

26

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР



В.Т.Астрелин, Е.М.Сыренин.

РАСЧЕТ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ
ФОКУСИРОВКИ ИОННЫХ ПУЧКОВ

ПРЕПРИНТ 83-41

НОВОСИБИРСК

РАСЧЕТ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ ИОННЫХ ПУЧКОВ

В.Т.Астрелин, Е.М.Сыренин

А Н Н О Т А Ц И Я

В параксиальном приближении аналитически решена задача о движении иона при переходе из однородного магнитного поля в коническое. Рассмотрены условия максимальной компрессии потока нейтралов, возникающих при перезарядке ионного пучка на мишени в коническом поле. Приведены соответствующие параметры магнитной системы. Рассмотрено влияние начального углового разброса ионов на компрессию потока. Наряду с результатами аналитического решения приводятся результаты непосредственного численного интегрирования уравнений движения.

A b s t r a c t

The motion of ions passing from the homogeneous magnetic field into a conical one is treated analytically in paraxial approximation. Further ions transform into neutral particles at the recharging target which is placed in the conical area of field. The optimal conditions for maximum compression of the beams of neutral particles are investigated. An influence of the initial angular spread on the beam compression is analysed. The computation results together with the those of analytical treatment are presented.

Введение

Создание и использование источников мощных ионных пучков с высокой плотностью тока является одним из направлений в развитии УТС. Такие пучки можно использовать как для нагрева ^{плазмы}, так и для инерционного УТС. К числу эффективных способов получения мощных ионных пучков относятся, в частности, системы с осциллирующими электронами /1-4/. Они, в принципе, позволяют получать потоки ионов большой мощности. Для решения задач УТС возникает необходимость в увеличении плотности тока таких пучков. В системах с осциллирующими электронами ионные пучки с самого начала создаются и ускоряются в сильном магнитном поле. Увеличение плотности их тока адиабатическим сжатием в магнитном поле ограничивается величинами максимально достижимых магнитных полей. Это ограничение может быть ослаблено при использовании перезарядки ионов в нейтральные атомы с их дальнейшей баллистической фокусировкой. Такой метод фокусировки был впервые предложен в работе /5/. Основная идея метода заключается в следующем: поток ионов из области однородного магнитного поля входит в область конического поля, где перезаряжается на газовой мишени. Под коническим полем здесь понимается поле, силовые линии которого являются прямыми, сходящимися в одну точку. Полученные нейтралы при этом баллистически фокусируются в области этой точки.

Максимальная компрессия пучка ограничивается эффективностью перезарядки ионов в нейтралы и величиной начального углового разброса ионов. Для того, чтобы пучок не получил большого углового разброса при переходе от однородного магнитного поля к коническому, этот переход должен быть достаточно плавным.

Целью настоящей работы является выяснение требований к длине области перехода от однородного магнитного поля к коническому, влияния начального углового разброса на компрессию пучка, а также оптимизация параметров магнитной системы для максимального уплотнения потока.

нородного поля к коническому определяется параметром $\alpha, \Delta L \sim L/\alpha$.

Изменение поперечной скорости ионов после прохождения области перехода

Как показано в приложении, после прохождения области перехода от однородного магнитного поля к коническому ионы пучка приобретают компоненты поперечной скорости V_x, V_y . С их учетом можно выписать полное выражение для поперечной скорости

$$V_{\perp}^2 = V_{\perp 0}^2 \frac{H}{H_0} + \frac{\pi^2}{4} (1+2\alpha)^2 \left(\frac{\alpha}{\alpha+1}\right)^4 V_{\parallel}^2 \frac{H}{H_0} \frac{r_0^2}{r_{\Lambda}^2} \exp\left[-2 \frac{L}{r_{\Lambda}} \operatorname{Im} \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi\right] + \\ + \tilde{\beta}^2 V_{\parallel}^2 \frac{H}{H_0} \frac{r_0^2}{L^2} \frac{r_{\Lambda}^2}{L^2} v^{8d+4} + 2 \tilde{\beta} V_{\perp 0} V_{\parallel} \frac{H}{H_0} \frac{r_{\Lambda}}{L} \frac{r_0}{L} v^{4d+2} \sin \psi_2 + \\ + \pi (1+2\alpha) \left(\frac{\alpha}{\alpha+1}\right)^2 V_{\parallel}^2 \frac{H}{H_0} \frac{r_0^2}{L^2} v^{4d+2} \exp\left[-\frac{L}{r_{\Lambda}} \operatorname{Im} \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi\right] \sin \psi_1 + \\ + \pi (1+2\alpha) \left(\frac{\alpha}{\alpha+1}\right)^2 V_{\perp 0} V_{\parallel} \frac{H}{H_0} \frac{r_0}{r_{\Lambda}} \exp\left[-\frac{L}{r_{\Lambda}} \operatorname{Im} \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi\right] \cos(\psi_1 - \psi_2), \quad (2)$$

где $V_{\perp 0}$ — начальная поперечная скорость, r_{Λ} — ларморовский радиус, рассчитанный по полной энергии, r_0 — начальный радиус траектории в области однородного поля, ψ_2 — фаза ларморовского вращения в точке v , $\psi_2 = \varphi_0 - \frac{L}{r_{\Lambda}} \int_{s/L}^v \frac{\omega}{\omega_0} dv$; $\psi_1 = \frac{L}{r_{\Lambda}} \operatorname{Re} \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi$, H — поле в точке v , s — начальная координата частицы, ξ_0 — координата точки нуля функции $H(\xi)$ в комплексной плоскости, H_0 — магнитное поле в области ускорения, $\omega_0 = \frac{e H_0}{m c}$. Как видно из выражения (2), поперечная скорость после прохождения области перехода определяется начальным угловым разбросом, а также эффектами неадиабатичности, возникающими при прохождении частицей области перехода от однородного поля к коническому. Перезарядная мишень при этом должна располагаться в области, где магнитное поле достаточно близко к коническому, что соответствует условию $(r_0/L) \cdot v^{4d} \ll 1$. С учетом этого условия из выражения (2) следует, что эффекты неадиабатичности будут малы, если длина области перехода в несколько раз превышает ларморовский радиус r_{Λ} .

