

P9-2013-70

И. В. Амирханов, Г. А. Карамышева, И. Н. Киян,  
Я. Суликовский<sup>1</sup>

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ  
ПУЧКОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ РЕЖИМОВ РАБОТЫ  
ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА**

Направлено на конференцию «Математическое моделирование  
и вычислительная физика 2013» (ММСР'2013)

---

<sup>1</sup> Институт ядерной физики Польской академии наук, Краков, Польша

Амирханов И. В. и др.

P9-2013-70

Математическое моделирование динамики пучков  
для оценки режимов работы изохронного циклотрона

Представлены уравнения движения и численные результаты, полученные при оценке качества изохронного магнитного поля, рассчитанного для основного режима работы многоцелевого изохронного циклотрона АИЦ-144, расположенного в Институте ядерной физики Польской академии наук и предназначенного для проведения протонной радиотерапии меланомы глаза. Основной режим работы АИЦ-144 смоделирован с использованием новой методики. После успешной реализации очередного варианта смоделированного режима работы на циклотроне в июле 2012 г. и экспериментальной подстройки амплитуды центрального бампа сформированного магнитного поля в октябре 2012 г. был выполнен расчет динамики пучка ускоренных протонов с помощью программ, разработанных в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзепелова и Лаборатории информационных технологий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2013

Amirkhanov I. V. et al.

P9-2013-70

Mathematical Modeling of Beam Dynamics  
for Estimation of Operation Modes of Isochronous Cyclotron

The work presents the equations of motion and the numerical results of estimating the quality of the isochronous magnetic field calculated for the main operation mode of the AIC-144 multipurpose isochronous cyclotron located at the Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, and intended for carrying out proton radiotherapy of eye melanoma. The main operation mode of the AIC-144 cyclotron is simulated using a new technique. After successful realization of the current variant of the specified operation mode on the AIC-144 cyclotron in July, 2012 and fine tuning of amplitude of central bump of formed magnetic field in October, 2012, the beam dynamics was calculated using the programs developed at the Laboratory of Nuclear Problems, Joint Institute for Nuclear Research.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems and the Laboratory of Information Technologies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2013

## ВВЕДЕНИЕ

Представлены уравнения движения и численные результаты, полученные при оценке качества изохронного магнитного поля, рассчитанного для основного режима работы многоцелевого изохронного циклотрона АИЦ-144, расположенного в Институте ядерной физики Польской академии наук и предназначенного для проведения протонной радиотерапии меланомы глаза. Основной режим работы АИЦ-144 смоделирован с использованием новой методики [1, 2]. После успешной реализации очередного варианта смоделированного режима работы на циклотроне в июле 2012 г. и экспериментальной подстройки амплитуды центрального бампа сформированного магнитного поля в октябре 2012 г. был выполнен расчет динамики пучка ускоренных протонов с помощью программ, разработанных в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований [3, 4].

## УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

В качестве исходного уравнения для расчета динамики пучка ускоряемых ионов берется уравнение Лоренца–Ньютона, описывающее движение одиночной заряженной частицы в электромагнитном поле изохронного циклотрона. Релятивистский импульс одной частицы, его производная по времени, уравнение Лоренца–Ньютона, энергия ускоряемой частицы и ее производная по времени записываются следующим образом:

$$\mathbf{p} = m \cdot \dot{\mathbf{r}}, \quad (1)$$

$$\dot{\mathbf{p}} = \dot{m}\dot{\mathbf{r}} + m\ddot{\mathbf{r}}, \quad (2)$$

$$\dot{\mathbf{p}} = q\mathbf{E} + q \cdot [\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}], \quad (3)$$

$$E = m \cdot c^2, \quad (4)$$

$$\dot{E} = \dot{m} \cdot c^2, \quad (5)$$

$$\dot{E} = q \cdot (\dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}), \quad (6)$$

где  $\mathbf{p}$  — релятивистский импульс;  $m$  — релятивистская масса;  $q$  — заряд частицы;  $c$  — скорость света;  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор ускоряемого иона;

$\mathbf{E}$  — вектор напряженности электрического поля;  $\mathbf{B}$  — вектор индукции магнитного поля. Выражения (5) и (6) приравниваются друг к другу, в результате чего получается выражение для производной по времени от релятивистской массы частицы:

$$\dot{m} = \frac{q}{c^2} \cdot (\dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}). \quad (7)$$

