

ФОРМИРОВАНИЕ ОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ МИШЕНИ

Н. Ю. Казаринов, В. И. Казача¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе рассматривается получение однородного распределения пучка тяжелых ионов на движущейся мишени с помощью сканирования пучка по ее поверхности. Сканирование осуществляется горизонтальным и вертикальным сканерами. Предложен метод расчета распределения плотности частиц на мишени, учитывающий влияние горизонтальной щели, расположенной перед мишенью. В силу периодичности отклоняющей центр масс пучка силы сканеров распределение плотности ионов на мишени также является периодической функцией в направлении перемещения мишени, причем пространственный период этой функции зависит от соотношения частот сканеров. Включение высокочастотного вертикального сканера позволяет получать достаточно однородное распределение плотности частиц на мишени при наличии существенных неоднородностей плотности ионов в пучке. При использовании щели в случае, когда сканируемый пучок выходит за ее высоту, неоднородность распределения частиц на мишени резко возрастает.

The article deals with obtaining uniform distribution of a heavy ion beam on a moving target by scanning the beam across its surface. Scanning is carried out by horizontal and vertical scanners. A method for calculating the density distribution of the particles on the target, taking into account the effect of the horizontal slit placed before the target, is supposed. Because of the periodicity of the scanner forces deflecting the beam center of mass, the ion density distribution on the target is also a periodic function in the direction of the target movement. The spatial period of this function depends on the ratio of the scanner frequencies. Putting into operation the high frequency vertical scanner produces a sufficiently uniform distribution of the particle density on the target in the presence of significant irregularities of the ion density in the beam. Inhomogeneity of the particle distribution on the target increases abruptly if the scanning beam goes outside of the slit height.

PACS: 29.27.Eg; 29.25.Pj; 29.20.dg

ВВЕДЕНИЕ

В работе рассмотрено несколько способов получения однородного распределения тяжелых ионов, выведенных из циклотрона ДЦ-110 [1], на движущейся мишени. Мишенью является полимерная пленка, используемая для производства трековых мембран.

Однородное распределение получается с помощью сканирования ускоренного пучка ионов по поверхности пленки. Система сканирования пучка тяжелых ионов циклотрона ДЦ-110 [1] состоит из горизонтального магнитного сканера, запитанного пилообразным током, и вертикального электрического сканера с линейно меняющимся напряжением.

¹E-mail: kazacha@dubna.ru

Мишень в канале облучения полимерных материалов находится на расстоянии около 10 м от системы сканирования. Размер максимальной области сканирования в плоскости мишени составляет 700×300 мм. Скорость перемещения полимерной пленки в вертикальном направлении может изменяться в диапазоне от 5 до 100 см/с. Требуемая однородность распределения плотности ионов на мишени составляет величину $\pm 5\%$.

Рабочие частоты генераторов развертки сканеров:

— частота горизонтального магнитного сканера $f_x = 100$ Гц;

— частота вертикального электрического сканера $f_y = 2000\text{--}3500$ Гц [1].

В силу периодичности отклоняющей центр масс (ЦМ) пучка силы сканеров распределение плотности ионов также является периодической функцией в вертикальном (продольном) направлении, причем пространственный период этой функции зависит от соотношения частот горизонтального и вертикального сканеров.

В экспериментах на циклотроне ДЦ-110 для уменьшения углов, с которыми ионы пучка бомбардируют мишень и которые связаны с кривизной мишени, на небольшом расстоянии перед ней (порядка нескольких сантиметров) располагается щель, ограничивающая поле облучения по вертикали. Наличие такой щели приводит к усилению неоднородностей распределения плотности частиц на мишени. В работе исследованы причины появления этого эффекта и сделаны выводы о способах уменьшения таких неоднородностей.

1. РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ИОНОВ НА МИШЕНИ

По определению число частиц $dn(t)$, попадающих на элемент площади поверхности ds в точке наблюдения $\{x, y\}$, в интервале времени $(t, t + dt)$ вычисляется следующим образом:

$$dn(t) = \frac{I}{Ze} \rho_0(x, y, t) ds dt, \quad (1)$$

где I — ток пучка ионов с зарядом Ze ; $\rho_0(x, y, t)$ — нормированная на единицу плотность пучка ионов.

Полное число частиц dN находится интегрированием равенства (1) по времени. В результате плотность частиц

$$\rho(x, y) \equiv \frac{dN}{ds} = \frac{I}{Ze} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_0(x, y, t) dt. \quad (2)$$

Формула (2) определяет стационарное распределение плотности частиц на мишени после прохождения области облучения.

При вертикальной протяжке мишени со скоростью V имеем

$$x = x_n = \text{const}, \quad y = y_n + Vt, \quad y_n = \text{const}, \quad (3)$$

где x_n, y_n — координаты облучаемой точки на мишени. Формула (2) изменится следующим образом:

$$\rho(x_n, y_n) = \frac{I}{Ze} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_0(x_n, y_n + Vt, t) dt. \quad (4)$$

С учетом действия горизонтального и вертикального сканеров плотность $\rho_0(x, y, t)$ может быть представлена в виде

$$\rho_0(x(t), y(t), t) = \rho_0\left(x(t) - x_0\left(\frac{t}{T_x}\right), y(t) - y_0\left(\frac{t}{T_y}\right)\right), \quad (5)$$

где $x_0(\tau)$, $y_0(\tau)$ — периодические функции аргумента τ с единичным периодом, определяющие горизонтальные и вертикальные координаты ЦМ пучка; $T_{x,y}$ — периоды горизонтального и вертикального сканеров.

Вместо интегрирования по времени t в формуле (4) удобно перейти к интегрированию по переменной y (3). В результате получим следующую зависимость распределения плотности ионов на пленке от координат x_n, y_n :

$$\rho(x_n, y_n) = \frac{I}{ZeV} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_0\left(x_n - x_0\left(\frac{y - y_n}{\lambda_x}\right), y - y_0\left(\frac{y - y_n}{\lambda_y}\right)\right) dy, \quad (6)$$

где $\lambda_{x,y} = VT_{x,y}$ — смещение мишени за время одного периода горизонтального и вертикального сканеров соответственно.