При отсутствии начального углового разброса скоростей можно выделить случаи различной степени адиабатичности движения ионов. Как видно из выражения (19), при $\frac{L}{\alpha r_{\Lambda}} \ll (2d+1) \ln \frac{H}{H_0}$ после прохождения ионом области перехода, он приобретает поперечную

скорость такую, что

$$\frac{V_{\perp}}{H^{1/2}} = \frac{\pi}{2} (1+2\alpha) \left(\frac{\alpha}{\alpha+1}\right)^2 \frac{V_{\perp 0}}{H_0^{1/2}} \frac{r_0}{r_{\Lambda}} \exp\left[-\frac{L}{r_{\Lambda}} \operatorname{Im} \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi\right]. \quad (3)$$

В обратном случае $\frac{L}{\alpha r_{\Lambda}} \gg (2d+1) \ln \frac{H}{H_0}$ его поперечная скорость в области перезарядки является в основном дрейфовой, убывающей степенным образом:

$$\frac{V_{\perp}}{H^{1/2}} = \tilde{\beta} \frac{V_{\parallel}}{H_0^{1/2}} \frac{r_{\Lambda}}{L} \frac{r_0}{L} v^{4d+2}. \quad (4)$$

Аберрации

Положение фокуса пучка может, вообще говоря, зависеть от радиуса траекторий частиц и их координат точки перезарядки. Для протяженной мишени вследствие этого фокусировка пучка может существенно ухудшаться. Очевидно, одним из условий оптимальной компрессии ионного пучка является малость аберраций в области перезарядки. Мерой аберраций фокусирующей системы является угол, образуемый силовой линией с направлением на фокус: $\chi = \frac{r}{z} - \frac{Hr}{H_z}$;

$$\chi = \frac{r_0}{L} \frac{1 - \exp(-v^{2d})}{1 + \exp(v^{2d})/v^{2d}}. \quad (5)$$

Аберрации могут зависеть от толщины мишени и ее поперечных размеров. В параксиальном приближении, как видно из (5), угол χ растет линейно с радиусом пучка. Предполагая, что перезарядная мишень находится в магнитном поле, близком к коническому, получаем $\chi = \frac{r_0}{L} v^{4d}$. В данной работе будет использоваться приближение тонкой мишени, то есть толщина мишени $\Delta z_M \ll z_M$.

Компрессия ионных потоков

Найдем компрессию ионного пучка в фокусе магнитного поля, перезарядившегося на тонкой плотной мишени. Выделим группу ионов, движущихся в однородном магнитном поле в кольце радиусом r_0 , толщиной dr_0 . После перезарядки они попадут в плоскости фокуса в кольцо радиусом r_1 , толщиной dr_1 . Радиус кольца при этом равен:

$$r_1^2 = L^2 v^2 \left(\frac{V_x^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{V_y^2}{V_{\parallel}^2} + \chi^2 + 2 \frac{V_y}{V_{\parallel}} \chi \right), \quad (6)$$

где V_x, V_y — компоненты поперечной скорости в точке перезарядки v ; χ — абберационный угол. Подставив в (6) выражения для V_x, V_y и χ , получаем:

$$r_1^2 = L^2 \theta^2 + \beta^2 r_0^2 + 2\beta r_0 L \theta \cos \varphi_3, \quad (7)$$

$$\theta = \frac{V_{\perp 0}}{V_{\parallel}}, \quad \beta^2 = \delta^2 + \gamma^2 + \varepsilon^2 + 2\varepsilon\delta \cos \varphi_1 + 2\delta\gamma \sin \varphi_1,$$

$$\gamma = \tilde{\beta} \frac{r_0}{L} v^{4d+2}, \quad \varepsilon = v^{4d+1}, \quad \varphi_1 = \frac{L}{r_0} \operatorname{Re} \int_{v_0}^{\tilde{\beta} v} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi,$$

$$\varphi_3 = \varphi_0 - \frac{L}{r_0} \int_{v_0}^{\tilde{\beta} v} \frac{\omega}{\omega_0} dv - \operatorname{arctg} \frac{\gamma + \delta \sin \varphi_1}{\varepsilon + \delta \cos \varphi_1},$$

$$\delta = \frac{\pi}{2} (1+2d) \left(\frac{d}{d+1} \right)^2 \frac{L}{r_0} \exp \left[-\frac{L}{r_0} \operatorname{Im} \int_{v_0}^{\tilde{\beta} v} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi \right].$$

Величины δ, γ и ε имеют очевидный геометрический смысл: они равны отношению радиуса траектории частицы в плоскости фокуса r_1 к начальному радиусу r_0 при раздельном учете влияния, соответственно, неадиабатичности, дрейфовой скорости и абберации. Отклонение скорости частицы от направления на фокус, связанное с абберациями, направлено по нормали к силовой линии, отклонение из-за дрейфовой скорости направлено по бинормали, а изменение скорости частицы из-за неадиабатичности может быть направлено в любую сторону в зависимости от фазы вращения в точке перезарядки.

В зависимости от начальной фазы φ_0 радиус кольца r_1 , куда попадут нейтралы, изменяется. Таким образом, перезарядившиеся нейтралы попадут в кольцо радиусом $L\theta + \beta r_0 > r_1 > |L\theta - \beta r_0|$. Поскольку все начальные фазы равновероятны, плотность потока внутри кольца определяется соотношением: $2\pi \delta j(r_1) r_1 dr_1 = A d\varphi_0$. Продифференцировав выражение (7) по φ_0 и определив константу

A из сохранения потока нейтралов, получаем:

$$\frac{\delta j(r_1)}{j_0} = \frac{2}{\pi} \frac{r_0 dr_0}{[(R_2^2 - r_1^2)(r_1^2 - R_1^2)]^{1/2}}, \quad (8)$$

где $R_1 = |L\theta - \beta r_0|$, $R_2 = L\theta + \beta r_0$, j_0 — начальная плотность потока перезарядившихся ионов.

Величина начального углового разброса θ , содержащаяся в (8), может зависеть от ряда факторов, определяемых способом формирования пучка ионов. Для газодинамического метода, такими факторами могут быть радиальное электрическое поле E_r в области

ускорения, а также флуктуации электрического поля, порождаемые неравновесностью функции распределения облака осциллирующих электронов [5]. Как показывает эксперимент, величина характерного углового разброса ионов с энергией $E \sim 1$ МэВ в магнитном поле $H_0 \approx 20$ кГс составляет $\theta \approx 0,05 + 0,1$ рад. [1]. Следует заметить, что угловой разброс, связанный с E_r , может быть подавлен сильным магнитным полем.

Рассмотрим случай, когда угловой разброс зависит от радиуса линейным образом. Тогда интегрирование выражения (8) дает следующий результат:

$$\frac{j(r_1)}{j_0} = \left| \frac{L^2 \theta^2}{R_2^2} - \beta^2 \right|^{-1}$$

при $r_1 < \tilde{R}_1 = |L\theta - \beta R_0|$,

$$\text{и } \frac{j(r_1)}{j_0} = \frac{2}{\pi} \frac{R_0^2}{R_1 R_2} \operatorname{arctg} \left[\left(1 - \frac{r_1^2}{R_2^2} \right) / \left(\frac{r_1^2}{R_1^2} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (9)$$

при $\tilde{R}_1 < r_1 < \tilde{R}_2$, где $\tilde{R}_2 = L\theta + \beta R_0$ — наружный радиус пучка в области фокуса.