Выражение (7) затем подставляется в (2), после чего выражения (2) и (3) приравниваются друг к другу. В результате преобразований уравнение Лоренца–Ньютона записывается в развернутом виде следующим образом:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = q \cdot \left( \mathbf{E} + [\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}] - \frac{\dot{\mathbf{r}}}{c^2} \cdot (\dot{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}) \right). \quad (8)$$

При разложении уравнения по компонентам в цилиндрической системе координат используется правая тройка попарно перпендикулярных базисных векторов  $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_z$ , а проекция вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}$  на ось  $OZ$  имеет отрицательные значения, т. е. при виде сверху положительно заряженная частица ускоряется против часовой стрелки. В результате разложения получаются уравнения движения (система нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка). Уравнения движения записываются в безразмерном виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \ddot{r}^* - \left[ \dot{\varphi}^{*2} + \frac{K_1}{E} \cdot \dot{\varphi}^* \cdot B_z^* \right] \cdot r^* = -\frac{K_1}{E} \cdot \dot{z}^* \cdot B_\varphi^* + \\ + \frac{1}{E} \cdot \left[ (K_2 - K_3 \cdot \dot{r}^{*2}) \cdot E_r^* - K_3 \cdot \dot{\varphi}^* \cdot \dot{r}^* \cdot r^* \cdot E_\varphi^* - K_3 \cdot \dot{z}^* \cdot \dot{r}^* \cdot E_z^* \right], \\ \ddot{\varphi}^* + 2 \cdot \frac{\dot{r}^*}{r^*} \cdot \dot{\varphi}^* = \frac{K_1}{E} \cdot \left( \frac{\dot{z}^*}{r^*} \cdot B_r^* - \frac{\dot{r}^*}{r^*} \cdot B_z^* \right) + \\ + \frac{1}{E} \cdot \left[ -K_3 \cdot \dot{r}^* \cdot \dot{\varphi}^* \cdot E_r^* + \left( \frac{K_2}{r^*} - K_3 \cdot r^* \cdot \dot{\varphi}^{*2} \right) \cdot E_\varphi^* - K_3 \cdot \dot{z}^* \cdot \dot{\varphi}^* \cdot E_z^* \right], \\ \ddot{z}^* = \frac{K_1}{E} \cdot (\dot{r}^* \cdot B_\varphi^* - r^* \cdot \dot{\varphi}^* \cdot B_r^*) + \\ + \frac{1}{E} \cdot \left[ -K_3 \cdot \dot{r}^* \cdot \dot{z}^* \cdot E_r^* - K_3 \cdot r^* \cdot \dot{\varphi}^* \cdot \dot{z}^* \cdot E_\varphi^* + (K_2 - K_3 \cdot \dot{z}^{*2}) \cdot E_z^* \right]; \end{array} \right. \quad (9)$$

$$E = E_0 + E_k, \quad E_0 = m_0 \cdot c^2, \quad (10)$$

$$K_1 = q \cdot c^2 \cdot \hat{T}_0 \cdot \hat{B}_0, \quad K_2 = q \cdot c^2 \cdot \hat{T}_0^2 \cdot \frac{\hat{E}_0}{\hat{L}_0}, \quad K_3 = q \cdot \hat{E}_0 \cdot \hat{L}_0, \quad K_4 = \frac{c \cdot \hat{T}_0}{\hat{L}_0}, \quad (11)$$

где  $E$  — полная энергия ускоряемой частицы, используемая в качестве свободного параметра;  $E_0$  — энергия покоя;  $E_k$  — кинетическая энергия;  $m_0$  — масса покоя;  $c$  — скорость света;  $r^*$ ,  $\varphi$ ,  $z^*$  — цилиндрические координаты ускоряемой частицы;  $B_r^*$ ,  $B_\varphi^*$ ,  $B_z^*$  и  $E_r^*$ ,  $E_\varphi^*$ ,  $E_z^*$  — проекции вектора магнитной индукции и вектора напряженности электрического поля на соответствующие координатные оси. Символ «\*» означает безразмерность соответствующего параметра. Параметры, имеющие размерность индукции магнитного поля, делятся на  $\hat{B}_0 = 1$  Тл; напряженности электрического поля — на  $\hat{E}_0 = 1$  В/м; размерность длины — на  $\hat{L}_0 = 1$  м, времени — на  $\hat{T}_0 = \frac{1}{\omega_0} = \frac{h}{2\pi \cdot f_{\text{rf}}}$  с;  $h = f_{\text{rf}}/f_0$  — гармоническое число;  $f_{\text{rf}}$  — частота ВЧ-генератора;  $\omega_0$  — круговая частота, а  $f_0$  — изохронная частота обращения заряженных частиц.

