

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ УСКОРИТЕЛЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Масунов Э.С., Самошин А.В. (НИЯУ МИФИ, г. Москва)

В последнее время во многих ускорительных центрах мира активно обсуждаются проекты сверхпроводящих линейных ускорителей ионов, в которых можно было бы ускорять как легкие, так и тяжелые ионы от протонов и дейтронов до ядер урана [1]. При низкой энергии такой универсальный ускоритель является дополнением к уже действующим установкам и может быть использован в качестве ускорителя редких радиоактивных изотопов.

Среди проектов, которые рассматриваются в настоящее время, следует отметить ускоритель редких изотопов AEBF в Аргонской национальной лаборатории (США), сверхпроводящий линейный ускоритель радиоактивных изотопов GANIL (Франция), TRIUMF (Канада) [1—3]. В Мичиганском университете (США) в 2013—2017 гг. планируется создание ускорителя редких изотопов FRIB [4], который, как предполагается, обеспечит ученых информацией о свойствах этих изотопов для лучшего понимания возникновения и эволюции Вселенной. Предполагается также разработать новый инжектор тяжелых ионов для нуклотрона в Дубне (в рамках проекта NICA) [5]. Начальный участок таких ускорителей включает один или несколько источников тяжелых ионов и специальную систему формирования и транспортировки пучка [6]. Обычно за источником низкоэнергетичных ионов следуют группирователь и основной участок, в котором можно ускорять ионы с разным отношением заряда к массе. Самым сложным представляется ускорение ионов разных типов в основной части, где энергия на нуклон превышает 100 кэВ.

Трудность создания универсального линейного ионного ускорителя с малой и средней энергией обусловлена жесткими требованиями к системам фокусировки и ускорения нерелятивистских и слабoreлятивистских пучков в его начальной части. Для решения данной задачи предлагается использовать один универсальный высокочастотный ускоритель, основной участок которого состоит из идентичных независимо фазируемых коротких сверхпроводящих резонаторов, обеспечивающих высокий темп набора энергии [1]. Эффективное ускорение частиц с

разным отношением заряда к массе возможно с помощью специального выбора амплитуды и фазы ВЧ-поля в каждом резонаторе. Сверхпроводимость позволяет создать линейный ускоритель нового поколения, где удастся существенно увеличить амплитуду ускоряющего поля до 40 МВ/м. В случае малой скорости ионных пучков в качестве ускоряющих структур обычно применяются четверть- и полуволновые резонаторы с малым числом зазоров. Сверхпроводящие резонаторы должны быть одинаковыми. Это означает, что фазовая скорость волны будет постоянной в каждом резонаторе. При большом числе резонаторов их экономически выгодно разделить на несколько групп, каждая из которых будет состоять из идентичных резонаторов. Очевидно, что в таком ускорителе нарушается принцип автофазировки, при которой в любой момент времени скорость синхронной частицы равна фазовой скорости ускоряющей волны. Поэтому число одинаковых резонаторов должно быть всегда ограничено, а число групп, объединяющих резонаторы с идентичной геометрией, минимально. Более того, для каждого типа ионов должны быть выбраны свои оптимальные рабочие параметры системы, которые обычно находятся методами численного моделирования.

Другая важная проблема связана с изучением фокусировки пучка в системе независимо фазируемых сверхпроводящих резонаторов. Во всех проектах предполагается, что фокусировку пучка можно реализовать, разместив фокусирующие линзы (соленоиды или квадруполь) в свободных промежутках между резонаторами. Сравнение квадруполь и соленоидов показывает, что при малой скорости ионов соленоиды более предпочтительны [7]. Это связано с малой огибающей пучка, которая при небольшой скорости пучка $\beta = v/c \sim 0,01—0,06$ не должна превышать 3—4 мм. При использовании квадруполь, когда огибающая увеличивается, возникает сильная связь между продольным и поперечным движением, что резко ухудшает качество пучка на выходе из ускорителя [8].

Известно, что на ATLAS (США), где ускоряются ионы с отношением заряда к массе $Z/A \sim 0,1$, используют соленоиды с магнитным

полем $B = 9$ Тл [9]. При ускорении ионов с меньшим отношением Z/A требуется большее магнитное поле, но разработка новых соленоидов с $B > 9$ Тл является сложной инженерной задачей, поэтому требуются новые технические решения для фокусировки ионов с $Z/A < 0,1$.

В настоящей работе анализируется возможность фокусировки тяжелых ионов с отношением заряда к массе $Z/A \geq 1/66$, например, $^{132}\text{Sn}^{2+}$ [8] для проекта RIA [1, 9]. В начальной части ускорителя скорость β изменяется от 0,01 до 0,06. Начальный поперечный эмиттанс пучка принят равным $V_r = 0,1\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, начальный продольный эмиттанс пучка на нуклон $V_z = 0,3\pi \cdot \text{кэВ/нс}$, напряжение на один резонатор 1 МВ.

Анализ устойчивости пучка с помощью матриц преобразования. Рассмотрим ускоряющую и фокусирующую систему с периодом, состоящим из периодической последовательности многозазорных резонаторов и магнитных соленоидов (стандартная схема фокусировки) [1]. В предположении, что в инжектируемом пучке отсутствует азимутальный компонент скорости, уравнение движения для продольной и поперечной координат z и r можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(A m_p \gamma \frac{dz}{dt} \right) &= e Z E_z(\mathbf{r}, t) - \frac{e^2 Z^2}{2 A m_p \gamma} \frac{\partial}{\partial z} A_\phi^2; \\ \frac{d}{dt} \left(A m_p \gamma \frac{dr}{dt} \right) &= e Z E_r(\mathbf{r}, t) (1 - \beta \beta_G) - \frac{e^2 Z^2}{2 A m_p \gamma} \frac{\partial}{\partial r} A_\phi^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где A — число нуклонов в ядре; m_p — масса протона; Z — зарядность иона; β_G — геометрическая скорость в резонаторе; A_ϕ — азимутальный компонент вектора-потенциала магнитного поля соленоида. Соответствующие компоненты B_z и B_r магнитного поля соленоида могут быть найдены из условия

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi); \quad B_r = -\frac{\partial A_\phi}{\partial z}.$$

В каждом резонаторе ускоряющее ВЧ-поле можно представить как сумму пространственных гармоник:

$$\begin{cases} E_z = E_0 \sum I_0(h_n r) \cos[h_n(z - z_i)] \cos(\omega t); \\ E_r = E_0 \sum I_1(h_n r) \sin[h_n(z - z_i)] \cos(\omega t), \end{cases}$$

где E_0 — амплитуда ВЧ-поля на оси резонатора; $h_n = \pi/D + 2\pi n/D$ — продольное волновое число для n -й гармоники поля, $n = 0, 1, 2, \dots$; I_0, I_1 — функции Бесселя; L_r — длина резонатора ($-L_r/2 < z - z_i < L_r/2$); z_i — координата центра i -го резонатора. Предполагается, что в резонаторе ускоряющее поле возбуждается на колебаниях π -вида, так что период резонатора D связан с фазовой скоростью нулевой гармоники поля β_G условием $D = \beta_G \lambda/2$.