Считая угловой разброс не зависящим от радиуса, получаем уплотнение пучка:

$$\frac{j(r_1)}{j_0} = \frac{2}{\pi \beta^2} \left\{ \left[(k+1) F(\psi_1, (1-k^2)^{1/2}) - (1-k) F(\psi, k) \right] + 2 \left[(1-k) \Pi(\psi, k, k) - k \Pi(\psi_1, 1-k, (1-k^2)^{1/2}) \right] \right\}$$

при $L\theta > r_1 > |L\theta - \beta R_0|$,

$$\text{и } \frac{j(r_1)}{j_0} = \frac{2}{\pi \beta^2} \left\{ \frac{k+1}{k} F(\tilde{\psi}_1, \left(\frac{k^2-1}{k^2} \right)^{1/2}) - \frac{k-1}{k} F(\tilde{\psi}, k^{-1}) + 2 \left[\frac{k-1}{k} \Pi(\tilde{\psi}, k^{-1}, k^{-1}) - k^{-1} \Pi(\tilde{\psi}_1, \frac{k-1}{k}, \left(\frac{k^2-1}{k^2} \right)^{1/2}) \right] \right\} \quad (10)$$

при $L\theta + \beta R_0 > r_1 > L\theta$,

где $k = (L\theta/r_1)^{-1}$, $\psi_1 = \arcsin(1/k)^{1/2}$, $\tilde{\psi}_1 = \arcsin[k/(k+1)]^{1/2}$,

$$\psi = \arcsin \left[\frac{k(1-|k-\beta R_0/r_1|)}{k\beta R_0/r_1 + k-1} \right]^{1/2}, \quad \tilde{\psi} = \arcsin \left[\frac{k\beta R_0/r_1 + k-1}{k(1-|k-\beta R_0/r_1|)} \right]^{1/2}$$

F, Π — нормальные эллиптические интегралы Лежандра первого и третьего рода.

Численный расчет

Для проверки теоретических результатов проводился численный расчет траектории ионов в магнитном поле. С этой целью использовался пакет прикладных программ "POISSON-2" [6]. Уравнение движения частиц в магнитном поле $m\dot{V} = \frac{e}{c} [VH]$ решалось методом Рунге-Кутты третьего порядка. Шаг интегрирования выбирался существенно меньшим ларморовского радиуса и составлял $\sim 10^{-2} r_L$. Магнитное поле в системе вычислялось в параксиальном приближении. Поле на оси задавалось в точках и восстанавливалось кубическим сплайном. Производные по координате Z от магнитного поля определялись дифференцированием сплайна.

Проводимые таким образом расчеты позволяют определять координаты частицы пучка в плоскости фокуса магнитного поля, определение которых дает возможность найти компрессию пучка при отсутствии начального углового разброса. Действительно, как следует из выражения (9), в этом случае компрессия пучка определяется отношением $\frac{j(r_1)}{j_0} = \frac{r_0^2}{r_1^2}$ и не зависит от начального радиуса пучка. Кроме того, проведенные численные расчеты позволили получить результаты в тех областях, где не выполняются теоретические приближения.

Оптимизация параметров системы

Анализ и оптимизация системы проводились с учетом реально достигнутых параметров пучков и технически достижимых магнитных полей. Рассматриваются пучки однократно ионизованных атомов неона с энергией до ~ 1 МэВ. Такой выбор обусловлен тем, что при этих энергиях сечение резонансной перезарядки ионов неона на газовой мишени достаточно велико [7].

С учетом всех этих требований значение магнитного поля в области ускорения частиц было принято равным $H_0 = 70$ кГс. Фокусное расстояние составляет $L = 50$ см, радиус пучка $R_0 = 10$ см. Исследовалась зависимость компрессии пучка от параметра α , характеризующего длину перехода от однородного поля к коническому и от координаты перезарядки при различных значениях энергии пучка. На рисунках 2 и 3 приведены траектории частиц для различных значений α при энергиях 0,5 и 1 МэВ, соответственно.

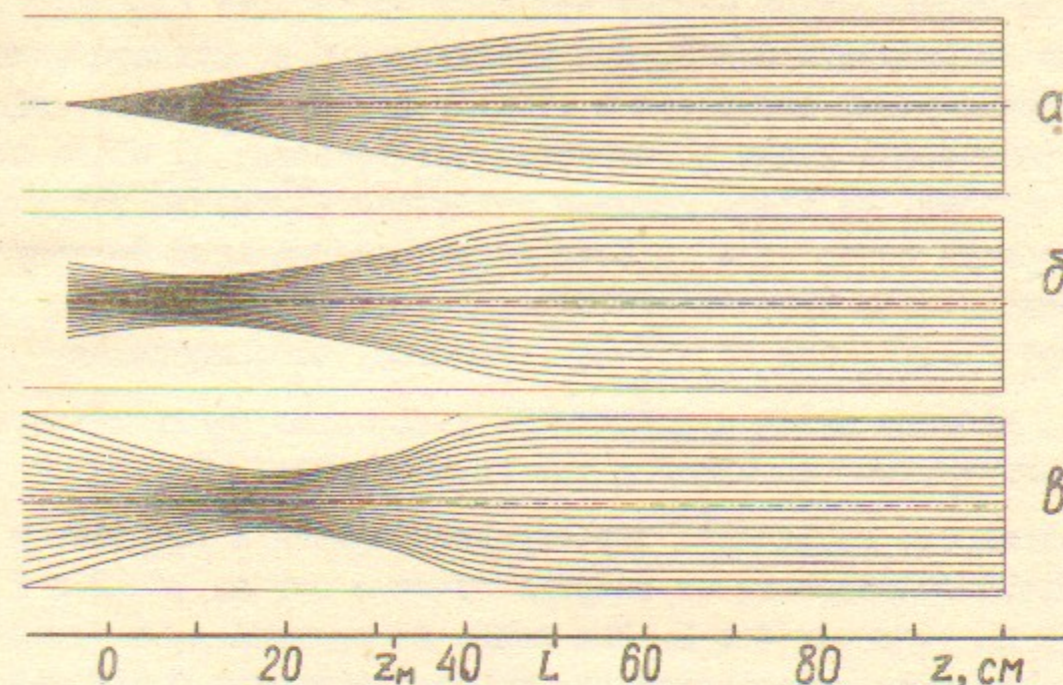


Рис. 2. Траектории частиц с энергией 0,5 МэВ для различных значений α :
а) $\alpha = 1$; б) $\alpha = 2$; в) $\alpha = 3$.

