребенок ускоряющего тракта, имеющая сложную конфигурацию, была определена экспериментальным моделированием электродинамических характеристик, при помощи специально созданного автоматизированного измерительного комплекса [35], с последующей настройкой распределения высокочастотного поля в резонаторе. Численный расчет геометрии ускоряюще-фокусирующего канала с МПФФ и детальный анализ устойчивости движения частиц в канале показали, что оптимальным параметрам соответствует ускоряющий канал, содержащий 16 периодов ускорения, сгруппированных в четыре периода фокусировки. Три первых периода фокусировки, включающих ускоряющие периоды с одной отрицательной и двумя положительными синхронными фазами, определяли фазовую и радиальную устойчивость, а четвертый – с четырьмя отрицательными и тремя положительными синхронными фазами обеспечивал расчетные параметры пучка на выходе структуры. Ускоритель позволял получать дейтроны с энергией  $5,12 \cdot 10^{-13}$  Дж (3,2 МэВ) при токе в импульсе  $70 \cdot 10^{-3}$  А.

Увеличение тока пучков, улучшение их характеристик, расширение диапазона энергий ускоренных частиц, создает возможности для более широкого использования линейных ускорителей протонов и дейтронов, однако связано с дополнительными проблемами при их разработке. Повышение энергии ускоренных частиц требует предельных значений напряженности электрического поля и сопряжено с удлинением ускоряющего тракта. Высокие значения напряженности ускоряющего поля повышают не только темп ускорения, но и вероятность электрического пробоя промежутков, снижая надежность работы ускорителя. В длинном тракте нельзя обеспечить достаточно высокий темп ускорения, без уменьшения жесткости радиальной фокусировки. Кроме того, нелинейность компонент электрического поля в ускоряющих зазорах, скачкообразные изменения величины и знака синхронной фазы и связанное с этим слабое затухание продольных фазовых колебаний приводят к заметному росту эффективного эмиттанса пучка и, как следствие, к росту линейных потерь ионов. С повышением потерь значительно усложняются радиационные проблемы эксплуатации ускорителей. Обычные относительные потери частиц в процессе ускорения приводят к радиационному повреждению материалов элементов конструкций, возрастанию интенсивности вторичных излучений, уменьшению электрической прочности ускоряющих промежутков из-за распыления и радиационной эмиссии материалов, возрастанию наведенной активности [36]. Важнейшей задачей при разработке технологического линейного ускорителя ионов является снижение уровня потерь частиц в его канале и, соответственно, уровня активации элементов конструкции, до значений, при которых возможно безопасное обслуживание оборудования и систем. Таким образом, радиационная чистота высокоэнергетического линейного ускорителя определяется жесткостью фокусировки и обеспечением устойчивой динамики пучков ионов в ускоряющих секциях по мере роста энергии заряженных частиц.

Один из возможных путей решения проблемы – комбинирование МПФФ с фокусировкой магнитными полями [37-40]. Например, ускоряюще-фокусирующий канал ускорителя дейтронов для комплекса нейтронного активационного анализа элементного состава материалов на энергию  $4.8 \cdot 10^{-13}$  Дж (3 МэВ) и током пучка в импульсе  $50 \cdot 10^{-3}$  А состоял из двух резонансных ускоряющих секций и расположенного между ними фокусирующего магнитного квадрупольного триплета. Резонаторы ускоряющих секций размещались в отдельных вакуумных объемах. В первом резонаторе трубки дрейфа располагались на двух парах сплошных держателей и образовывали 22 ускоряющих периода. Вторая секция включала 13 ускоряющих периодов, которые формировали три неполных периода фокусировки. Трубки дрейфа этой секции располагались на одной паре гребенчатых держателей. Такое разбиение ускоряющего канала на отдельные секции не только упрощает

технологии изготовления гребенчатых держателей и настройку резонаторов, но и позволяет получить оптимальное распределение напряженности электрического поля вдоль оси системы, по мере роста величины ускоряющих зазоров, без существенного снижения электродинамических характеристик и электрической прочности канала. Между ускоряющими секциями размещался магнитный квадрупольный триплет для формирования пучка с фазовыми характеристиками, необходимыми для согласования с аксептансом и сепаратриссой последующей секции. Структура обеспечивала ускорение пучка до выходной энергии практически без потерь.