Продольную и поперечную динамику сгруппированного пучка в случае магнитной периодической фокусировки удобно анализировать матричным методом [10, 11]. При исследовании динамики модулированного пучка, состоящего из коротких хорошо сгруппированных сгустков, преимущество данного метода расчета очевидно, так как продольные и поперечные силы, действующие на ионы сгустка, можно с хорошей точностью считать линейными относительно квазиравновесной частицы. Назовем квазиравновесной частицу, которая движется по оси ускорителя и у которой отсутствуют медленные фазовые и поперечные колебания. Представим амплитуду электрического поля в резонаторах и магнитного поля в соленоидах в виде кусочно-постоянных функций. Будем предполагать, что скорость частиц пучка всегда близка к фазовой скорости основной гармоники ВЧ-поля в резонаторе. При малом числе зазоров в резонаторе скорость частиц изменяется незначительно. Тогда удельный прирост энергии квазиравновесной частицы в резонаторе $\Delta \tilde{W} = \tilde{U} T \cos \phi_c$, где $\tilde{U} = e Z E_0 L_{\text{рез}} / A m c^2$ — безразмерная амплитуда напряжения в резонаторе; $T = \sin Y / Y$ — пролетный фактор; $Y = \pi(\beta_G - \beta) L_{\text{рез}} / \lambda \beta_G^2$; $L_{\text{рез}}$ — длина резонатора; ϕ_c — фаза квазиравновесной частицы в ВЧ-поле резонатора; λ — длина волны в резонаторе.

Будем считать, что изменение скорости и энергии квазиравновесной частицы пучка на всей длине ускорителя известно. Представляет интерес рассмотреть, как изменяются энергия и фаза других частиц в сгустке относительно энергии и фазы квазиравновесной частицы. Пусть $\Delta \gamma = \gamma_c - \gamma$, $\xi = \omega(t - t_c)$ обозначим малое отклонение энергии и фазы произвольной частицы от энергии и фазы квазиравновесной частицы. Здесь γ_c, t_c — энергия квазиравновесной частицы и время ее движения на участке от на-

чала ускорителя до координаты z . Тогда ξ и $\Delta\gamma$ на выходе из резонатора можно найти, если известны их значения на входе согласно уравнению

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \Delta\gamma \end{pmatrix}_{\text{ВЫХ}} = M_{\text{рез}}^z \begin{pmatrix} \xi \\ \Delta\gamma \end{pmatrix}_{\text{ВХ}}.$$

Здесь $M_{\text{рез}}^z = \begin{pmatrix} C_{1,z} (L_{\text{рез}}/L_v) S_{1,z} \\ T\tilde{U} S_{1,z} \sin\phi_i C_{1,z} \end{pmatrix}$; $C_{1,z} = \cos\chi_z$;

$S_{1,z} = \sin\chi_z/\chi_z$; $\chi_z = \sqrt{-4\alpha(L_{\text{рез}}/L)\sin\phi_i}$, где $L_v = \lambda\beta^3\gamma^3/(2\pi)$ — величина, зависящая от скорости пучка и длины волны ускоряющего поля. Матрицу M_L^z для свободного промежутка длиной L можно получить, положив $\tilde{U} = 0$.

Аналогичным образом можно найти радиус r и угловую расходимость неравновесной частицы сгустка при пролете частиц через резонатор и соленоид. В случае резонатора из второго выражения (1) имеем

$$\begin{pmatrix} r \\ \frac{dr}{dz} \end{pmatrix}_{\text{ВЫХ}} = M_{\text{рез}}^r \begin{pmatrix} r \\ \frac{dr}{dz} \end{pmatrix}_{\text{ВХ}},$$

где $M_{\text{рез}}^r = \begin{pmatrix} C_{1,r} & L_{\text{рез}} S_{1,r} \\ -\frac{\tilde{U}}{2L_v} S_{1,r} \sin\phi_i & C_{1,r} \end{pmatrix}$; $C_{1,r} = \cos\chi_r$;

$S_{1,r} = \sin\chi_r/\chi_r$; $\chi_r = \sqrt{2\alpha(L_{\text{рез}}/L)\sin\phi_i}$.

Отметим, что при $\phi_i > 0$ пучок будет фокусироваться, при $\phi_i < 0$ — дефокусироваться.

Безразмерный параметр $\alpha = L\tilde{U}/(4L_v)$ зависит не только от амплитуды ускоряющего поля U , но и от скорости квазиравновесной частицы β_c . Величина α убывает с ростом скорости как $1/\beta^3$.

Для нахождения матрицы при пролете соленоидом длиной $L_{\text{сол}}$ достаточно положить $A_\phi = rB/2$:

$$\begin{pmatrix} r \\ \frac{dr}{dz} \end{pmatrix}_{\text{ВЫХ}} = M_{\text{сол}}^r \begin{pmatrix} r \\ \frac{dr}{dz} \end{pmatrix}_{\text{ВХ}},$$

где $M_{\text{сол}}^r = \begin{pmatrix} C_\theta & L_{\text{сол}} S_\theta \\ -\frac{1}{F} & C_\theta \end{pmatrix}$ — матрица соленоидов;

$C_\theta = \cos\theta$; $S_\theta = \sin\theta/\theta$; $F = L_{\text{сол}}/(\theta\sin\theta)$ — фокус-