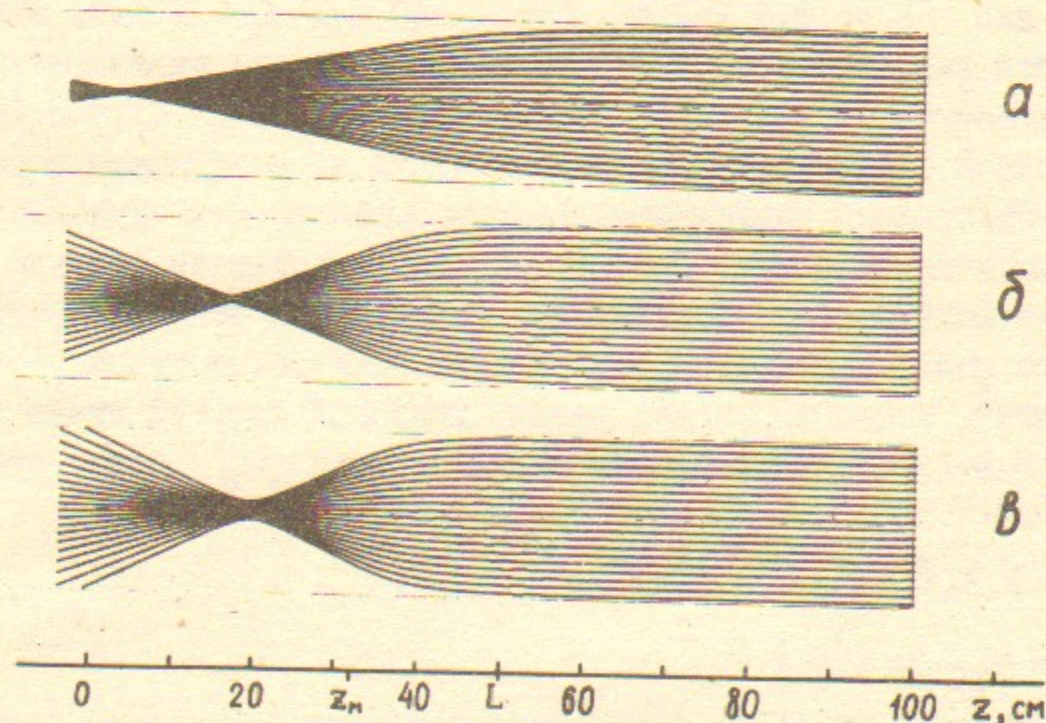


Рис. 3. Траектории частиц с энергией 1 МэВ для различных значений α :
а) $\alpha = 1$; б) $\alpha = 2$; в) $\alpha = 3$.

Координата перезарядной мишени при этом составляет $Z_M = 32$ см. Как видно из рисунков 2 и 3, при увеличении α координата максимальной фокусировки смещается в сторону мишени. Очевидно, максимальная компрессия пучка достигается при условии $V_x = 0$ на перезарядной мишени. Из этого условия находится положение координаты перезарядки ионов Z_M . Координата максимальной фокусировки в параксиальном приближении определяется из выражения: $Z_K = Z_M \alpha / (\frac{r_0}{L} + \alpha)$, где $\alpha = \frac{V_y}{V_H} + \chi$. Заметим, что, поскольку $\alpha \propto r_0$, частицы пучка с различными начальными радиусами траекторий сфокусируются на одной и той же координате Z_K .

Зависимость координаты перезарядной мишени и координаты максимальной фокусировки от энергии пучка в случае $\alpha = 2$ и I приведены на рисунках 4 и 5. Как видно из рисунка 4, в случае $\alpha = 2$ координата перезарядки для ионов с энергией 0,3+1 МэВ составляет $Z_M \approx 32+39$ см, а область фокусировки находится в интервале $Z_K \approx 15+24$ см, то есть расположена между мишенью и фокусом магнитного поля. Как следует из рис. 2 и 3, при $\alpha = 2$ компрессия пучка существенным образом зависит от его энергии:

$\frac{j(r_\perp)}{j_0} \sim 10$ для $E \approx 0,5$ МэВ и $\frac{j(r_\perp)}{j_0} \sim 350$ для $E = 1$ МэВ. Это объясняется тем, что при $E \approx 0,5$ МэВ координата перезарядки Z_M не является оптимальной. Отсюда следует, что в случае $\alpha = 2$ из-за сильной зависимости компрессии пучка от координаты перезарядки эффективная фокусировка возможна только для пучков, близких к моноэнергетическим. При $\alpha = 1$, как следует из рисунка 5, координата максимальной фокусировки находится в области фокуса магнитного поля. Рассмотрим зависимость компрессии пучка $\frac{j(r_\perp)}{j_0}$ от координаты перезарядки для разных значений энергий пучка при $Z_K = 0$. В этом случае коэффициент уплотнения j/j_0 можно привести к виду:

$$\frac{j(r_\perp)}{j_0} = \beta^{-2} [\delta^2 + \chi^2 + \epsilon^2 + 2\delta(\epsilon^2 + \chi^2)^{1/2} \cos \varphi_4]^{-1}, \quad (II)$$

где $\varphi_4 = \varphi_1 - \arctg \frac{\chi}{\epsilon}$

Как следует из (II), наибольшая величина компрессии будет достигаться при $\delta^2 = \chi^2 + \epsilon^2$ и $\varphi_4 = \pi$, то есть, когда эффект неадиабатичности будет скомпенсирован aberrациями и дрейфовой скоростью. Как видно из рис. 6 в зависимости от положения мишени

Z_M наблюдаются максимумы коэффициента уплотнения $\frac{j(r_\perp)}{j_0}$, соответствующие областям оптимальной фокусировки, показанной на

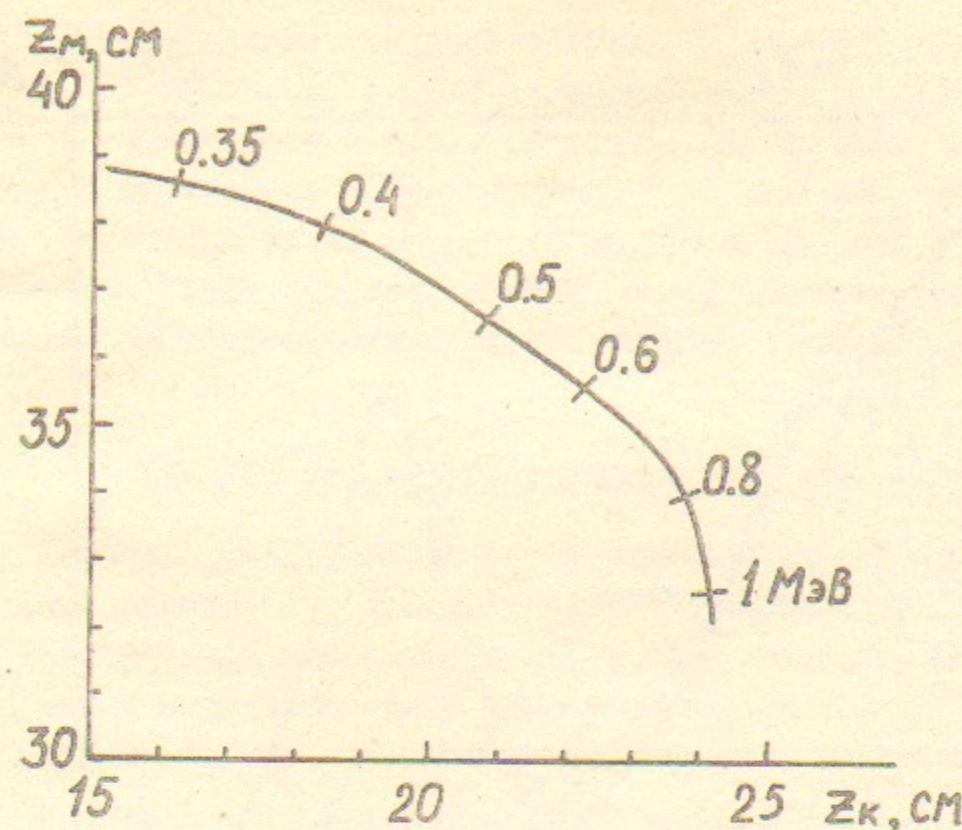


Рис. 4. Зависимость координаты перезарядной мишени и координаты максимальной фокусировки от энергии пучка, $\alpha = 2$.