В численных расчетах бесконечные пределы в (6) должны быть заменены интервалом $(-(B+a), (B+a))$. Здесь и в дальнейшем B — амплитуда вертикальных колебаний ЦМ пучка; a — радиус поперечного сечения пучка.

В случае если поле облучения ограничено щелью высотой h , интегрирование в формуле (6) проводится в конечных пределах:

$$\rho(x_n, y_n) = \frac{I}{ZeV} \int_{-h/2}^{h/2} \rho_0\left(x_n - x_0\left(\frac{y - y_n}{\lambda_x}\right), y - y_0\left(\frac{y - y_n}{\lambda_y}\right)\right) dy. \quad (7)$$

Отметим, что формулы (6), (7) не описывают переходные процессы, связанные с движением мишени внутри области облучения.

В силу периодичности функций x_0, y_0 плотность распределения ионов на мишени $\rho(x_n, y_n)$ также является периодической функцией переменной y_n :

$$\rho(x_n, y_n + N_x \lambda_x) = \rho(x_n, y_n). \quad (8)$$

Здесь $N_{x,y}$ — минимальные целые числа, удовлетворяющие соотношению

$$N_x \lambda_x = N_y \lambda_y. \quad (9)$$

Свойство пространственной периодичности засветки не зависит от плотности пучка ионов $\rho_0(x, y)$, временной зависимости изменения координат ЦМ пучка $x_0(t)$, $y_0(t)$ и высоты h щели, ограничивающей поле облучения. Пространственный период засветки зависит только от скорости протяжки ленты V и частот изменения полей в горизонтальном и вертикальном сканерах.

Для параметров ДЦ-110 $N_x = 1$, $N_y = 35$ (частоты $f_x = 0,1$ кГц, $f_y = 3,5$ кГц) засветка мишени будет иметь полосы с вертикальным размером, равным $\lambda_x = 8$ мм при скорости протяжки ленты 80 см/с.

2. ПОЛУЧЕНИЕ ТРЕБУЕМОГО ОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ИОНОВ НА МИШЕНИ С ПОМОЩЬЮ ТОЛЬКО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СКАНЕРА

В этом случае рассматривалось гауссово распределение плотности пучка ионов $\rho_0(x, y, t)$ внутри круга диаметром $2a = 6\sigma$:

$$\rho_0(x, y, t) = \begin{cases} \frac{N}{2\pi\sigma^2} \exp \left\{ -\frac{[x - x_0(t)]^2}{2\sigma^2} - \frac{[y - y_0(t)]^2}{2\sigma^2} \right\}, & \sqrt{[x - x_0(t)]^2 + [y - y_0(t)]^2} \leq a, \\ 0, & \sqrt{[x - x_0(t)]^2 + [y - y_0(t)]^2} > a. \end{cases} \quad (10)$$

Здесь $N = I/Ze$ — число ионов, проходящих через данное поперечное сечение пучка в единицу времени; $x_0(t)$ и $y_0(t)$ — зависящие от времени горизонтальная и вертикальная координаты ЦМ пучка (10).

Функции $x_0(t)$ и $y_0(t)$ определялись следующими соотношениями [2]:

$$\begin{aligned} x_0(t) &= (-1)^{k(t+t_x)} 2A[2f_x(t+t_x - k(t+t_x))], \\ y_0(t) &= 0, \quad k(t+t_x) = \left\lceil \frac{[4f_x(t+t_x)] + 1}{2} \right\rceil, \end{aligned} \quad (11)$$

где $[x]$ — наибольшее целое число, меньшее или равное x ; A — амплитуда горизонтального смещения ЦМ пучка. Параметр $0 \leq t_x \leq T_x$ фиксирует координату ЦМ пучка по оси абсцисс в произвольной точке $-A \leq x \leq +A$, а также направление его горизонтальной скорости в момент времени $t = 0$.

На рис. 1 показана траектория движения ЦМ ионного пучка относительно движущейся мишени при работе только горизонтального магнитного сканера. Скорость движения пленки $V = 80$ см/с, частота сканера $f_x = 100$ Гц, $A = 16$ см.

На рис. 2 показана рассчитанная зависимость плотности частиц от времени $\rho(t)$ в точке наблюдения на мишени с координатами $\{x_n = 0, y_n = 5 \text{ см}\}$, полученная при

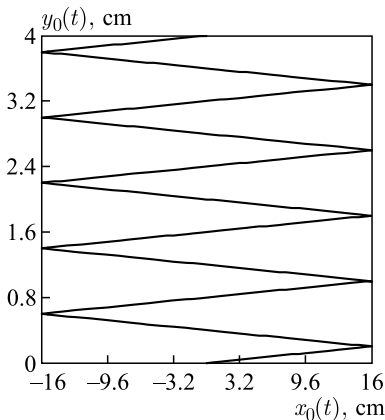


Рис. 1. Движение ЦМ пучка относительно движущейся мишени

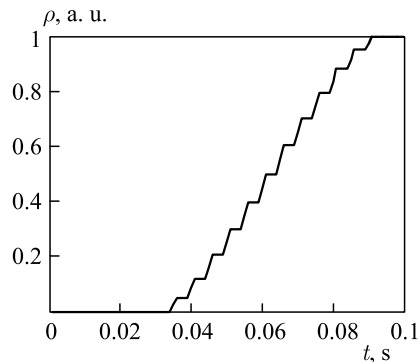


Рис. 2. Зависимость $\rho(t)$ в точке наблюдения $\{0,5\}$, $2a = 50$ мм

сканировании пучка диаметром $2a = 50$ мм. В данном расчете учитывался переходной процесс, связанный с движением мишени внутри области облучения.

На рис. 3 представлено распределение частиц $\rho(0, y_n)$ на пленке, рассчитанное по формуле (7) при $h = 50$ мм.

Результаты расчетов показывают, что для выбранных параметров сканера и ионного пучка возникающая неоднородность при работе только горизонтального сканера не превышает величины $\pm 0,05\%$ для гауссова распределения (10) ионов в пучке.