ное расстояние. Величина $\theta = L_{\text{сол}}/(2\rho)$ определяется через длину соленоидов $L_{\text{сол}}$ и ларморовский радиус $\rho = Amc\gamma\beta/eZB$. Соответственно матрица свободного промежутка длиной L_d будет иметь

$$\text{традиционный вид } M_{L_d}^r = \begin{pmatrix} 1 & L_d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Зная матрицы для отдельных участков, можно определить элементы матрицы периода для продольного и поперечного движений M_L^z и M_L^r , сдвиг фазы продольных μ_z и поперечных колебаний μ_r на один период структуры (параметр Флоке), а также общие условия продольной и поперечной устойчивости пучка:

$$\cos\mu_z = \frac{1}{2} \text{Sp} M_L^z, \quad |\cos\mu_z| \leq 1; \quad (2)$$

$$\cos\mu_r = \frac{1}{2} \text{Sp} M_L^r, \quad |\cos\mu_r| \leq 1. \quad (3)$$

Окончательный выбор параметра Флоке μ_r может быть сделан, если заданы максимальная огибающая пучка X_m и приведенный эмиттанс $\varepsilon_r = \beta\gamma V_r/\pi$:

$$\mu_r = \arcsin\left(\frac{M_{12}\varepsilon_r}{\beta\gamma X_m^2}\right), \quad (4)$$

где M_{12} — недиагональный элемент матрицы периода M_L^r в точках с максимальной огибающей.

Анализ устойчивости пучка в сверхпроводящем ускорителе при фокусировке соленоидом. Зная матрицу периода для продольного и поперечного движений, несложно найти область устойчивости продольных и поперечных колебаний частиц. Параметр Флоке μ_z для продольного движения определяется через диагональные элементы матрицы M_L^z по выражению

$$\cos\mu_z = C_{1,z} + \frac{2\alpha}{L} (2L_d + L_{\text{сол}}) S_{1,z} \sin\phi_i. \quad (5)$$

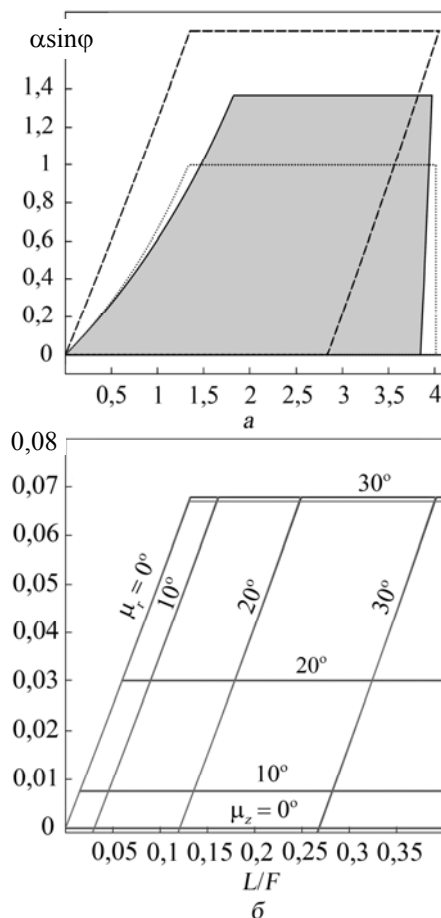
Аналогичным образом параметр Флоке μ_r для поперечного движения можно найти через диагональные элементы матрицы M_L^r :

$$\begin{aligned} \cos \mu_r = C_{1,r} C_0 - \frac{L_d}{F} C_{1,r} - \frac{L_{\text{рез}}}{2F} S_{1,r} - \\ - \frac{\alpha}{L} L_{\text{кол}} S_{1,r} S_0 \sin \varphi_1 - \frac{2\alpha}{L} L_d C_0 S_{1,r} \sin \varphi_1 + \\ + \alpha \frac{L_d^2}{LF} S_{1,r} \sin \varphi_1. \end{aligned} \quad (6)$$

В дальнейшем для удобства заменим $\varphi = -\varphi_1$. Совместное решение неравенств (2) и (3) определяет общую область устойчивого движения пучка на всем участке ускорения.

На рис. 1, а показана диаграмма устойчивости на плоскости переменных $(\alpha \sin \varphi; L/F)$ (—), найденная из общего решения выражений (2), (3), (5) и (6). Для сравнения здесь же изображена область устойчивости в приближении, что длина резонатора и соленоида намного меньше длины периода ускорителя ($\cdots$), и в приближении тонких линз, когда можно пренебречь фазовым и поперечным движением частиц внутри резонатора и соленоида (---).

При нахождении основных параметров ускоряющего канала важно, чтобы рабочая точ-



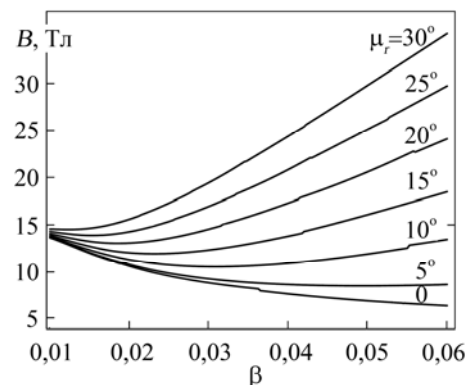
Р и с. 1. Общая область устойчивости движения пучка при $\beta = 0,02$

ка, соответствующая выбранным параметрам Флоке μ_z и μ_r , находилась внутри области устойчивости, но вдали от ее границы. Зная отношение L/F , которое необходимо для фокусировки ионов во всем диапазоне рассматриваемых скоростей, можно найти магнитное поле для выбранных параметров Флоке μ_r . На рис. 1, б видно, что μ_r можно увеличить, если сделать длину периода L больше или уменьшить фокусное расстояние F , т.е. увеличить магнитное поле. Здесь же приведено решение, полученное в приближении тонких линз, когда длина резонатора и соленоида намного меньше длины периода ускорителя. Видно, что решения почти совпадают.