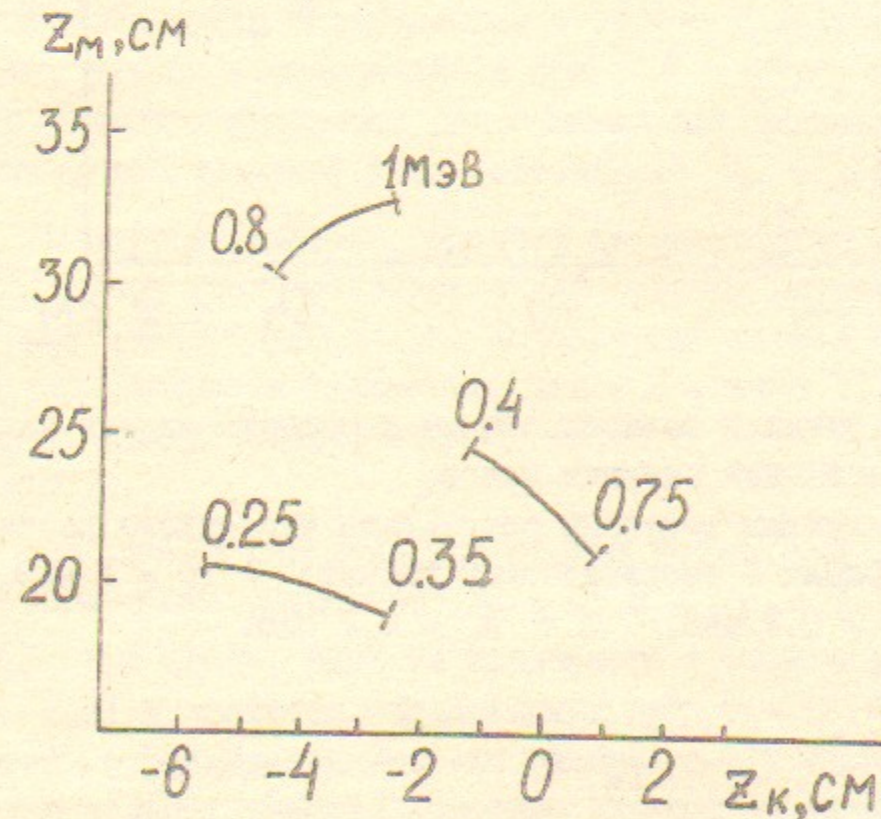


Рис. 5. Зависимость координаты перезарядной мишени и координаты максимальной фокусировки от энергии пучка, $\alpha = 1$.

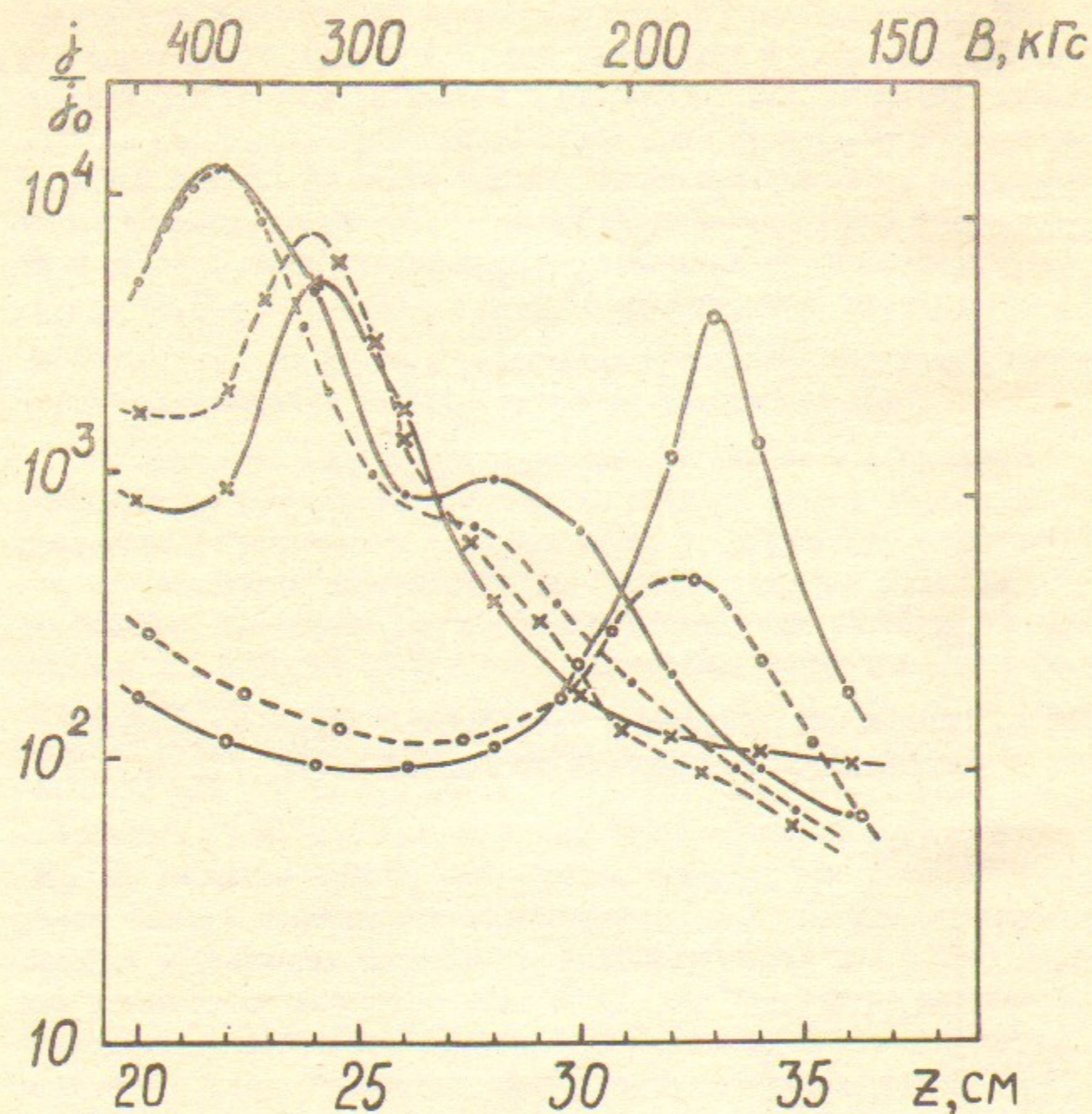


Рис.6. Компрессия пучка в зависимости от положения мишени для различных значений энергии ионов.