Следует отметить, что при выполнении условий

$$\lambda_x/a = \text{const}, \quad A/a = \text{const} \quad (12)$$

полученная величина неоднородности распределения частиц на мишени не зависит от радиуса сечения пучка a . При изменении величины a меняется как $1/a$ только среднее значение плотности частиц на пространственном периоде λ_x .

Если условия подобия (12) не выполняются, то при отклонении диаметра пучка от выбранного значения $2a = 50$ мм величина неоднородности будет изменяться. При увеличении диаметра пучка величина неоднородности уменьшается. С уменьшением диаметра пучка неоднородность распределения плотности частиц на мишени возрастает (уменьшение диаметра пучка моделирует наличие в пучке локальной неоднородности).

Введем меру (амплитуду) неоднородности S плотности частиц на мишени, рассчитываемой по формуле

$$S(x_n) = \frac{\rho(x_n, y_n)_{\max} - \rho(x_n, y_n)_{\min}}{\rho(x_n, y_n)_{\max} + \rho(x_n, y_n)_{\min}}, \quad (13)$$

где $\rho(x_n, y_n)_{\max}$ и $\rho(x_n, y_n)_{\min}$ — максимальное и минимальное значения плотности $\rho(x_n, y_n)$ на периоде λ_x при фиксированном x_n .

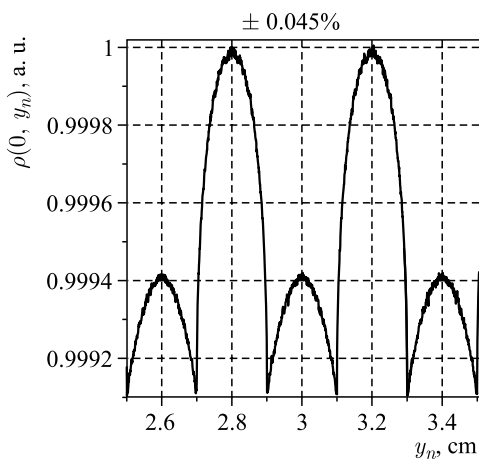


Рис. 3. Расчет распределения $\rho(0, y_n)$ для $h = 50$ мм, $2a = 50$ мм, $x = 0$

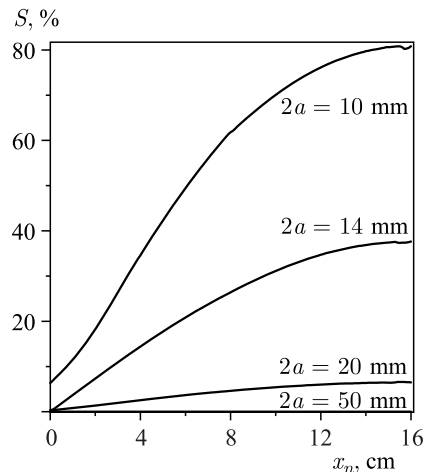


Рис. 4. Рассчитанные величины неоднородности $S(x_n)$ для различных диаметров пучка $2a$

На рис. 4 показаны зависимости величины неоднородности $S(x_n)$, рассчитанные при различной величине диаметра пучка $2a$.

На рис. 5 представлено трехмерное распределение плотности частиц на мишени на длине $2,5\lambda_x$ по вертикали и 16 см по горизонтали (половина поля облучения) при отключенном вертикальном сканере для пучка диаметром $2a = 10$ мм.

Результаты расчетов показывают, что при отключенном вертикальном сканере требуемый уровень однородности распределения плотности пучка на мишени для выбранных параметров системы сканирования и скорости перемещения мишени, равной 80 см/с, достигается только для ионных пучков, диаметр которых превышает 20 мм. При скоростях мишени, отличающихся от вышеуказанной, допустимый радиус ионного пучка a будет изменяться прямо пропорционально скорости мишени и должен удовлетворять неравенству

$$a \geq \lambda_x. \tag{14}$$

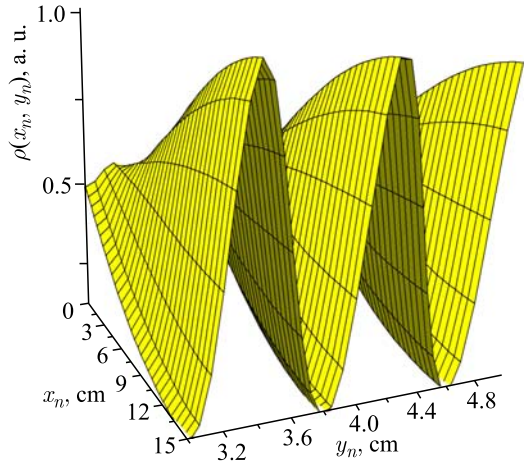


Рис. 5. Трехмерное распределение плотности частиц на мишени $\rho(x_n, y_n)$, $2a = 10$ мм

3. ПОЛУЧЕНИЕ ТРЕБУЕМОГО ОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ИОНОВ НА МИШЕНИ С ПОМОЩЬЮ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО И ВЕРТИКАЛЬНОГО СКАНЕРОВ

Реальные пучки ионов могут иметь локальные неоднородности, которые приводят к ухудшению равномерности распределения плотности пучка $\rho(x_n, y_n)$ на мишени. Наличие локальных неоднородностей в пучке моделировалось с помощью уменьшения радиуса сечения пучка. Расчеты проводились для тех же параметров горизонтального сканера и скорости протяжки мишени, что и в предыдущем разделе.

Для уменьшения влияния таких неоднородностей используется высокочастотный вертикальный электрический сканер. В этом случае изменение во времени горизонтальной координаты $x_0(t)$ ЦМ пучка по-прежнему задается формулами (11), а вертикальная координата ЦМ $y_0(t)$ определяется следующим образом:

$$y_0(t) = (-1)^{m(t+t_y)} 2B [2f_y(t+t_y) - m(t+t_y)], \tag{15}$$

$$m(t+t_y) = \left\lceil \frac{[4f_y(t+t_y)] + 1}{2} \right\rceil.$$

Параметр $0 \leq t_y \leq T_y$ фиксирует координату ЦМ пучка по оси ординат в произвольной точке $-B \leq y \leq +B$, а также направление его вертикальной скорости в момент времени $t = 0$.