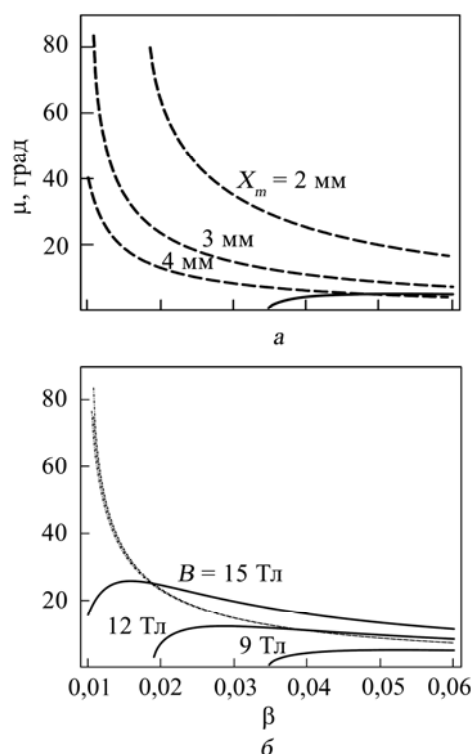
Найдем фокусирующее магнитное поле соленоида для $Z/A = 1/66$. Используя формулу (6), можно показать, что в случае постоянной длины периода фокусировки и параметра μ_r при увеличении скорости ионов изменяется магнитное поле. На рис. 2 видно, что магнитное поле изменяется немонотонно при небольшой скорости частиц.

Окончательный выбор конкретного магнитного поля B и параметра Флоке μ_r может быть сделан, если задан максимальный размер огибающей пучка. Размер огибающей внутри периода структуры зависит от положения фокусирующих элементов. Используя уравнение (5), можно показать, что минимальная огибающая будет в середине резонатора, максимальная — в середине соленоида.

Если поперечный эмиттанс пучка задан и выбрана максимальная огибающая пучка X_m , то можно найти зависимость параметра Флоке от скорости частиц, используя ранее приведенное соотношение (4). На рис. 3, а приведена зависимость параметра Флоке от скорости частиц при



Р и с. 2. Зависимость фокусирующего магнитного поля B от скорости ионов β для разных параметров Флоке μ_r .



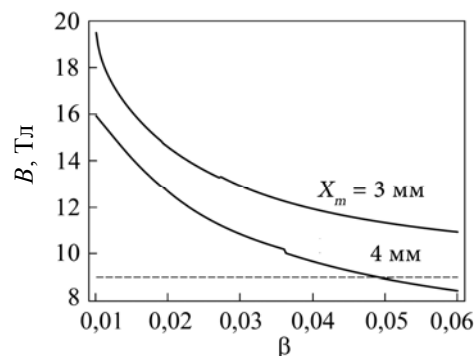
Р и с. 3. Выбор параметра Флоке μ_r для разных огибающих X_m пучка при $B = 9$ Тл (а) и разного магнитного поля B (б) при $\phi_0 = -20^\circ$

$Z/A = 1/66$ и условии, что задана максимальная огибающая для магнитного поля $B = 9$ Тл (---) при $V_r = 0,1\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. На этом же рисунке приведена зависимость параметра Флоке $\mu_r(\beta)$ (—), найденная по формуле (6), при $\phi_1 = -20^\circ$ и том же магнитном поле. Видно, что только при $\beta > 0,048$ можно реализовать условия фокусировки, при которых огибающая пучка не будет превышать 4 мм, при этом μ_r будет меньше 10°. Если скорость пучка $\beta < 0,048$, необходимо увеличивать магнитное поле, чтобы при тех же условиях обеспечить фокусировку пучка на всем участке ускорения от $\beta = 0,01$ до $\beta = 0,06$. Это показано на рис. 3, б, где изображена зависимость параметра Флоке μ_r от β для трех значений магнитного поля 9, 12 и 15 Тл при $\phi_0 = -20^\circ$ (—). Здесь же приведены значения μ_r , соответствующие условию, что огибающая не превышает 3 мм (---). Видно, что при магнитном поле $B = 15$ Тл можно реализовать условия фокусировки почти для всего рассматриваемого диапазона скоростей при условии, что огибающая пучка не превышает 3 мм (кроме небольшого участка $0,01 < \beta < 0,018$).

Если считать, что максимальный размер огибающей пучка X_m задан на всем участке ускорения, несложно найти зависимость минимального магнитного поля от скорости ионов для фокусировки пучка в системе из периодической последовательности соленоидов и резонаторов. Эту зависимость можно получить, решая совместно уравнения (4) и (6). В случае, когда максимальная огибающая $X_m = 3$ мм, $B_{\min}$ с увеличением скорости уменьшается от 19,5 Тл при $\beta = 0,01$ до 11 Тл при $\beta = 0,06$. Если $X_m = 4$ мм, то $B \leq 9$ Тл только при скорости $\beta > 0,05$ (рис. 4).

Таким образом, исследование условий фокусировки пучка с помощью магнитных соленоидов в сверхпроводящих ускорителях показывает, что при малой скорости ионов пучок может быть фокусирован только с помощью сверхпроводящих соленоидов, магнитное поле которых превышает 10 Тл. Отметим, что в настоящее время в ускорителях уже успешно используются соленоиды с магнитным полем до 9 Тл (на рис. 4 это показано пунктиром). Поэтому целесообразно найти метод фокусировки, при котором можно применять эти же соленоиды при рассматриваемых параметрах ускорителя.

Выбор условий устойчивости пучка тяжелых ионов в системе с фазопеременной фокусировкой. Рассмотрим возможность сохранения малых поперечных размеров пучка тяжелых ионов только за счет ВЧ-фокусировки в системе из независимо фазированных резонаторов. ВЧ-поле, ускоряющее пучок при отрицательной фазе частицы в резонаторе, фокусирует частицы в продольном и дефокусирует в поперечном направлении. При положительной фазе квазиравновесной частицы пучок дефокусируется в продольном и фокусируется в поперечном на-



Р и с. 4. Зависимость фокусирующего магнитного поля соленоидов от скорости пучка при постоянной огибающей

правлении. Как известно, общее действие фокусирующего и дефокусирующего элементов в сумме дает фокусирующий эффект. Поскольку знак фазы ускоряющего поля должен изменяться от одного резонатора к другому, данный тип фокусировки получил название фазопеременной фокусировки [12].