Сплошными линиями показаны результаты численного расчета, пунктирными — теоретический расчет; \circ — $E = 1$ МэВ, \times — $E = 0,5$ МэВ, \bullet — $E = 0,2$ МэВ.

рис.4. Максимальная компрессия пучка $j/j_0 \sim 10^4$ достигается при $Z_M \approx 20-25$ см, однако, значения магнитных полей в этой области оказываются слишком большими. Ограничивая максимальное значение магнитного поля величиной $H \leq 200$ кГс, можно обеспечить уплотнение пучка $j/j_0 \sim 10^2 + 5 \cdot 10^2$ в широком диапазоне энергий ионов. Таким образом, случай $\alpha = 1$ является наиболее приемлемым для фокусировки пучков с широким энергетическим спектром.

Влияние начального углового разброса ионов

Наличие начального углового разброса ионов приводит к появлению зависимости плотности сфокусированного потока от радиуса. Рассчитанные для случаев (9) и (10) зависимости j/j_0 для нескольких начальных углов приведены на рис.7 и 8. Энергия ионов составляет 500 кэВ, координата перезарядки равна $Z_M = 32$ см.

В случае (9), когда начальный угловой разброс пропорционален начальному радиусу траекторий, максимальный радиус сфокусированного пучка равен $R_2 = L\theta + \beta R_0$. Характерный размер пучка составляет $R_* \sim \sqrt{(L\theta)^2 + (\beta R_0)^2}$. При малых значениях начальных углов компрессия пучка определяется в основном эффектами неадиабатичности, дрейфа и аббераций, а при $L\theta > \beta R_0$ величиной начального углового разброса. Для оптимальных параметров фокусировки критическое значение угла составляет $\theta_* \sim 2 \cdot 10^{-2}$ рад.

В случае углового разброса, не зависящего от радиуса пучка (10), пучок становится трубчатым, причем внутренний радиус пучка равен $\min(L\theta, |L\theta - \beta R_0|)$. Характерный размер пучка и критический угол остаются такими же, как и в случае (9). Распределение $j/j_0(r_{\perp})$ для различных энергий пучка и $\theta = 0,01$ рад приведены на рис.9.

На рис.10 показаны траектории частиц при различных начальных поперечных скоростях $V_{x0} = 0$, и $V_{y0}/V_{||} = 0; \pm 0,01; \pm 0,05; \pm 0,1$. Как видно, влияние начального углового разброса мало при $\theta \leq 0,01$ и является определяющим при $\theta \geq 0,05$. При этом все частицы с одинаковым угловым разбросом при больших θ фокусируются в кольцо, диаметр которого зависит от начального углового разброса, а ширина определяется эффектами неадиабатичности, дрейфа и аббераций.

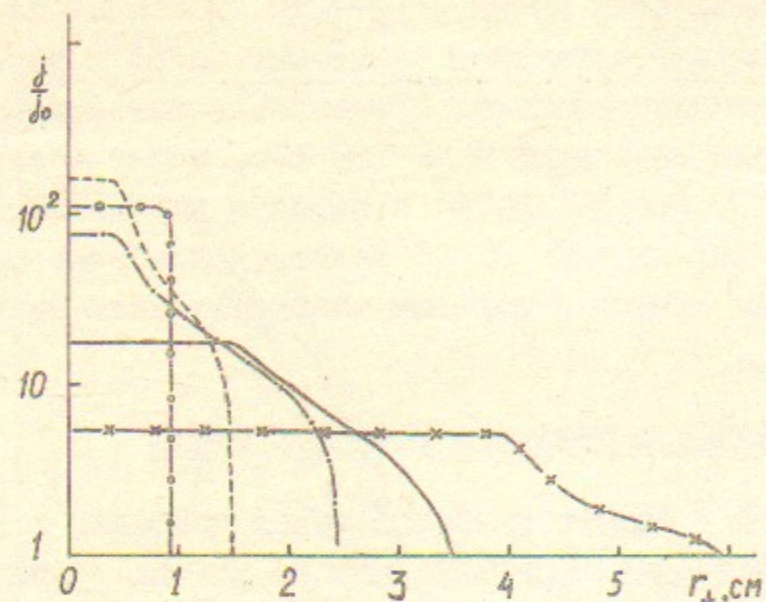


Рис.7. Компрессия пучка в зависимости от радиуса в плоскости фокуса $Z=0$ для различных значений начальных углов θ . Угловой разброс θ линейно растет с радиусом r_0 . Энергия ионов $E = 0,5$ МэВ, $\alpha = 1$.
 \circ - $\theta = 0$ рад; --- $\theta = 0,01$ рад; - · - · - $\theta = 0,03$ рад;
 — $\theta = 0,5$ рад; * - $\theta = 0,1$ рад.

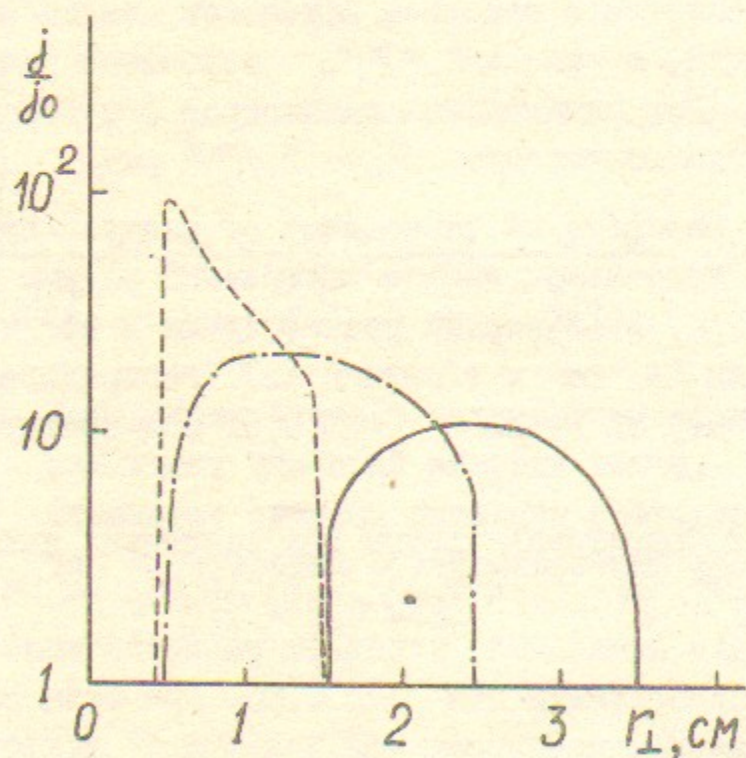


Рис.8. Компрессия пучка в зависимости от радиуса в плоскости фокуса $Z=0$ для различных значений начальных углов θ . Угловой разброс не зависит от радиуса пучка. Энергия ионов $E = 0,5$ МэВ, $\alpha = 1$, --- $\theta = 0,01$ рад;
 - · - · - $\theta = 0,03$ рад; — $\theta = 0,05$ рад.