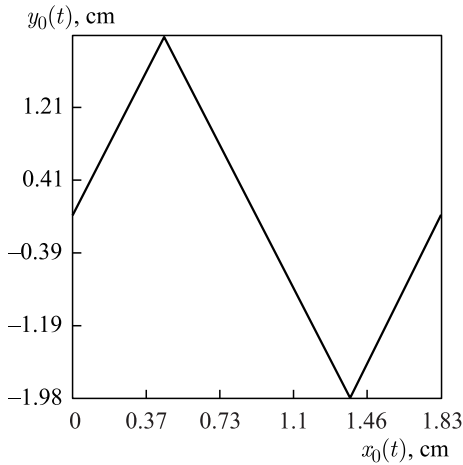


Рис. 6. Траектория ЦМ пучка при включенных обоих сканерах за время T_y

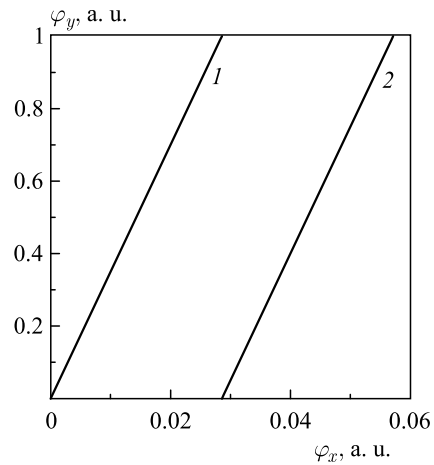


Рис. 7. Графики функций (15) для $\varepsilon = 0$ (1) и $\varepsilon = -1$ (2)

На рис. 6 показана рассчитанная траектория движения ЦМ пучка относительно движущейся мишени для случая, когда включены оба сканера. Частота вертикального сканера $f_y = 3500$ Гц, $B = 2$ см. Траектория ЦМ пучка рассчитана за время, равное периоду вертикального сканера T_y .

При использовании вертикального сканера величина неоднородности S может быть существенно уменьшена. Так, например, при диаметре сгустка $2a = 16$ мм величина S при $B = 0$ равна 20 % и уменьшается при амплитудах B , больших 1 см, до постоянного значения, приблизительно равного 5 %.

Распределение плотности частиц на мишени зависит от соотношения начальных фаз, с которых ЦМ пучка начинает движение по горизонтали ($\varphi_x = t_x/T_x$) и по вертикали ($\varphi_y = t_y/T_y$), однако при выполнении условия

$$\varphi_y = \varphi_x \frac{T_x}{T_y} + \varepsilon \tag{16}$$

распределение $\rho(x_n, y_n)$ не зависит от величины φ_x . Распределение $\rho(x_n, y_n, \varepsilon)$ является периодической функцией параметра ε с единичным периодом:

$$\rho(x_n, y_n, \varepsilon + 1) = \rho(x_n, y_n, \varepsilon). \tag{17}$$

Таким образом, область возможных фаз ($0 \leq \varphi_x \leq 1$, $0 \leq \varphi_y \leq 1$) разбивается на совокупность полос, границы которых определяются соотношением (16) при произвольных целых значениях параметра ε . На рис. 7 для примера показана одна такая полоса, границы которой определяются значениями параметра $\varepsilon = 0$ и $\varepsilon = -1$. Распределение плотности частиц на пленке $\rho(x_n, y_n)$ остается постоянным при изменении фаз $\varphi_{x,y}$ вдоль прямых, параллельных границам, и периодически повторяется в любой другой полосе.

На рис. 8 представлено рассчитанное трехмерное распределение величины $\rho(x_n, y_n)$ при следующих параметрах: $f_y = 3500$ Гц, $B = 2$ см и $2a = 10$ мм, $\varphi_x = \varphi_y = 0$ ($\varepsilon = 0$). На рис. 9 показана зависимость величины $S(x_n)$ для тех же параметров.

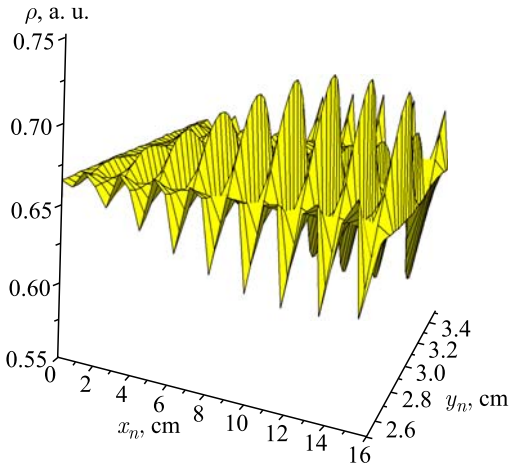


Рис. 8. Трехмерное распределение плотности на мишени при $2a = 10$ мм и $B = 2$ см

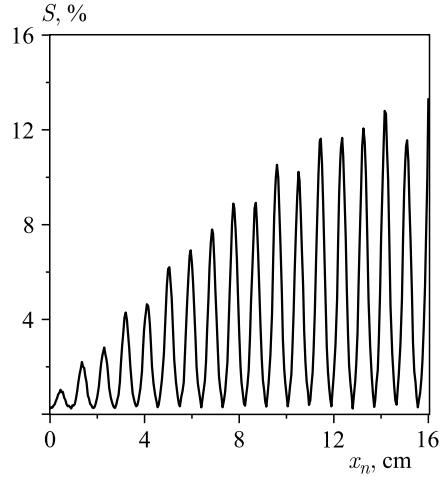


Рис. 9. Величина неоднородности $S(x_n)$ при $2a = 10$ мм и $B = 2$ см

Период осцилляций Δx функции $S(x_n)$ может быть оценен как смещение ЦМ пучка по горизонтали за половину периода вертикальных колебаний:

$$\Delta x = 2A \frac{f_x}{f_y} \approx 9 \text{ мм.} \tag{18}$$

Как можно видеть из рис. 9, неоднородность $S(x_n)$ увеличивается с ростом x_n и на краю мишени достигает величины $\pm 13,2\%$ для пучка диаметром $2a = 10$ мм. Таким образом, включение вертикального сканера уменьшает величину S (при $2a = 10$ мм) в ~ 6 раз (см. рис. 4 и 9). При увеличении диаметра пучка эта неоднородность быстро уменьшается.