Начальные условия для решения системы (9) задаются аналитическими выражениями, вывод которых осуществляется в приближении замкнутых равновесных орбит и основывается на четырех аналитических формулах. Первая формула используется для расчета радиуса замкнутой равновесной орбиты  $r^*$  (12) [5], вторая формула — для расчета эквивалентного радиуса замкнутой равновесной орбиты  $r_{\text{eqv}}$  (13) [6], третья — для расчета жесткости пучка ускоряемых ионов (14) [7]. Четвертая формула используется для расчета круговой частоты обращения частицы (15) [7]. Эти формулы выглядят следующим образом:

$$r(\bar{r}, \varphi) = \bar{r} \left[ 1 + \frac{\varepsilon_N(\bar{r})}{N^2 - 1} \cos(N(\varphi - \varphi_N(\bar{r}))) \right], \quad \bar{r} \neq 0, \quad (12)$$

$$r_{\text{eqv}}(\bar{r}) = \bar{r}(1 + \sigma_N(\bar{r})),$$

$$\sigma_N(\bar{r}) = 0,25 \frac{\varepsilon_N^2(\bar{r}) \cdot N^2}{\lambda_N^2(\bar{r}) \cdot (N^2 - k(\bar{r}) - 1)^2}, \quad (13)$$

$$\lambda_N(\bar{r}) = 0,5 + \sqrt{0,25 + \frac{\varepsilon_N^2(\bar{r})}{2N^2} \left( 1,5 + k(\bar{r}) + \frac{\bar{r}}{\varepsilon_N(\bar{r})} \frac{d\varepsilon_N(\bar{r})}{d\bar{r}} \right)},$$

$$\varepsilon_N(\bar{r}) = \frac{B_N(\bar{r})}{B_z(\bar{r})}, \quad k(\bar{r}) = \frac{\bar{r}}{B_z(\bar{r})} \frac{dB_z(\bar{r})}{d\bar{r}},$$

$$r_{\text{eqv}} \bar{B}_z(r_{\text{eqv}}) = \frac{\sqrt{E^2 - E_0^2}}{qc}, \quad (14)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{c}{r_{\text{eqv}}} \frac{\sqrt{E^2 - E_0^2}}{E}, \quad (15)$$

где  $B_N$  и  $\varphi_N$  — амплитуда и фаза основной гармоники рабочего магнитного поля;  $\bar{B}_z$  — усредненная по азимуту аксиальная компонента магнитного поля,

взятого в медианной плоскости изохронного циклотрона;  $\varepsilon_N$  — глубина вариации магнитного поля;  $N$  — периодичность магнитной структуры;  $\bar{r}$  — средний радиус замкнутой равновесной орбиты;  $\sigma_N$  — коэффициент удлинения замкнутой равновесной орбиты;  $\lambda_N$  — параметр магнитного поля;  $k$  — индекс магнитного поля. Исходя из уравнения (14)

$$r_{\text{eqv}} = \frac{\sqrt{E^2 - E_0^2}}{qc\bar{B}_z(r_{\text{eqv}})}, \quad (16)$$

$$\bar{B}_z(r_{\text{eqv}}) = \frac{m_0c\omega_0}{q\sqrt{c^2 - r_{\text{eqv}}^2\omega_0^2}}, \quad \omega_0 = 2\pi f_0. \quad (17)$$

После подстановки (13) в (17), затем (17) в (16) и сопоставления (13) и (16) получается нелинейное уравнение для расчета среднего радиуса замкнутой равновесной орбиты. В размерном и безразмерном представлениях полученное уравнение выглядит следующим образом:

$$\bar{r} = \frac{1}{1 + \sigma_N(\bar{r})} \frac{c}{\omega_0} \frac{\sqrt{2E_0E_k + E_k^2}}{E_0 + E_k}, \quad (18)$$

$$\bar{r}^* = \frac{K_4}{1 + \sigma_N(\bar{r}^*)} \frac{\sqrt{2E_0E_k + E_k^2}}{E_0 + E_k}. \quad (19)$$