Проанализируем условия устойчивости продольного и поперечного движения в этой структуре. Длина периода $L = 2L_d + 2L_{\text{рез}}$. Будем считать, что фазы влета в резонатор настраиваются независимым образом и обозначим их φ_1 , φ_2 для первого и второго резонатора соответственно. Из матриц периода для продольного и поперечного движения M_L^z и M_L^r найдем параметры Флоке:

$$\cos \mu_z = \frac{1}{2} \text{Sp}(M_L^z) = C_{1,z} C_{2,z} + 4\alpha \frac{L_d}{L} (S_{1,z} C_{2,z} \sin \varphi_1 + C_{1,z} S_{2,z} \sin \varphi_2) + 2\alpha \frac{L_{\text{рез}}}{L} S_{1,z} S_{2,z} (\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2) + 8\alpha^2 \frac{L_d^2}{L^2} S_{1,z} S_{2,z} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2; \quad (7)$$

$$\cos \mu_r = \frac{1}{2} \text{Sp}(M_L^r) = C_{1,r} C_{2,r} - 2\alpha \frac{L_d}{L} (S_{1,r} C_{2,r} \sin \varphi_1 + S_{2,r} C_{1,r} \sin \varphi_2) - \alpha \frac{L_{\text{рез}}}{L} S_{1,r} S_{2,r} (\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2) + 2\alpha^2 \frac{L_d^2}{L^2} S_{1,r} S_{2,r} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2. \quad (8)$$

Здесь индекс 1 соответствует первому, 2 — второму резонатору.

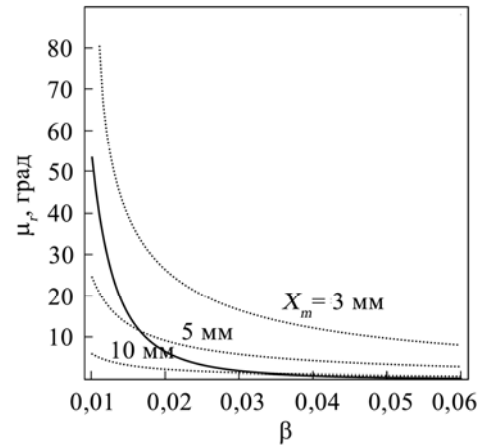
Вначале проанализируем устойчивость пучка в простейшем случае, когда $\varphi = \varphi_1 = -\varphi_2$, при условии, что длина резонаторов намного меньше периода структуры. В этом случае по выражениям (7), (8) получим

$$\cos \mu_z = 1 - 2\alpha^2 \sin^2 \varphi; \quad \cos \mu_r = 1 - \alpha^2 \sin^2 \varphi/2.$$

В предельном случае, когда фактор дефокусировки $\alpha \ll 1$, из этих уравнений следует

$$\mu_z = 2\mu_r = 2\alpha \sin \varphi,$$

т.е. движение всегда устойчиво, но параметры Флоке μ_z и μ_r имеют малые значения. При увеличении α условия поперечной и продольной устойчивости выполняются до тех пор, пока $\alpha \sin \varphi < 1$. При $1 < \alpha \sin \varphi < 2$ нарушается только продольная устойчивость, при $\alpha \sin \varphi > 2$ пучок

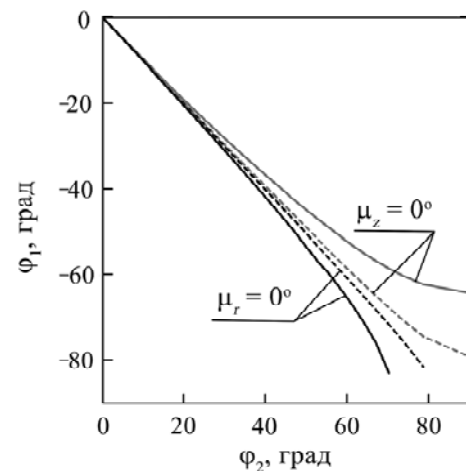


Р и с. 5. Зависимость параметров Флоке μ_r от скорости ионов β для разных огибающих пучка X_m

дефокусируется как в продольном, так и в поперечном направлении.

На рис. 5 приведена зависимость μ_r от скорости пучка при $\varphi_1 = -\varphi_2 = 20^\circ$ и трех значениях максимальной огибающей пучка X_m (· · ·), найденная с помощью формулы (4). Здесь же показана зависимость $\mu_r(\beta)$, полученная по условию (8) (—). Видно, что во всем диапазоне изменения скорости пучка параметр Флоке μ_r близок к границе области устойчивости, при этом огибающая всегда превышает $X_m = 3$ мм.

Большой интерес представляет рассмотрение условий устойчивости в случае, когда $\varphi_1 \neq -\varphi_2$. Результаты расчета границы области устойчивости, полученные с учетом конечной длины резонаторов, всегда отличаются от найденных в приближении тонких линз. На рис. 6 приведена область устойчивости для точного решения (—) и приближения тонких линз (---) при $\beta = 0,025$. Область устойчивости про-



Р и с. 6. Границы области устойчивости в случае 4-зонарных резонаторов и в приближении тонких линз при $\beta = 0,025$

дольных колебаний лежит ниже $\mu_z = 0$, поперечных — выше $\mu_r = 0$. Видно, что для любой начальной фазы φ_1 в первом резонаторе можно подобрать фазу φ_2 во втором резонаторе так, что удастся обеспечить одновременно продольную и поперечную устойчивость пучка. В этом случае реализуется фазопеременная фокусировка для рассматриваемого варианта ускорителя.

Используя формулы (7) и (8), можно показать, что при $\varphi_1 = -\varphi_2$ для всего диапазона скоростей $0,01 \leq \beta \leq 0,06 \cos \mu_z$ и $\cos \mu_r$ вещественны. Если выбирать фазы влета несимметричным образом, то уже при $\varphi_1 = -20^\circ$, $\varphi_2 = 19^\circ \cos \mu_r$ будет вещественной величиной только при $\beta < 0,02$, в остальном диапазоне устойчивость нарушается. В случае $\varphi_1 = -20^\circ$, $\varphi_2 = 21^\circ$, наоборот, $\cos \mu_r$ будет вещественной величиной во всем интересующем нас диапазоне, $\cos \mu_z$ становится комплексным при $\beta > 0,025$. Таким образом, даже небольшая асимметрия при выборе начальных фаз существенно снижает возможности фазопеременной фокусировки, что означает сильное влияние допусков на выбор фазы влета частиц в резонатор. С увеличением абсолютной фазы φ_1 это влияние будет уменьшаться, но при этом снижается темп ускорения ионов.