На рис. 10 приведена рассчитанная зависимость величины $S(x_n)$ от диаметра локальной неоднородности плотности ионов в пучке в точке $x = 15$ см.

Для параметра ε , меняющегося на одном периоде, может быть найдено такое значение ε_0 , при котором величина неоднородности плотности $\rho(x_n, y_n)$ минимальна. В силу периодичности плотности $\rho(x_n, y_n)$ по параметру ε неоднородность плотности будет минимальна для любых фаз $\varphi_{x,y}$, удовлетворяющих условию (16) при $\varepsilon = \varepsilon_0 \pm k$ ($k = 1, 2, \dots$).

На рис. 11 показано трехмерное распределение величины $\rho(x_n, y_n)$ для $\varepsilon_0 = -0,12$ ($\varphi_x = 3,43 \cdot 10^{-3}$ и $\varphi_y = 0$). На рис. 12 представлена зависимость величины $S(x_n)$ для тех же параметров сканеров и пучка ионов.

Как можно видеть из рис. 9 и 12, максимальная величина $S(x_n)$ при $\varepsilon = \varepsilon_0$ уменьшается в ~ 2 раза по сравнению со случаем $\varepsilon = 0$, когда, например, $\varphi_x = \varphi_y = 0$.

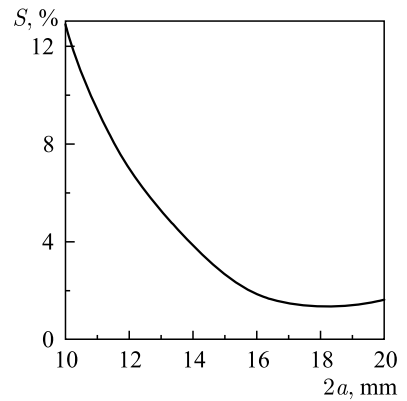


Рис. 10. Зависимость S от диаметра локальной неоднородности плотности ионов в пучке

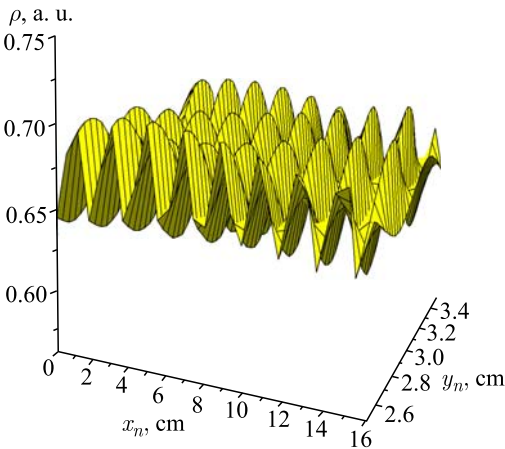


Рис. 11. Трехмерное распределение плотности на мишени при $\varepsilon_0 = -0,12$

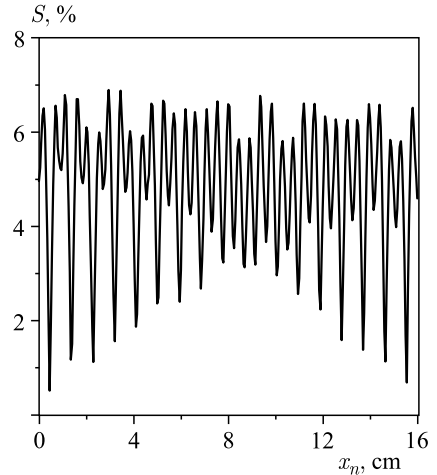


Рис. 12. Величина неоднородности $S(x_n)$ при $\varepsilon_0 = -0,12$

Проведенные расчеты показывают, что применение вертикального электрического сканера эффективно устраняет неоднородности в плотности распределения частиц на мишени при наличии локальных неоднородностей в ионном пучке. Но это справедливо для тех локальных неоднородностей, диаметр которых больше, чем смещение ЦМ пучка по горизонтали Δx за половину периода вертикального сканера T_y (см. рис. 6). Величина Δx вычисляется по формуле (18), и допустимый размер неоднородностей a может быть оценен как

$$a = 3A \frac{f_x}{f_y}. \quad (19)$$

Для параметров системы сканирования $A = 16$ см, $f_x = 100$ Гц и $f_y = 3500$ Гц из (19) получаем $a \approx 13,7$ мм, что находится в хорошем согласии с результатами расчета, приведенными на рис. 10.

Таким образом, использование вертикального сканера позволяет уменьшить допустимый размер пучка практически в два раза. Дальнейшее уменьшение допустимого диаметра пучка требует пропорционального увеличения частоты вертикального сканера.

4. ВЛИЯНИЕ ЩЕЛИ НА НЕОДНОРОДНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ИОНОВ НА МИШЕНИ

В экспериментах на циклотроне ДЦ-110 для уменьшения углов, с которыми ионы пучка бомбардируют мишень и которые связаны с кривизной мишени, перед ней на расстоянии 10 см располагалась щель высотой $h = 50$ мм.

При выключенном вертикальном сканере ($B = 0$), если диаметр пучка $2a$ меньше высоты щели h , она не оказывает никакого влияния на процесс облучения. Если диаметр пучка больше высоты h , то при фиксированном значении h величина неоднородности распределения частиц на мишени уменьшается с ростом a .