В начальный момент времени  $t^* = t_0^*$  радиус замкнутой равновесной орбиты  $r^* = r_0^*$ , азимут  $\varphi = \varphi_0$ , аксиальная координата  $z^* = z_0^*$ , производная радиуса замкнутой равновесной орбиты  $\dot{r}^* = \dot{r}_0^*$ , производная азимута  $\dot{\varphi}^* = \dot{\varphi}_0^*$ , производная аксиальной координаты  $\dot{z}^* = \dot{z}_0^*$ . Все производные безразмерных параметров берутся по безразмерному времени. В начальный момент времени радиус замкнутой равновесной орбиты равен ее среднему радиусу:

$$r_0^* = \bar{r}^*, \quad (20a)$$

$$\bar{r}^* = r_0^*. \quad (20b)$$

Для  $t^* = t_0^*$  уравнение (12) в безразмерном представлении с учетом (20b) записывается в следующем виде:

$$r_0^* = r_0^* \left[ 1 + \frac{\varepsilon_N}{N^2 - 1} \cos(N(\varphi_0 - \varphi_N)) \right], \quad r_0^* \neq 0, \quad (21)$$

$$\cos(N(\varphi_0 - \varphi_N)) = 0, \quad (22)$$

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} + \pi n\right) = 0, \quad n = 0, 1, \dots \quad (23)$$

После сопоставления (22) и (23), взятого при  $n = 1$ , получается следующая аналитическая формула для расчета стартового азимутального угла:

$$\varphi_0 = \varphi_N + \frac{3\pi}{2N}. \quad (24)$$

Для  $t^* = t_0^*$  после сопоставления (19) и (20б) получается следующая аналитическая формула для расчета начального радиуса замкнутой равновесной орбиты:

$$r_0^* = \frac{K_4}{1 + \sigma_N} \frac{\sqrt{2E_0E_k + E_k^2}}{E_0 + E_k}. \quad (25)$$

Поскольку уравнение (25) является нелинейным, значение  $\sigma_N$  находится итерационным путем с машинной точностью. Для  $t^* = t_0^*$  стартовая аксиальная координата

$$z_0^* = 0. \quad (26)$$

После подстановки (13) в (15) получается уравнение для расчета производной азимутального угла. В размерном и безразмерном представлении полученное уравнение выглядит следующим образом:

$$\dot{\varphi} = \frac{c}{\bar{r}(1 + \sigma_N)} \frac{\sqrt{2E_0E_k + E_k^2}}{E_0 + E_k}, \quad (27)$$

$$\dot{\varphi}^* = \frac{K_4}{\bar{r}^*(1 + \sigma_N)} \frac{\sqrt{2E_0E_k + E_k^2}}{E_0 + E_k}. \quad (28)$$

Для  $t^* = t_0^*$  исходя из уравнения (28), с учетом (25) и (20б) производная начального азимутального угла

$$\dot{\varphi}_0^* = 1. \quad (29)$$

После дифференцирования уравнения (12) производная радиуса замкнутой равновесной орбиты в размерном и безразмерном представлениях записывается следующим образом:

$$\dot{r} = -\bar{r} \frac{\varepsilon_N N}{N^2 - 1} \dot{\varphi} \sin(N(\varphi - \varphi_N)), \quad (30)$$

$$\dot{r}^* = -\bar{r}^* \frac{\varepsilon_N N}{N^2 - 1} \dot{\varphi}^* \sin(N(\varphi - \varphi_N)). \quad (31)$$

Для  $t^* = t_0^*$  исходя из уравнения (31), с учетом (29), (24) и (20б) производная начального радиуса замкнутой равновесной орбиты

$$\dot{r}_0^* = \frac{\varepsilon_N N}{N^2 - 1} r_0^*. \quad (32)$$

Радиус-вектор ускоряемой частицы в цилиндрической системе координат записывается в следующем виде

$$\mathbf{r} = r \cdot \mathbf{e}_r + z \cdot \mathbf{e}_z, \quad (33)$$

где  $r$  — проекция радиуса-вектора на плоскость, перпендикулярную оси  $OZ$  и совпадающую с медианной плоскостью;  $z$  — проекция радиуса-вектора на ось  $OZ$ , совпадающую с осевой линией полюсов главного магнита. Производная радиуса-вектора ускоряемой частицы выглядит следующим образом:

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{r} \cdot \mathbf{e}_r + r\dot{\varphi} \cdot \mathbf{e}_\varphi + \dot{z} \cdot \mathbf{e}_z, \quad \dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v}, \quad (34)$$

где  $\mathbf{v}$  — вектор скорости ускоряемой частицы. Скалярное произведение производной радиуса-вектора на саму себя записывается в следующем виде:

$$(\dot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{r}}) = \dot{r}^2 + (r\dot{\varphi})^2 + \dot{z}^2, \quad (35)$$

$$(\dot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{r}}) = (\beta c)^2, \quad \beta^2 = \frac{E^2 - E_0^2}{E^2}. \quad (36)$$

После сопоставления (35) и (36) получается уравнение для расчета производной аксиальной координаты. В размерном и безразмерном представлении полученное уравнение выглядит следующим образом:

$$\dot{z}^2 = c^2 \frac{E^2 - E_0^2}{E^2} - \dot{r}^2 - r^2 \dot{\varphi}^2, \quad (37)$$

$$\dot{z}^{*2} = K_4^2 \frac{E^2 - E_0^2}{E^2} - \dot{r}^{*2} - r^{*2} \dot{\varphi}^{*2}. \quad (38)$$

Для  $t^* = t_0^*$  исходя из уравнения (38), с учетом (29), получается следующая аналитическая формула для расчета производной стартовой аксиальной координаты:

$$\dot{z}_0^* = \sqrt{K_4^2 \cdot \frac{E^2 - E_0^2}{E^2} - \dot{r}_0^{*2} - r_0^{*2}}. \quad (39)$$

В результате получается следующий набор начальных условий:

$$r_0^* = \frac{K_4}{1 + \sigma_N} \frac{\sqrt{2E_0 E_k + E_k^2}}{E_0 + E_k}, \quad (40)$$

$$\varphi_0 = \varphi_N + \frac{3\pi}{2N}, \quad (41)$$

$$z_0^* = 0, \quad (42)$$

$$\dot{r}_0^* = \frac{\varepsilon_N N}{N^2 - 1} r_0^*, \quad (43)$$

$$\dot{\varphi}_0^* = 1, \quad (44)$$

$$\dot{z}_0^* = \sqrt{K_4^2 \frac{2E_0 E_k + E_k^2}{(E_0 + E_k)^2} - \dot{r}_0^{*2} - r_0^{*2}}. \quad (45)$$



Система нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка (9) с начальными условиями (40)–(45) решается методом Рунге–Кутты. Поскольку аналитическая формула для расчета стартового радиуса замкнутой равновесной орбиты  $r_0^*$  является приближенной, то с целью обеспечения соответствия между заданной кинетической энергией  $E_k$  и стартовым радиусом  $r_0^*$  к последнему вводится поправка  $\delta r_0^*$ . Уравнения движения (9) решаются в приближении замкнутых равновесных орбит для конкретных значений поправки  $\delta r_0^*$ , находимых по определенному алгоритму. Решение повторяется до тех пор, пока равновесная орбита не замкнется с заданной точностью.

### КОНТРОЛЬ ТОЧНОСТИ РАСЧЕТА ИЗОХРОННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Усовершенствованный метод оценки качества изохронного магнитного поля, рассчитываемого по аналитическим формулам М. М. Гордона [8], основывается на сравнении результатов расчета относительной ошибки среднего магнитного поля (относительной разности среднего и изохронного магнитных полей) с результатами расчета относительной ошибки частоты обращения заряженных частиц (относительной разности частоты обращения и изохронной частоты обращения заряженных частиц). Расчет частоты обращения заряженных частиц проводится путем численного решения уравнений движения, записанных в приближении замкнутых равновесных орбит (для двумерных замкнутых равновесных орбит  $B_r^* = B_\varphi^* = 0$ ,  $E_r^* = E_\varphi^* = E_z^* = 0$ ). Расчет проводился для основного режима работы АИЦ-144 (протоны, кинетическая энергия вывода  $E_k \sim 60,5$  МэВ (рассчитанная на радиусе  $R_k = 0,623$  м), частота ВЧ-генератора  $F_{rf} = 26,26$  МГц) на основе использования карты результирующего магнитного поля (от токов в главной и в двадцати концентрических катушках АИЦ-144). Основной режим работы АИЦ-144 был смоделирован с помощью созданного на С++ комплекса программ Cyclotron Operator HELP Program Complex 2012. На рис. 1 представлены относительные ошибки среднего магнитного поля и частоты обращения ускоряемых протонов, рассчитанные для основного режима работы АИЦ-144. На рис. 2 показан измеренный ток пучка протонов, ускоренных в сформированном магнитном поле.