Конструкция линейного дейтронного ускорителя непрерывного действия на энергию  $36,8 \cdot 10^{-13}$  Дж (23 МэВ) с током  $3 \cdot 10^{-3}$  А [38] определялась параметрами имеющихся в наличии генераторов ВЧ - питания. Ускоряющий канал был разбит на девять отдельных секций, а напряженность электрического поля в ускоряющих зазорах не превышала  $45 \cdot 10^5$  В/м. Ускоряющее-фокусирующий канал рассчитывался таким образом, чтобы минимизировать потери дейтронов, особенно в последних секциях, с учетом снижения жесткости динамики пучка с уменьшением напряженности поля. Согласование продольных фазовых характеристик на переходах между секциями осуществлялось путем выбора длины участка дрейфа и формированием на выходе секций сгустков, сходящихся в продольном направлении. Для этого последние ускоряющие периоды каждой секции строились фазирующими. Дефокусирующее действие последних зазоров компенсировалось магнитными триплетами. Такой подход при моделировании динамики пучка позволил упростить построение ускоряющего канала и существенно уменьшить потери частиц в последних высокоэнергетических секциях.

Перспективная концепция обеспечения устойчивости движения частиц в линейных резонансных ускорителях легких ионов основанная на комбинации переменного-фазовой фокусировки и фокусировки продольным магнитным полем [39,40]. Методом математического моделирования исследован вариант канала для ускорения протонов от  $0,144 \cdot 10^{-13}$  Дж (90 кэВ) до  $137,6 \cdot 10^{-13}$  Дж (86 МэВ) с током на уровне  $35 \cdot 10^{-3}$  А. Ускоряющая секция представляла собой объемный цилиндрический резонатор, нагруженный трубками дрейфа. Трубки дрейфа из ферромагнитного материала с высокой индукцией насыщения заключены в медную оболочку, толщиной более величины скин-слоя на рабочей частоте ускорителя. Магнитное поле в ускоряющем канале, на участках между трубками дрейфа, создается внешней по отношению к резонатору магнитной цепью. Она включает ферромагнитные сердечники и торцевые магнитопроводы. Соленоиды, расположенные на ферромагнитных сердечниках служат для создания магнитодвижущей силы. Суммарный поток магнитной индукции, создаваемый соленоидами, замыкается по участку внутренней магнитной цепи, образованной последовательностью трубок дрейфа и зазоров между ними. Таким образом, вакуумное магнитное поле концентрируется на участках между трубками дрейфа, образуя цепочку коротких, аксиально-симметричных магнитных линз, создающих дополнительный к ППФ фокусирующий эффект.

Оценки показывают, что при наличии магнитного поля средний ток на входе последней секции можно увеличить до  $40 \cdot 10^{-3}$  А и при этом критерий радиационной чистоты канала не будет превышен, тогда как при выключенном магнитном поле последней секции потери частиц превышают уже при токе  $0,2 \cdot 10^{-3}$  А на входе этой секции.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение  $H$  – резонаторов в сочетании с обеспечением устойчивости динамики движения пучков методом модифицированной переменного – фазовой фокусировки позволяет создавать сильноточные малогабаритные линейные ускорители различного назначения в широком диапазоне энергий ускоренных частиц, наиболее полно удовлетворяющие требованиям к ускорителям прикладного назначения. Метод МППФ достаточно универсален и дает возможность разрабатывать эффективные ускоряющие структуры не только на его основе, но и в комбинации с другими методами, например с фокусировкой магнитным полем. Опыт, полученный в процессе разработки  $H$ -резонаторов с МППФ, дает надежду на расширение диапазона исследований ускорителей такого типа в область энергий ускоренного пучка до  $1,6 \cdot 10^{-11}$  Дж (100 МэВ) и выше.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rjabuhin Ju.S., Shal'nov A.V. Uskorennye puchki i ih primenenie. – М.: Atomizdat, 1980. – 182 s.