При включенном вертикальном сканере ($B \neq 0$), если пучок ионов при сканировании не выходит за размер щели, результаты расчетов совпадают с полученными в предыдущем разделе (см. рис. 8–12).

Условия периодичности (16), (17) выполняются для произвольной величины амплитуды B вертикального сканера при сдвиге координаты y_n на величину $\lambda_x \cdot \varphi_x$. Поэтому для произвольной начальной фазы φ_x распределение $\rho(x_n, y_n)$ при фиксированной координате x_n только сдвигается вдоль оси y_n , сохраняя при этом величину неоднородности $S(x_n)$. Поэтому для дальнейших расчетов можно выбрать фиксированное значение фазы $\varphi_x = 0$.

При выполнении условия $B + a \geq h/2$ пучок выходит за границы щели и наблюдается увеличение неоднородности в распределении плотности пучка на мишени. Проведенные расчеты показали, что увеличение неоднородности S начинается уже при выведении пучка за щель на величину порядка σ .

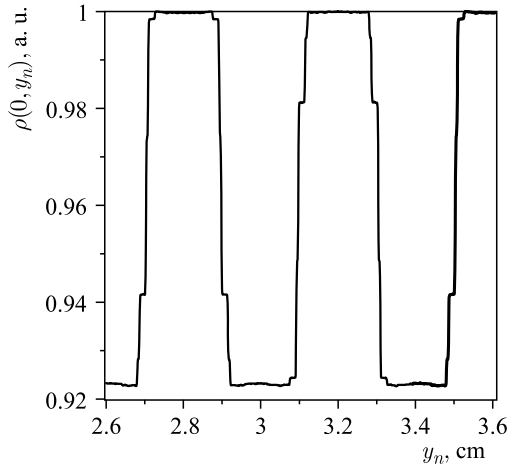
При выполнении условия

$$B \geq h/2 + a \tag{20}$$

пучок может смещаться за пределы щели полностью и величина неоднородности резко увеличивается. При дальнейшем увеличении амплитуды B возможно появление продольных полос на пленке.

При работе вертикального сканера с амплитудой B , соответствующей условию (20), среднее по пространственному периоду значение плотности пор на пленке уменьшается, так как часть времени пучок находится вне щели.

Для иллюстрации эффекта роста неоднородности $S(x_n)$ проведены расчеты в точке $x_n = 0$ при ширине щели $h = 50$ мм, амплитуде вертикального сканера $B = 6$ см и диаметре пучка $2a = 50$ мм. На рис. 13 показана рассчитанная зависимость плотности частиц на мишени $\rho(0, y_n)$. Соответствующая неоднородность пучка $S(x_n) \sim 4\%$, в то время как в отсутствие щели величина $S(x_n)$ составляет $6,8 \cdot 10^{-3}\%$. Следовательно, происходит значительное увеличение степени неоднородности $S(x_n)$ при наличии щели и выведении пучка вертикальным сканером за щель полностью.



Согласно рис. 13, при фиксированной координате x_n множество точек наблюдения y_n на одном пространственном периоде разбивается на совокупность интервалов, соответствующих максимальному ρ_{\max} и минимальному ρ_{\min} значениям плотности пучка (плюс переходные процессы между этими интервалами). Соотношение между получающимися интервалами существенным образом зависит от координаты x_n и параметра κ :

Рис. 13. Зависимость $\rho(0, y_n)$, рассчитанная для распределения (10), $x_n = 0$, $2a = 50$ мм

$$\kappa = \frac{h \cdot f_x}{V} = \frac{h}{\lambda_x} \tag{21}$$

Целая часть величины κ определяет максимальную по всем координатам x_n величину неоднородности $S \cong \frac{1}{2[\kappa]}$, поскольку на каждом периоде пучок пересекает точку наблюдения два раза. Дробная часть $\delta = \kappa - [\kappa]$ определяет величину этих интервалов. Для графика, показанного на рис. 13, $\kappa = 6,25$. Для других значений κ или для других точек x_n соотношение интервалов, соответствующих ρ_{\max} и ρ_{\min} , будет меняться.

На рис. 14 показаны зависимости $\rho(t)$ для двух точек наблюдения — ($x_n = 0, y_n = 2,8$ см) и ($x_n = 0, y_n = 3,0$ см), соответствующих интервалам с ρ_{\max} и ρ_{\min} . Зависимости имеют скачкообразный характер, и каждый скачок происходит при пересечении пучком ионов точки наблюдения. Значения ρ_{\max} и ρ_{\min} отличаются на величину одного скачка, что определяет величину $S = 1/(4[\kappa] + 1) = 4\%$ в данном случае.

Время пересечения щели точкой наблюдения $\tau = h/V = 62,5$ мс. Любая точка y_n , вошедшая в щель (при совершении шести полных колебаний ЦМ пучка по горизонтали за 60 мс), 12 раз пересечется с пучком. В результате произойдет 12 скачков плотности $\rho(t)$. Те точки y_n , которые не успевают пересечься с пучком за оставшиеся 2,5 мс, образуют интервалы, соответствующие ρ_{\min} . Точки, которые пучок успевает облучить дополнительный 13-й раз за эти же 2,5 мс, образуют интервалы, соответствующие ρ_{\max} . Такие точки найдутся и для любых значений параметра κ и координат $-A < x_n < A$.

На рис. 15 показан график одного из скачков (см. рис. 14) в увеличенном масштабе. На этом графике видны 4 скачка, когда вертикальный сканер уводит пучок от точки наблюдения за время, пока точка y_n пересекает пучок, движущийся под действием горизонтального сканера.