Анализ показал, что устойчивость в системе многозакорных резонаторов с фазопеременной фокусировкой возможна лишь при больших значениях параметра α (при малых β) и больших фазах $\varphi_{1,2}$ равновесной частицы, т.е. при малом темпе ускорения ионов. Для устойчивого движения пучка при равновесной фазе $\varphi_1 = -20^\circ$, $\varphi_2 = 20^\circ$ следует выбирать параметры Флоке μ_z и μ_r близкими к границе области устойчивости, но в этом случае увеличивается размер огибающей пучка. При рассматриваемом ускоряющем напряжении $U \sim 1$ МВ большие значения α возможны при $\beta < 0,03$ лишь в случае ускорения ионов с отношением $Z/A > 0,1$. При ускорении пучка тяжелых ионов с $Z/A = 1/66$ параметр α в области больших скоростей из нашего диапазона всегда намного меньше 1. Таким образом, пучки тяжелых ионов с рассмотренными параметрами во всем диапазоне скоростей не могут быть ускорены в системе с фазопеременной фокусировкой.

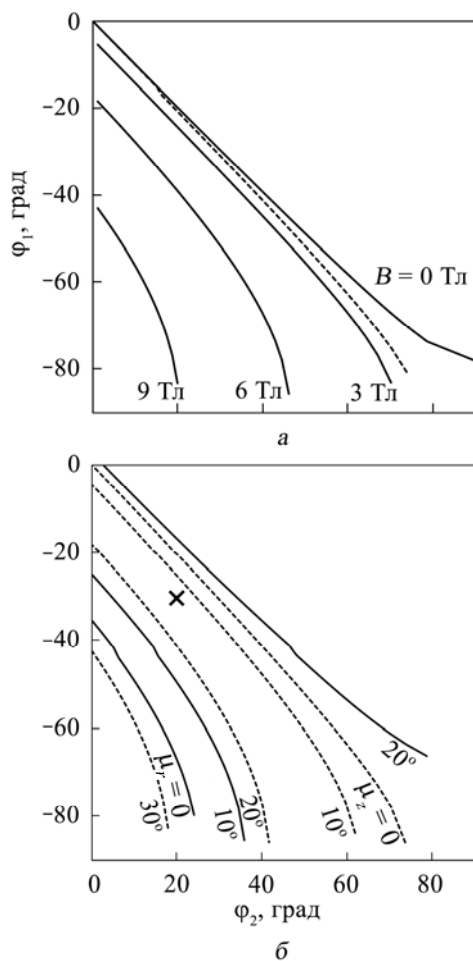
Комбинированная фокусировка пучка в сверхпроводящем ускорителе. Очевидно, что другим способом получения поперечной устойчивости движения пучка в рассматриваемой

системе является использование дополнительно фокусирующих соленоидов. Проанализируем влияние такой комбинированной фокусировки на изменение границы области устойчивости пучка. Пусть период структуры состоит из соленоида длиной $L_{\text{сол}}$, двух резонаторов длиной $L_{\text{рез}}$ и фазами влета квазиравновесной частицы φ_1 и φ_2 . Для удобства расчета будем считать $\varphi_1 < 0$ и $\varphi_2 > 0$, расстояние между резонатором и соленоидом обозначим L_d , между резонаторами L_1 , период такой структуры $L = 2L_{\text{рез}} + 2L_d + L_{\text{сол}} + L_1$.

Наличие соленоида не влияет на продольную динамику пучка, в то время как поперечное движение претерпевает существенное изменение. Найдем параметры Флоке, как это было сделано раньше, вычислив диагональные элементы матрицы периода. Как уже говорилось, конкретный выбор области устойчивости может быть сделан, если заданы продольный и поперечный эмиттансы пучка и максимальная огибающая. Можно показать, что в резонаторе с отрицательной фазой влета частиц огибающая будет меньше, чем в середине соленоида, максимальная огибающая пучка будет в середине резонатора с положительной фазой влета частиц.

На рис. 7, а изображена граница области устойчивости на плоскости (φ_1, φ_2) для скорости пучка $\beta = 0,03$ при разном магнитном поле. Напомним, что граница области устойчивости находится выше $\mu_r = 0$ (—) и ниже $\mu_z = 0$ (---). Как видно, при $B = 0$ совместная область устойчивости отсутствует. С ростом магнитного поля появляется возможность ускорять и фокусировать пучок, причем с увеличением магнитного поля область устойчивости расширяется. На рис. 7, б приведены зависимости $\varphi_1(\varphi_2)$ для постоянных μ_z и μ_r при $\beta = 0,03$ и магнитного поля $B = 9$ Тл. Как видно, для получения достаточно хорошей фокусировки пучка фаза равновесной частицы должна отличаться не только по знаку, но и по абсолютной величине. Если выбрать $\varphi_1 = -30^\circ$, $\varphi_2 = 20^\circ$ (на рисунке это условие обозначено $\times$), параметры Флоке μ_z и μ_r можно сделать больше 10° . Это позволяет существенно улучшить продольную фокусировку.

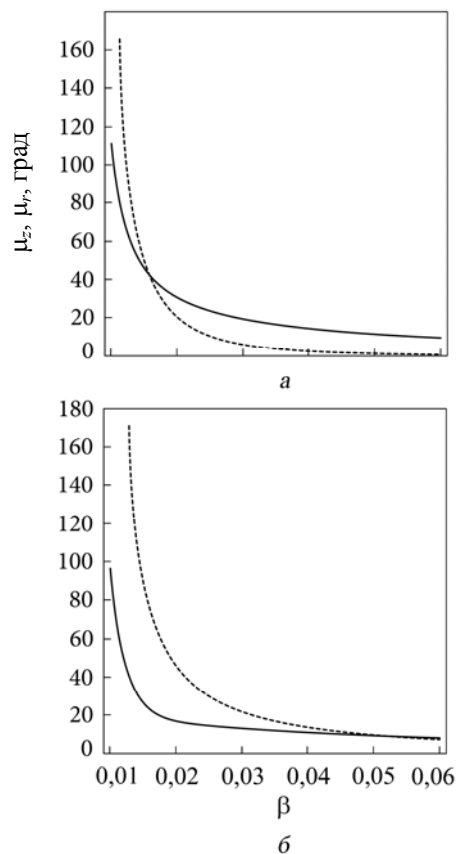
Полученный результат проиллюстрирован на рис. 8, где приведены зависимости параметров Флоке μ_z и μ_r для разных фаз квазисинхронной частицы. Для сравнения приведены зависимости при фокусировке пучка в магнитном поле $B = 9$ Тл для двух случаев: $\varphi_1 = -\varphi_2 = -20^\circ$



Р и с. 7. Зависимость ширины области устойчивости движения ионов от магнитного поля соленоида (а) и диаграмма устойчивости для разных параметров Флоке (б)

(рис. 8, а) и $\varphi_1 = -30^\circ$, $\varphi_2 = 20^\circ$ (рис. 8, б). Видно, что во втором случае параметр Флоке μ_z больше. При этом поперечная фокусировка также сохраняется.