2. Sbornik dokladov Desjatogo mezhdunarodnogo soveshhanija po primeneniju uskoritelej zarjzhennyh chastic v promyshlennosti i medicine / CNIIatominform. – Moskva, 2001. – 440 s.
3. Murin B.P., Bondarev B.I., Kushin V.V., Fedotov A.P. Linejnye uskoriteli ionov. T.1.– М.: Atomizdat, 1978.– 264 s.
4. Murin B.P., Kul'man V.G., Lomize L.G., Poljakov B.I., Fedotov A.P. Linejnye uskoriteli ionov. T.2.– М.: Atomizdat, 1978. – 320 s.
5. Blewett J.P. Linear accelerator injector for proton synchrotron // Symposium on High Energy Accelerators / CERN, Geneva, 1956. – P.159 166.
6. Pottier J. Une nouvelle structure a cavite resonante pour accselelateurs lineaires dions // Note C.E.A. No. 195 / C.E.A.– Cedex France, 1957. – 9 p.
7. Zejdlie P.M., Jamnickij V.A. Issledovanie uskorjajushhih sistem, rabotajushhih na volnah, analogichnyh N // Atomnaja energija. – 1961. – T. 10. – Vyp. 5. – S. 469 - 477.



8. Bomko V.A., Revuckij E.I., Bolotin L.I. Issledovanie uskorjajushhej struktury na N111 volne // ZhTF. – 1964. – T.34. – Vyp.7. – S. 1259–1265.
9. Kovpak N.E., Baranov L.N., Zejdlc P.M. Linejnyj uskoritel' protonov na energiju 2,5 MeV // UFZh. – 1968. – T.13. – Vyp. 4. S. 553–566.
10. Kovpak N.E., Papkovich V.G., Hizhnjak N.A., Shulika N.G. Issledovanie dispersionnyh karakteristik nagruzhennyh rezonatorov, vzbuzhdaemyh volnami tipa N // Problems of Atomic Science and Technology. - Series: Fizika vysokih energij i atomnogo jadra. – 1975. – Vyp.- 1(13). – S. 29–34
11. Baranov L.N., Bryzgalov G.A., Kovpak N.E., Papkovich V.G., Hizhnjak N.A., Shulika N.G. Issledovanie raspredelenija naprijazhennosti jelektricheskogo polja na osi nagruzhennyh N - rezonatorov // Problems of Atomic Science and Technology. - Series: Fizika vysokih energij i atomnogo jadra. - 1975. – Vyp. 1(13). – S. 35–39.
12. Baranov L.N., Bryzgalov G.A., Verbovskij V.V., Kovpak N.E., Onoprienko V.T., Papkovich V.G., Hizhnjak N.A., Shulika N.G., Jashin V.P. Malogabaritnyj linejnyj uskoritel' dejtonov na energiju 3 MeV // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Fizika vysokih energij i atomnogo jadra. - 1975. – Vyp. 1(13). – S. 15–17.
13. Baranov L.N., Bryzgalov G.A., Verbovskij V.V., Kovpak N.E., Onoprienko V.T., Papkovich V.G., Hizhnjak N.A., Shulika N.G. Issledovanie malogabaritnogo linejnogo uskoritelja dejtonov na energiju 3 MeV // Problems of Atomic Science and Technology. - Series: Fizika vysokih energij i atomnogo jadra. – 1975. - Vyp.1(13) . – S. 18–21
14. Bondarenko Ju.I., Medvedev A.B., Rudenko V.S. Ispol'zovanie dejtronov s energiej 3 MeV v aktivacionnom analize // Atomnaja energija. – 1981. – T. 52. – Vyp. 3. – S. 189–190.