При координате точки наблюдения x_n , отличной от нуля, величина неоднородности S может отличаться от определенной выше. Это связано с появлением еще одного (в рассмотренном случае 14-го) скачка плотности при возврате центра пучка от края мишени к точке наблюдения $\{x_n, y_n\}$. Действительно, за время δT_x ЦМ пучка смещается

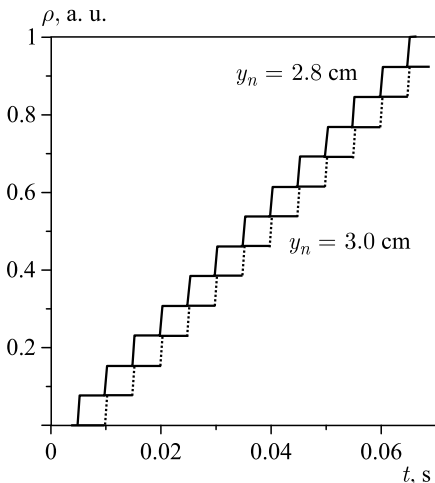


Рис. 14. Рассчитанные зависимости $\rho(t)$ ($x_n = 0$) для точки $y_n = 2,8$ см (сплошная кривая, 13 скачков) и $y_n = 3,0$ см (пунктирная кривая, 12 скачков)

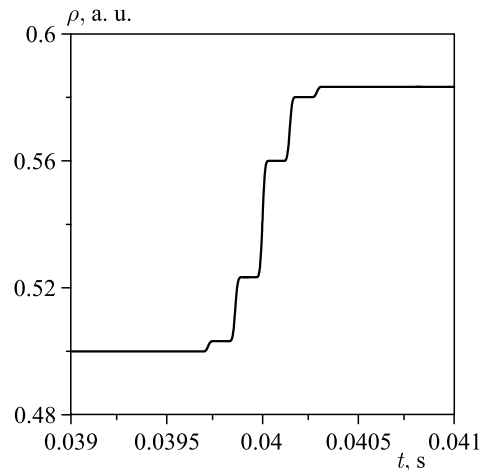


Рис. 15. График одного из скачков в увеличенном масштабе

по горизонтали на расстояние $4A\delta$. Если это расстояние превосходит удвоенное расстояние от точки x_n до точки $x = A$, то пучок пересечет точку наблюдения. Отсюда находится область таких координат x_n :

$$A > |x_n| > A |1 - 2\delta|. \quad (22)$$

Формула (22) справедлива для любых значений координат x_n и параметра $0 < \delta < 1$.

Расчетная зависимость величины неоднородности $S(x_n)$ показана на рис. 16. Как можно видеть из рис. 16, на краях движущейся мишени происходит увеличение неоднородности. Зависимость, показанная на рис. 16, построена для величины параметра $\kappa = 6,25$. В общем случае величина неоднородности S_{\max} , максимальная по всем координатам x_n , равна

$$S_{\max} = \frac{1}{2[\kappa] + 1}. \quad (23)$$

На рис. 17 представлена зависимость неоднородности $S(x_n)$ как функция от параметра κ при $x = 14,5$ см (т. е. вблизи края мишени). В расчетах параметр κ изменялся за счет изменения ширины щели h , а величины f_x и V были такими же, как и в предыдущих расчетах. При каждом значении κ вертикальный сканер полностью выводил пучок за щель.

На рис. 18 представлено трехмерное распределение плотности $\rho(x_n, y_n)$, рассчитанное для $-16 \leq x_n \leq 16$ см, $3 \leq y_n \leq 5$ см и для величины параметра $\kappa = 6,25$.

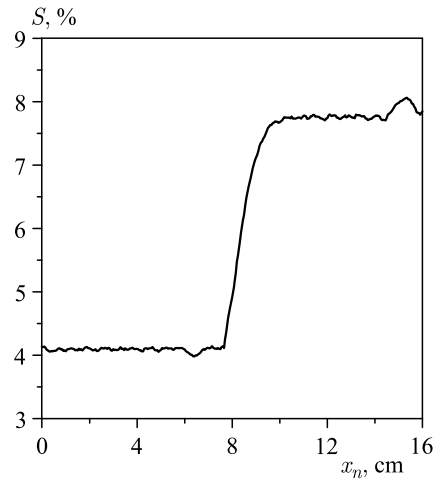


Рис. 16. Зависимость $S(x_n)$, рассчитанная для распределения (10), $2a = 50$ мм

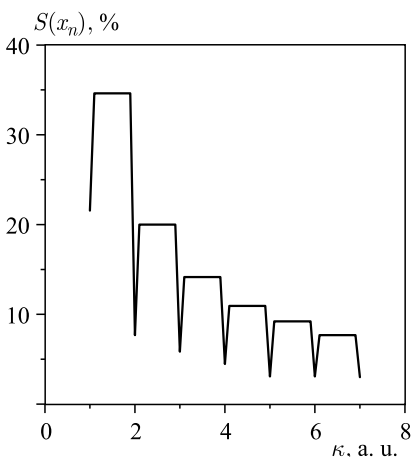


Рис. 17. Зависимость неоднородности $S(x_n)$ от отношения $\kappa = h/\lambda_x$ при $x_n = 14,5$ см, $2a = 50$ мм

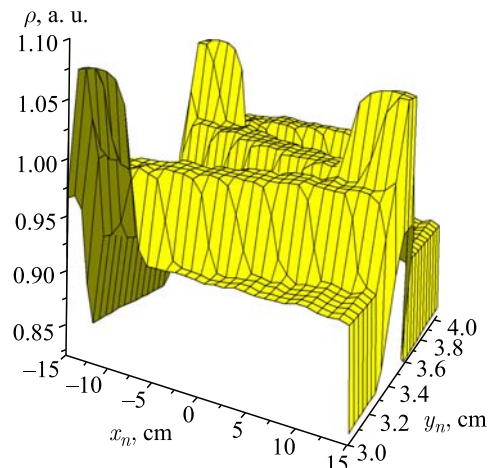


Рис. 18. Рассчитанное распределение $\rho(x_n, y_n)$ при $\kappa = 6,25$, $x = 0$, $2a = 50$ мм