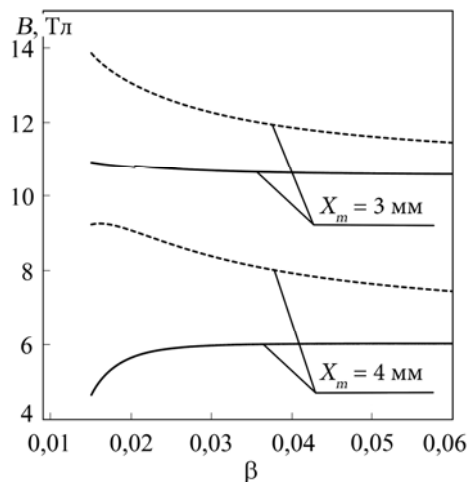
Представляет интерес рассмотреть совместное решение уравнений (2) и (3) для системы с комбинированной фокусировкой. Это позволит определить минимальное магнитное поле соленоидов, при котором огибающая пучка не превышает заданного значения огибающей. Как видно на рис. 9, для фокусировки пучка с максимальной огибающей $X_m = 4$ мм при $\varphi_1 = -\varphi_2 = -20^\circ$ достаточно использовать соленоиды с магнитным полем 6 Тл. Правда, в этом случае параметр Флоке μ_z будет мал. Как было показано, для улучшения продольной фокусировки можно менять фазы от резонатора к резонатору несимметричным образом. Здесь же показана зависимость $B_{\min}(\beta)$ при $\varphi_1 = -30^\circ$ и $\varphi_2 = 20^\circ$ (---). В этом случае при $X_m = 4$ мм магнитное поле не превышает 10 Тл и параметр Флоке для



Р и с. 8. Зависимость параметров Флоке μ_z (---) и μ_r (—) от скорости ионов при симметричном выборе фаз $\varphi_1 = -\varphi_2 = -20^\circ$ (а), $\varphi_1 = -30^\circ$, $\varphi_2 = 20^\circ$ (б)

продольного движения μ_z удастся увеличить до приемлемых значений (см. рис. 8, б в сравнении с рис. 5).

Дальнейшие расчеты показали, что вариант комбинированной фокусировки с периодом, состоящим из двух резонаторов и двух соленоидов, не позволяет существенно уменьшить маг-



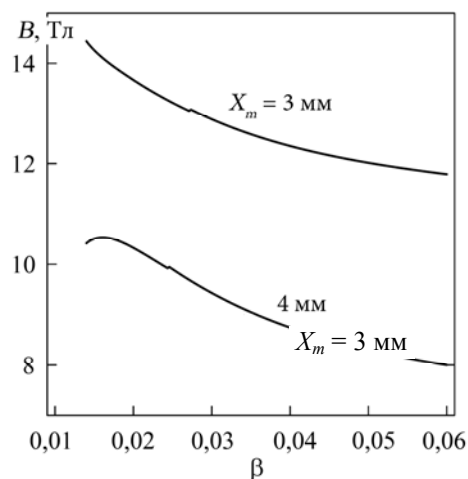
Р и с. 9. Зависимость магнитного поля соленоидов B от скорости β при $-\varphi_1 = \varphi_2 = 20^\circ$ (—) и $\varphi_1 = -30^\circ$, $\varphi_2 = 20^\circ$ (---)

нитное поле при малой огибающей пучка $X_m \sim 3$ мм, но при этом значительно возрастает число сверхпроводящих соленоидов, что приводит к увеличению стоимости ускорителя и снижению темпа ускорения.

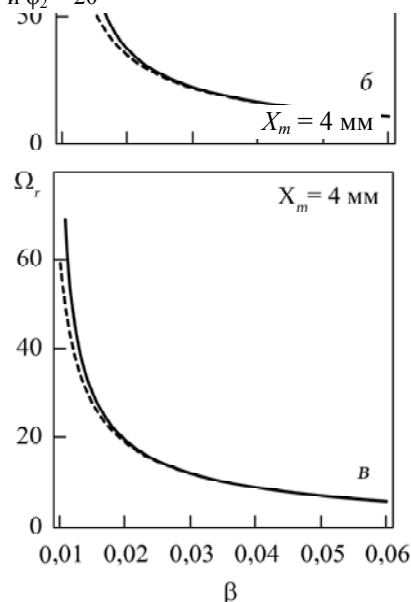
Сравнение разных методов фокусировки пучка. Из полученных результатов видно, что для того чтобы максимальная огибающая оставалась постоянной и не превышала 4 мм в ускорителе с периодом, состоящем из соленоида и резонатора (стандартная схема фокусировки), необходимо иметь соленоиды с магнитным полем до 19 Тл. Снизить магнитное поле можно, если использовать комбинированную фокусировку с более сложным периодом, в котором на один соленоид приходится два резонатора. В случае, когда фазы квазиравновесной частицы выбраны равными $\varphi_1 = -\varphi_2 = -20^\circ$, существенно ухудшается продольная устойчивость пучка. Продольную фокусировку пучка можно улучшить, если выбирать фазы квазиравновесной частицы разными не только по знаку, но и по абсолютной величине.

Будем выбирать равновесные фазы частицы так, чтобы частоты продольных и поперечных колебаний $\Omega_z = \mu_z/L$ и $\Omega_r = \mu_r/L$ были близки к получаемым в случае стандартной магнитной периодической фокусировки. Несложно показать, что при $X_m = 3$ мм и $X_m = 4$ мм оптимальным является вариант $\varphi_1 = -33^\circ$ и $\varphi_2 = 20^\circ$. Функции Ω_z и Ω_r показаны на рис. 10 в стандартном варианте ускорения в системе с периодической магнитной фокусировкой (---) и комбинированной (—). Соответствующее распределение магнитного поля в ускорителе показано на рис. 11. Как видно из таблицы, при комбинированной фокусировке число резонаторов незначительно увеличивается, но при этом удается почти в 2 раза уменьшить число сверхпроводящих соленоидов и сократить общую длину ускорителя. Магнитное поле соленоидов в предложенном варианте фокусировки также удается снизить до 10 Тл при огибающей пучка 4 мм и до 14,5 Тл, если огибающая пучка не превышает 3 мм.