15. Good M.L. Phase-Reversal focusing in Linear Accelerators // Phys.Rev. – 1953. – Vol.92. – No. 2. – P. 538–545.
16. Fajnberg Ja.B. Peremennno-fazovaja fokusirovka v linejnyh uskoriteljah // ZhTF. – 1959. – T. 29. – Vyp. 5. – S. 568–573.
17. Kapchinskij I.M. Teorija linejnyh rezonansnyh uskoritelej. – M.: Energoizdat, 1982. – 310 s.
18. Kushin V.V., Zarubin B.T., Svirin V.V., Chistjakova N.M. Linejnyj uskoritel' protonov na energiju 550 keV s asimmetrichnoj fazoperemennnoj fokusirovkoj // PTE. – 1972. – No. 6. – S. 15–17.
19. Ukaz Prezidenta Ukraïni vid 11 grudnja 1996 r No.1190 Pro prisudzhenija Derzhavnih premij Ukrayini v galuzi nauki i tehniki 1996 roku Gazeta: Urjadovij Kurier. zasnovnik «Kabinet Ministriv Ukrayini ». – No. 243(938). – 26 grudnja 1996 r.
20. Papkovich V.G., Hizhnjak N.A., Shulika N.G. Peremennno - fazovaja fokusirovka v linejnyh uskoriteljah // Problems of Atomic Science and Technology. - Series: Tehnika fizicheskogo eksperimenta. – 1978. – No. 2(2). – S. 51–56.
21. Malyshev Je.N., Azovskaja Z.A., Papkovich V.G., Belej A.S., Skoromnyj G.M., Hizhnjak N.A., Shulika N.G. O vozmozhnosti primenenija modifirovannoj peremennno-fazovoj fokusirovki v uskoriteljah mnogozarjadnyh ionov pri malyh energijah // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Tehnika fizicheskogo eksperimenta. – 1983. – Vyp. 3(15). – S. 20–24.
22. Belej A.S., Gonchar V.Ju., Kaplin S.S., Sapelkin S.A., Hizhnjak N.A., Shestopal S.A., Shulika N.G. Chislennoe modelirovanie dinamiki chastic v uskoritele protonov na 3 MeV s peremennno - fazovoj fokusirovkoj (PFF) // Preprint HFTI AN USSR. -1980. - HFTI 80 29. – 27 S.
23. Horuzhij V.M., Hizhnjak N.A., Shulika N.G. K teorii modifirovannoj peremennno-fazovoj fokusirovki // UFZh. - 1983. – T. 28. - S. 1668–1674.
24. Gusev E.V., Hizhnjak N.A. Issledovanie peremennno – fazovoj fokusirovki v linejnyh protonnyh uskoriteljah // Trudy 14 soveshhanija po uskoriteljam zarjazhennyh chastic. – T. 3. Protvino. – 1994. – S. 33–43.
25. Belej A.S., Kabanov V.S., Shulika N.G. i dr. O predele toka v uskoritele s peremennno-fazovoj fokusirovkoj // AE. – 1980. – T. 49. – Vyp. 5. – S. 294–295.
26. Belej A.S., Kaplin S.S., Hizhnjak N.A., Shestopal S.A., Shulika N.G. O nekotoryh osobennostjah peremennno - fazovoj fokusirovki // UFZh. – 1982. – T. 27. – S. 1132–1136.
27. Hizhnjak N.A. Linejnye uskoriteli tjazhelyh zarjazhennyh chastic HFTI AN USSR // UFZh. – 1978. – T. 23. - No. 11. – S. 1853–1865.
28. Karetnikov D.V., Slivkov I.N., Tepljakov V.A., Fedotov A.P., Shembel' B.K. Linejnye uskoriteli ionov. – M.: Gosatomizdat. - 1962. – 208 s.