Из рис. 1 видно, что между относительными ошибками среднего магнитного поля и частоты обращения ускоряемых протонов существует хорошее соответствие. При этом значение модуля относительной ошибки частоты обращения ускоряемых протонов в области изохронизации формируемого магнитного поля (от радиуса конца центрального бампа  $R_{bump}$  до радиуса начала краевого магнитного поля  $R_{edge}$ ) составляет  $|\sigma_{F0}| < 3,5 \cdot 10^{-4}$ , что сопоставимо с точностью измерения карт исходных магнитных полей

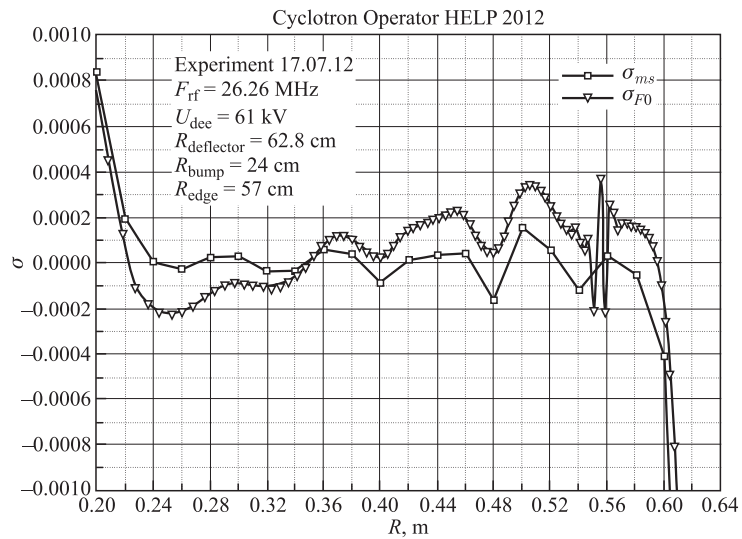


Рис. 1. Относительные ошибки среднего магнитного поля и частоты обращения ускоренных протонов в зависимости от радиуса

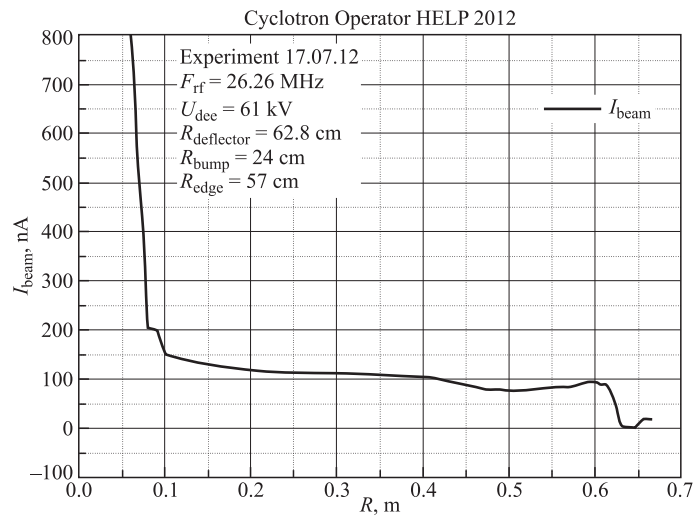


Рис. 2. Измеренный ток пучка протонов в зависимости от радиуса

$|\sigma_{ms}| \sim (1-2) \cdot 10^{-4}$ , измеренных с помощью датчика Холла. Из рис. 2 видно, что пучок протонов ускоряется во всей области изохронизации формируемого магнитного поля без существенных фазовых потерь. Коэффици-