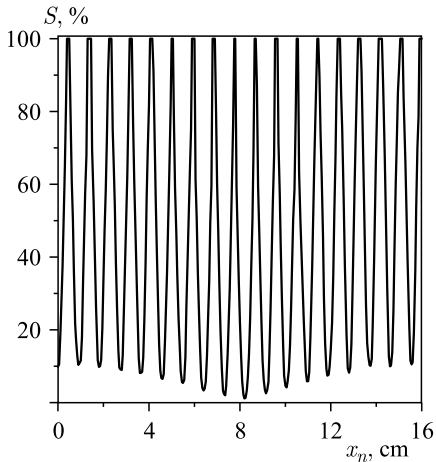


Рис. 19. Зависимость $S(x_n)$, рассчитанная для распределения (10), $2a = 5$ мм

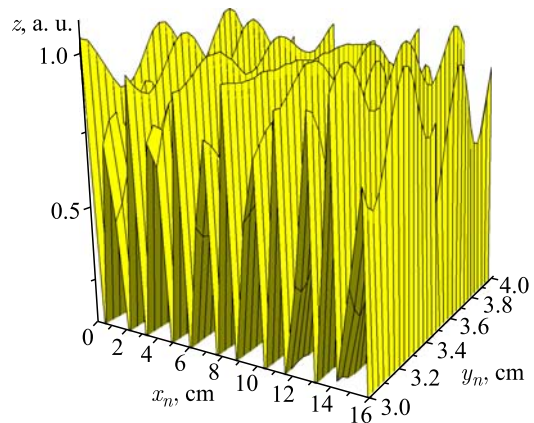


Рис. 20. Трехмерное распределение $z = \rho(x_n, y_n)$, $2a = 5$ мм

Оценка максимальной неоднородности плотности S_{\max} по формуле (23) справедлива, только когда удовлетворяется неравенство (14), ограничивающее снизу радиус пучка a . При уменьшении диаметра пучка $2a$ и больших амплитудах вертикального сканера величина S_{\max} резко возрастает. При выполнении условия, содержащего почти все основные параметры задачи

$$a < B \frac{1 - \frac{h}{2B}}{1 + \frac{BT_x}{AT_y}}, \quad (24)$$

величина S_{\max} может достигать 100 %.

На рис. 19 показана рассчитанная зависимость $S(x_n)$ для пучка диаметром $2a = 5$ мм. При этом $h = 5$ см и $B = 6$ см. Период колебаний $S(x_n)$ определяется (как и в предыдущем разделе) формулой (18).

Как можно видеть из рис. 19, использование щели при наличии в пучке ступка малого диаметра приводит к появлению на мишени продольных (в направлении оси y) необлученных полос.

На рис. 20 представлено трехмерное распределение $\rho(x_n, y_n)$, рассчитанное для пучка диаметром $2a = 5$ мм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложен метод расчета распределения плотности частиц на мишени при ее облучении пучком ионов с учетом щели, расположенной перед мишенью. Получены формулы, позволяющие оценивать основные параметры системы сканирования.

2. Показано, что плотность частиц на мишени является периодической функцией продольной координаты y_n . Свойство пространственной периодичности засветки мишени не зависит от вида плотности пучка ионов $\rho_0(x, y)$, временной зависимости изменения координат ЦМ пучка и высоты щели h , ограничивающей поле облучения. Пространственный

период λ_x прямо пропорционален скорости протяжки ленты V и зависит от соотношения частот горизонтального f_x и вертикального f_y сканеров. Для параметров системы сканирования циклотрона ДЦ-110 ($f_x = 0,1$ кГц, $f_y = 3,5$ кГц) засветка мишени будет иметь полосы с вертикальным размером, равным $\lambda_x = 8$ мм при максимальной скорости движения ленты 80 см/с.

3. В случае, когда работает только горизонтальный сканер, неоднородность распределения $\rho(x_n, y_n)$ увеличивается от центра мишени к ее краям. При увеличении диаметра пучка до $2a \geq 20$ мм, при максимальной скорости движения ленты, величина неоднородности уменьшается и достигает требуемого значения $S \leq 5\%$.

4. При одновременной работе горизонтального и вертикального сканеров величина неоднородности распределения S имеет осциллирующий характер с амплитудой колебаний, увеличивающейся к краям мишени. Пространственный период этих колебаний определяется горизонтальным смещением пучка Δx за половину периода вертикального сканера. Допустимый диаметр пучка, при котором неоднородность S уменьшается до требуемой величины 5%, прямо пропорционален величине Δx и должен быть больше 13 мм для сканирующей системы циклотрона ДЦ-110.

5. Использование вертикального сканера позволяет уменьшить допустимый размер пучка практически в два раза. Дальнейшее уменьшение допустимого диаметра пучка требует пропорционального увеличения частоты вертикального сканера.

6. При установке перед мишенью щели и при полном выведении вертикальным сканером пучка за щель величина неоднородности S на облучаемой мишени резко возрастает. Величина S зависит от параметра κ , равного отношению высоты щели к пространственному периоду λ_x . При $\kappa = 1$ в точке $x_n = 0$ величина $S = 20\%$ и возрастает до $\sim 40\%$ на краю мишени. Максимальная по всем координатам x_n величина неоднородности S_{\max} оценивается как $\frac{1}{2[\kappa] + 1}$ (см. рис. 17). При использовании щели для получения требуемой однородности распределения плотности пучка на мишени необходимо подбирать соответствующее значение параметра κ . Так, в экспериментах на циклотроне ДЦ-110 $\kappa = 6,25$.

7. Если в ионном пучке имеется сгусток малого диаметра (для условий экспериментов на ДЦ-110 $2a \leq 5$ мм), то величина неоднородности может достигать 100% и на мишени возникают продольные необлученные полосы.

8. При работе с горизонтальной щелью, расположенной перед мишенью, пучок ионов при включенном вертикальном сканере не должен выходить за пределы вертикального размера щели на величину более одной σ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gikal B. N. et al. Design, Development and Starting Up into Operation of Heavy Ion Cyclotron Complex DC-110 for the Industrial Production of Track Membranes // Phys. Part. Nucl. Lett. 2014. V. 11, No. 2. P. 233–253.
2. Gikal B. N. et al. Analyses of Methods for Obtaining a Uniform Particle Distribution on a Target with a Krypton Ion Beam Extracted from the Implantator IC-100. JINR Commun. P9-2002-240. Dubna, 2002.