Заключение. Таким образом, при фокусировке сверхпроводящими соленоидными в стандартном варианте сверхпроводящего ускорителя с магнитной периодической фокусировкой необходимо иметь магнитное поле до 19 Тл, однако существующие соленоиды позволяют получить только 9—12 Тл. Предложенный способ



Р и с. 11. Зависимость магнитного поля соленоидов для заданных огибающих пучка в ускоряющей системе с периодом, состоящим из соленоида и двух резонаторов при $\varphi_1 = -33^\circ$ и $\varphi_2 = 20^\circ$



Р и с. 10. Зависимость частоты продольных (а) и поперечных (б, в) колебаний от скорости пучка β в случае стандартной магнитной периодической (---) и комбинированной фокусировки (—)

комбинированной фокусировки позволяет значительно снизить требуемое магнитное поле соленоидов, а также их число. При этом незначительно увеличивается число сверхпроводящих резонаторов. Сформулированы условия, позволяющие выбрать фазы φ_1 и φ_2 квазиравновесной частицы в резонаторах, при которых обеспечивается как продольная, так и поперечная устойчивость без значительного ухудшения качества пучка.

**Основные параметры ускорителя начальной
 $W_{\text{вх}} = 75$ кэВ и конечной энергией $W_{\text{вых}} = 0,9$ МэВ
на нуклон**

Параметр	Фокусировка	
	стандартная	комбинированная
Фаза влета в резонатор	$\varphi_c = -20^\circ$	$\varphi_1 = -33^\circ$, $\varphi_2 = 20^\circ$
Число резонаторов	67	74
Число соленоидов	67	37
Общая длина, м	54	46
Средний темп ускорения, МэВ/м	1,1	1,3
Магнитное поле соленоида, Тл:		
$X_m = 3$ мм	19,5—11,5	14,5—12
$X_m = 4$ мм	16—8,5	10—8

Авторы выражают благодарность П.Н. Остроумову за плодотворные дискуссии и обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ostroumov P.N., Shepard K., Kolomiets A.A. e.a.** Design of a post accelerator for the rare isotope accelerator facility. — In: Proc. of PAC'2001, Chicago, p. 4080—4082.
2. **Junquera T.** Superconducting driver linac for the new spiral 2 radioactive ion beam facility GANIL. — In: Proc. of EPAC'2006, Edinburgh, Scotland, p. 1559—1561.
3. **Schmor P.** Status and plans for the TRIUMF ISAC facility. — In: Proc. of APAC'2007, Indore, India, p. 325—329.
4. **York R., Bollen G., Compton C. e.a.** FRIB: a new accelerator facility for the production of rare isotope beams. — In: Proc. SRF'2009, Berlin, Germany, p. 888—894.
5. **Trubnikov G.V., Agapov N.N., Butenko A.V. e.a.** Project of the Nuclotron-based ion collider facility (NICA) at JINR. — In: Proc. of RuPAC'2008, Zvenigorod, Russia, p. 82—84.
6. **Lindroos M.** Review of ISOL-type radioactive beam facilities. — In: Proc. of EPAC'2004, Lucerne, Switzerland, p. 45—49.
7. **Masunov E.S., Samoshin A.V.** Ion beam focusing methods in superconducting low energy linac. — In: Proc. of RuPAC'2006, Novosibirsk, Russia, p. 162—164.
8. **Kim J., Shepard K.** Longitudinal emittance oscillation in a superconducting drift tube linac. — In: Proc. of PAC'1995, Dallas, Texas, p. 3400—3402.
9. **Nolen J.** Accelerator complex for a radioactive ion beam facility at ATLAS. — Ibid., p. 354—356.
10. **Masunov E.S., Efimov D.A., Ostroumov P.N.** RF focusing of low-charge-to-mass-ratio heavy-ions in a superconducting linac. — In: Proc. of EPAC'2004, Lucerne, Switzerland, p. 1405—1408.
11. **Капчинский И.М.** Теория линейных резонансных ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1982.
12. **Файнберг Я.Б.** Переменно-фазовая фокусировка в линейных ускорителях. — Журн. техн. физики, 1959, т. 29, вып. 5, с. 568—579.

Поступила в Редакцию 20.10.09

Рефераты статей

УДК 621.039.519.4

Блыскавка А.А., Моисеев А.В., Семенов М.Ю., Серегин А.С., Хомяков Ю.С., Цибуля А.М., Белов А.А., Селезнев Е.Ф., Васильев Б.А., Фарахин М.Р. **Анализ точности расчета распределения поля энерговыделения в БН-600.** — Атомная энергия, 2010, т. 108, вып. 2, с. 63—70.

Описано программно-методическое обеспечение нейтронно-физических расчетов активной зоны быстрых реакторов с характеристикой основных кодов TRIGEX, JARFR, ГЕФЕСТ, ММККЕНО и ModExSys. Приведены результаты

УДК 621.039.52.034.3

Пономарев-Степной Н.Н., Абрахимов Н.Г., Васяев А.В., Ганин М.Е., Головкин В.Ф., Зверев Д.Л., Кодочигов Н.Г., Петрунин В.В. **Общность технологий и разработок высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов в России и США.** — Атомная энергия, 2010, т. 108, вып. 2, с. 71—78.

В статье дана краткая историческая справка развития высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов в США и России: представлены описания реакторных установок

верификации и оценки методических погрешностей на базе тестовой модели БН-600. Оценены транспортные эффекты и сеточные погрешности в распределении скоростей реакций по активной зоне, в боковом экране и внутриреакторном хранилище. Интегральная оценка точности расчета выполнена путем сравнения с экспериментальными данными, полученными методом γ -сканирования ТВС в БН-600. Показано, что расчет описывает экспериментальные данные по активной зоне с погрешностью не хуже 5%. В боковом экране и внутриреакторном хранилище расчетно-экспериментальные расхождения не превышают 20—30%. Рис. 4, табл. 2, список лит. 18 назв.

АЭС «Форт-Сент-Врейн» (США), МНТГР (США), ВГ-400 (Россия), ВГМ (Россия), ГТ-МГР (Россия, США). Рассмотрены развернутые в настоящее время в США программы по созданию инновационных ядерных высокотемпературных реакторных технологий, показана общность технологических разработок по топливу, реакторной системе, системе преобразования энергии, переносу продуктов деления, проводимых в России и США. Рис. 5, список лит. 8 назв.