ент вывода пучка, рассчитанный по измеренным значениям как отношение тока внешнего пучка в ионовом (после прохождения пучком двух корректирующих магнитов и двух квадрупольных линз) к току внутреннего пучка на конце плато его значений перед электростатическим дефлектором (на радиусе  $R = 61$  см), составил  $K_{\text{ext}} \approx 18\%$ . Диапазон изменения величины тока выведенного пучка за счет регулировки расхода газа на источнике ионов составил  $I_{\text{ext}} = 1-350$  нА. После успешной реализации рассмотренного основного режима работы на АИЦ-144 (июль 2012 г.) была проведена экспериментальная подстройка амплитуды центрального бампа сформированного магнитного поля (октябрь 2012 г.), что позволило увеличить коэффициент вывода пучка до  $K_{\text{ext}} \approx 33\%$  [3, 4]. Максимально допустимый ток выведенного пучка для использования в протонной терапии меланомы глаза составляет  $I_{\text{ext}} = 80$  нА. Более полная оценка смоделированного режима работы включает численный расчет фазового движения ускоряемых частиц и ряда других параметров.

Для более полной оценки смоделированного режима работы необходимо учесть вклады в результирующее магнитное поле от двух пар гармонических катушек и магнитных каналов АИЦ-144. При решении уравнений движения в трехмерном пространстве необходимо учесть все компоненты вектора магнитной индукции и вектора напряженности электрического поля ( $B_r^*$ ,  $B_\varphi^*$ ,  $B_z^*$  и  $E_r^*$ ,  $E_\varphi^*$ ,  $E_z^*$ ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный основной режим работы был успешно использован на многоцелевом изохронном циклотроне АИЦ-144 для ускорения пучка протонов, задействованного для лечения меланомы глаза у очередной группы пациентов в 2013 г. Комплекс программ Cyclotron Operator HELP Program Complex 2004-2012 был установлен на сервере АИЦ-144. Вычислительное ядро комплекса программ было оформлено в виде динамически связанной библиотеки GaussDLL, включающей набор матрично-векторных операций и решение СЛАУ с вещественными коэффициентами. Динамически связанная библиотека GaussDLL была размещена на сайте ОИЯИ в библиотеке готовых программ JINRLIB [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-01-00595-а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Киян И. Н.* Математическое моделирование режимов работы многоцелевого изохронного циклотрона АИЦ-144. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Дубна, 2012.
2. *Карамышева Г. А.* Разработка и оптимизация циклотронов для медицинских применений. Автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Дубна, 2013.

3. *Морозов Н.А., Самсонов Е.В.* Оптимизация режима работы циклотрона АИЦ-144. Внутренний отчет. Краков–Дубна, 2012.
4. *Amirkhanov I. et al.* Operation Regime of AIC-144 Cyclotron for Delivering 60 MeV Proton Beam to the Radiotherapy of Eye Melanoma. INP PAS Report No.2057/AP: <http://www.ifj.edu.pl/publ/reports/2012/2057.pdf>
5. *Басаргин Ю.Г., Белов В.П.* Вопросы динамики движения частиц в циклотроне с пространственной вариацией магнитного поля. Технический отчет №71-О. Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР. НИИ ЭФА. Отдел научно-технической информации, 1963.
6. *Аносов В.Н. и др.* Исследование движения и коррекции фазы ступка в изохронном циклотроне. Препринт ОИЯИ Р9-8196. Дубна, 1974.
7. *Ливингуд Дж.* Принципы работы циклических ускорителей. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
8. *Gordon M.M.* Calculation of Isochronous Fields for Sector-Focused Cyclotrons // Part. Accel. 1983. V. 13. P. 67–84.
9. *Киян И.Н.* GaussDLL. Комплекс программ матрично-векторных операций и решения СЛАУ с вещественными коэффициентами. Библиотека готовых программ ОИЯИ JINRLIB: <http://wwwinfo.jinr.ru/programs/jinrlib/gaussdll/index.html>

Получено 12 июля 2013 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 22.08.2013.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,81. Уч.-изд. л. 1,0. Тираж 215 экз. Заказ № 58051.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)