29. Val'dner O.A., Vlasov A.D., Shal'nov A.V. Linejnye uskoriteli . – M.: Atomizdat. – 1969. – 248 s.
30. Gonchar V.Ju., Kaplin S.S., Sapelkin S.A., Hizhnjak N.A., Shulika N.G. Modelirovanie na EVM dinamiki chastic v linejnom uskoritele s peremennno-fazovoj fokusirovkoj // UFZh. – 1979. – T. 24. - No. 11. – S. 1705–1709.
31. Kaplin S.S., Hizhnjak N.A., Shulika N.G. i dr. O vozmozhnosti ispol'zovanija bystrodejstvujushchih EVM dlja rascheta uskorjajushchih traktov s peremennno - fazovoj fokusirovkoj // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Tehnika fizicheskogo eksperimenta. – 1980. - Vyp. 2 (6). - S. 18–20
32. Belej A.S., Gusev E.V., Derepovskij V.N., Kaplin C.S., Krivulja S.Ju., Shestopal S.A., Shulika N.G. Proekt rekonstrukcii uskorjajushhej struktury malo gabaritnogo linejnogo uskoritelja dejtronov // Problems of Atomic Science and Technology. - Series: Tehnika fizicheskogo eksperimenta. – 1987. - Vyp. 4 (35). – S. 8–10.
33. Voronko V.A., Gusev E.V., Demchenko P.A., Sotnikov V.V., Shulika N.G., Shulika O.N. Chislennoe modelirovanie dinamiki chastic v kanale linejnogo rezonansnogo uskoritelja dejtronov na energiju 23 MeV // Problems of Atomic Science and Technology. - Series: Nuclear Physics Investigations. - 2008. - No. 3 (49). – S. 86–90.
34. Vdovin S.A., Gusev E.V., Demchenko P.A., Shulika O.N., Shulika N.G. Chislennoe modelirovanie dinamiki chastic v kanale linejnogo rezonansnogo uskoritelja dejtronov na energiju 3 MeV // Tezisy dokladov HHI Mezhdunarodnogo seminaru po uskoriteljam zarjazhennyh chastic / HFTI, Har'kov, 2009. – S. 85–86.
35. Gusev E.V., Demchenko P.A., Shulika N.G. Eksperimental'noe testirovanie chislennoe modelirovanija elektricheskikh polej v uskorjajushhej struktury // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations . – 2010. - No. 3 (54). – S. 67–71.
36. Hizhnjak N.A., Shiljaev B.A., Shulika N.G. Radiacionnye i materialovedcheskie problemy linejnyh uskoritelej zarjazhennyh chastic // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Tehnika fizicheskogo eksperimenta. – 1988. – No. 2(37). – S. 11–15.

37. Vdovin S.A., Gusev E.V., Demchenko P.A., Shulika N.G. Linejnyj uskoritel' dejtronov dlja elementnogo analiza // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations . – 2010. - No. 2 (53). – S. 29-33.
38. Voronko V.A., Gusev E.V., Demchenko P.A., Lymar' A.G., Sotnikov V.V., Shulika N.G., Shulika O.N. Linejnyj dejtronnyj uskoritel' nepreryvnogo dejstvija // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations. – 2008. - No. 5 (50). – S. 28-32.
39. Vdovin S.A., Demchenko P.A., Gusev E.V., Shulika N.G., Shulika O.N. Kombinirovannaja fokusirovka v linejnom uskoritele ionov // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration. – 2010. - No. 4 (68). – S. 325-329.
40. Vdovin S.A., Gusev E.V., Demchenko P.A., Shulika O.N., Shulika N.G. Uskorjajushhaja sistema tehnologicheskogo linejnogo uskoritelja dejtronov // Tezisy dokladov HHII Mezhdunarodnogo seminaru po uskoriteljam zarjzhennyh chastic/ HFTI, Har'kov, 2011. – S. 93.