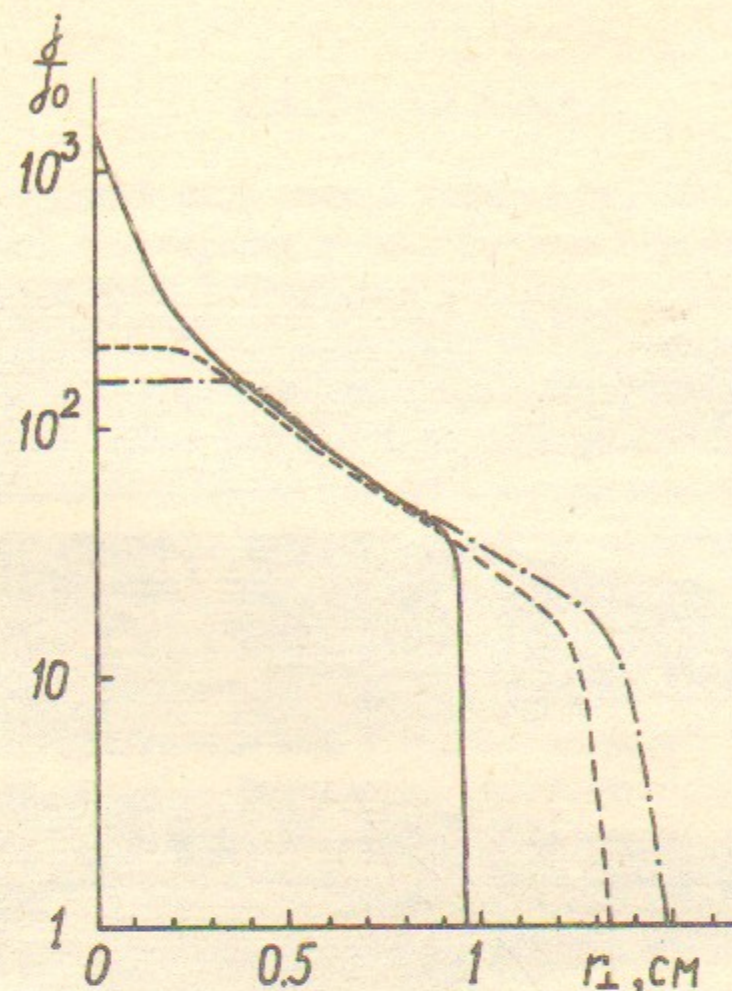


Рис.9. Коэффициент сжатия потока в зависимости от энергии E при $\theta = 0,01$ рад и $\alpha = 1$; — $E = 0,2$ МэВ,
 --- $E = 0,5$ МэВ, - · - · - $E = 1$ МэВ.

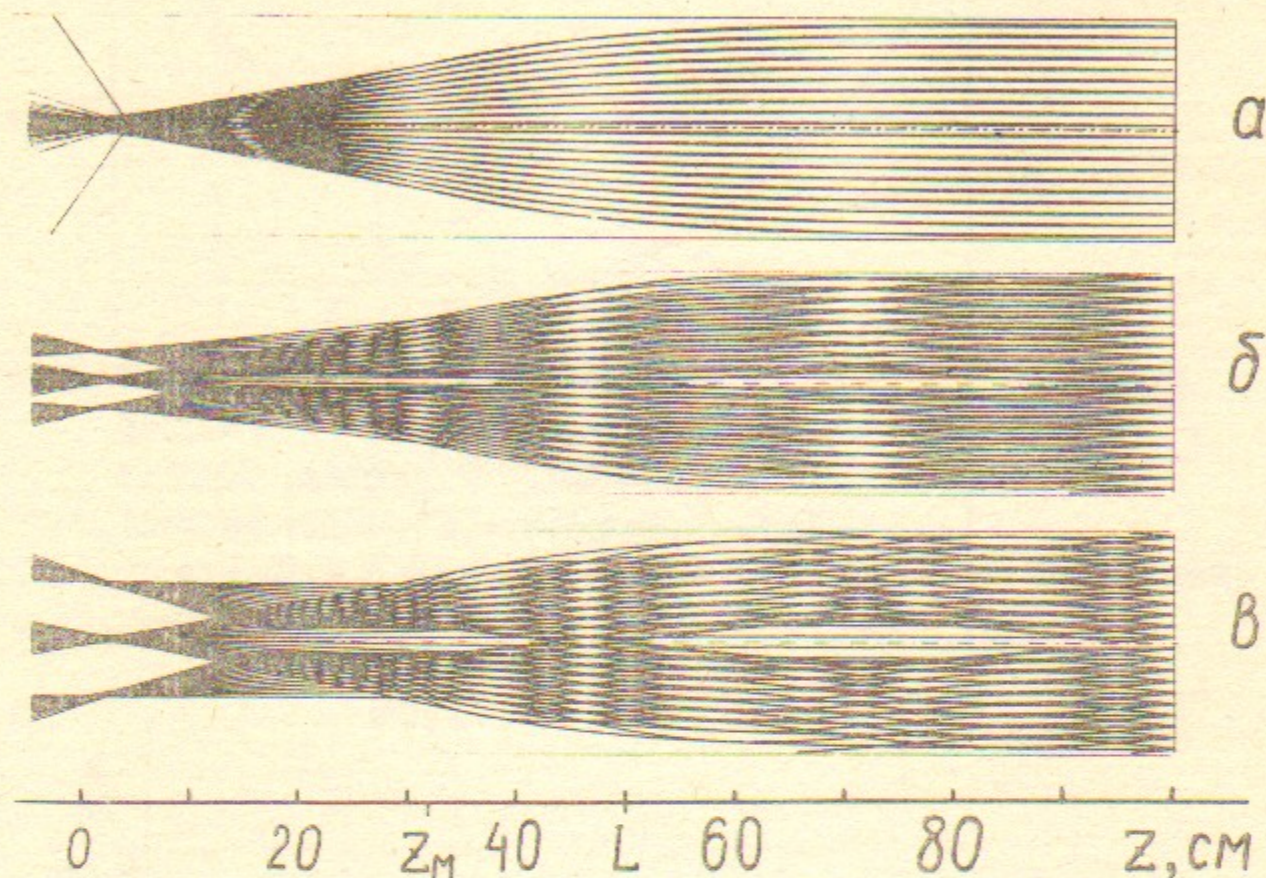


Рис.10. Траектории частиц при различных начальных поперечных скоростях: $V_x = 0$;
а) $\frac{V_y}{V_{||}} = 0, \pm 0,01$; б) $\frac{V_y}{V_{||}} = 0, \pm 0,5$; в) $\frac{V_y}{V_{||}} = 0, \pm 0,1$.

Заключение

Проведенный выше анализ показывает, что эффективность баллистической фокусировки ионных потоков определяется их энергетическим спектром и начальным угловым разбросом. Полученные аналитические соотношения позволяют выбрать параметры магнитной системы, обеспечивающие эффективную фокусировку пучков. В диапазоне энергий 0,2 - 1 МэВ при начальном значении магнитного поля $H_0 = 70$ кГс случай $\alpha = 1$ близок к оптимальному. При отсутствии начального углового разброса получена степень сжатия пучка нейтралов $\frac{j(r_1)}{j_0} \approx 10^2$. Наличие начального углового разброса ионов ограничивает компрессию ионных потоков и при $\theta \approx 0,05$ становится определяющим фактором. Для пучков, близких к моноэнергетическим более эффективным может оказаться фокусировка в полях с большим значением α . Уменьшение расстояния от мишени до точки фокусировки, наблюдаемое в этом случае, может также ослабить влияние начального углового разброса на компрессию пучка.

За рамками данной работы остался ряд вопросов, связанных с взаимодействием ионных потоков с перезарядной мишенью, качественный анализ которых приведен в работе /5/.

Авторы выражают искреннюю благодарность Д.Д.Ритову за постановку задачи и многочисленные полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определим изменение поперечной скорости иона, связанное с эффектами неадиабатичности, возникающими при прохождении частицей области перехода от однородного магнитного поля к коническому. Перейдем в сопутствующую систему координат, которую выберем таким образом, чтобы ось Z совпадала с касательной к силовой линии, ось Y была направлена по нормали к силовой линии, а ось X — соответственно по бинормали. Запишем уравнения движения иона в параксиальном приближении.

$$\dot{V}_y = \omega V_x + \frac{1}{2H} \frac{\partial H}{\partial z} V_y V_{||} - \frac{V_{||}^2}{R} \quad (\text{П.1})$$

$$\dot{V}_x = -\omega V_y + \frac{1}{2H} \frac{\partial H}{\partial z} V_x V_{||}$$

$$\dot{V}_{||} = \frac{V_{||} V_y}{R} - (V_x^2 + V_y^2) \frac{1}{2H} \frac{\partial H}{\partial z},$$

где $\omega = \frac{eH}{mc}$ — ларморовская частота, $V_{||}$ — продольная скорость иона, R — радиус кривизны силовой линии.

В параксиальном приближении радиус кривизны равен:

$$R = \frac{4H^2}{r(3H'^2 - 2H''H)} \quad (\text{П.2})$$

где r — радиус силовой линии в точке Z .

Как видно из (П.1), движение вдоль силовой линии с радиусом r приводит к появлению центробежной силы $\sim V_{||}^2/R$, которая отсутствует при движении частицы вдоль оси Z . Поскольку $\frac{1}{R} \sim \frac{r}{L^2}$, для приосевых траекторий центробежное ускорение можно рассматривать, как малое возмущение. При $V_{||} \gg (V_x, V_y)$ в первом приближении имеем: $V_{||} = \text{const}$, $I = \frac{V_{\perp}^2}{H} = \text{const}$, где $V_{\perp} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$ — поперечная скорость. В следующем приближении

$I e^{i\varphi}$ равно:

$$I e^{i\varphi} = \frac{V_{\perp 0}}{H_0^{1/2}} \exp\left[i\left(\varphi_0 - \int_S^Z \frac{\omega}{V_{||}} dz'\right)\right] - \int_S^Z \frac{V_{||}}{RH^{1/2}} \exp\left(i \int_S^{z'} \frac{\omega}{V_{||}} dz''\right) dz', \quad (\text{П.3})$$

где $\varphi_0 = \arctg(V_{x0}/V_{y0})$ — начальная фаза ларморовского вращения в точке S , φ — фаза в точке Z , $V_{\perp 0}$ — начальная поперечная скорость. Приближение $V_{||} = \text{const}$, используемое в (П.3), будет выполняться при условии $V_{\perp}^2/V_{||}^2 \ll dr_{\perp}/L$.

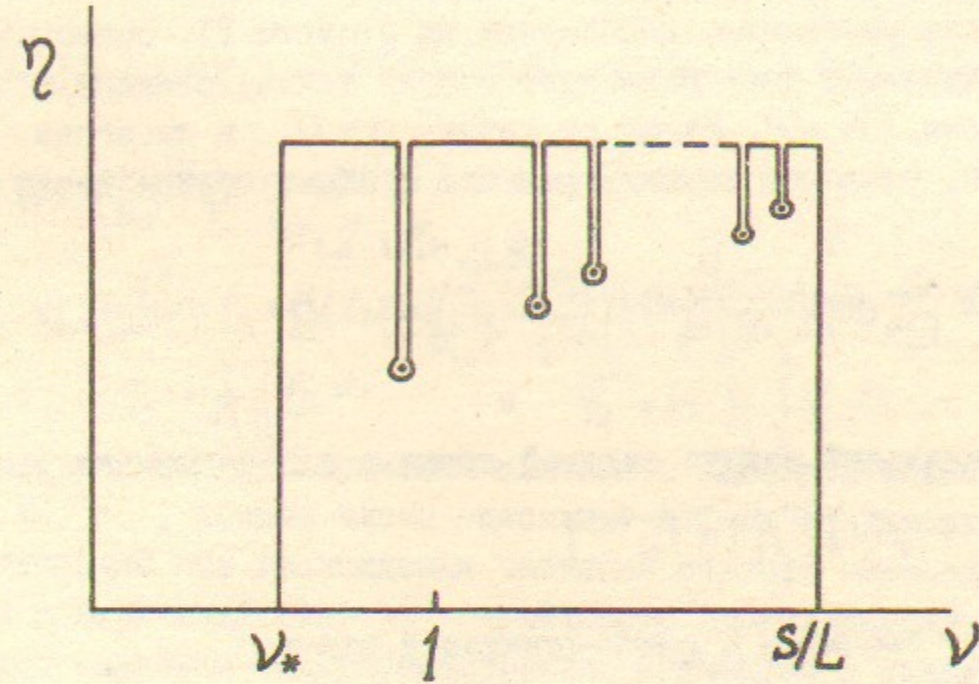


Рис. II. Контур интегрирования.

При вычислении интеграла по Z в выражении (П.3) следует заметить, что в комплексной плоскости $\xi = (\nu, i\eta)$, где $\nu = z/L$, подынтегральное выражение имеет особые точки $H(\xi) = 0$. Для рассматриваемого случая $H = H_0(1 + e^{-\nu^{2d}})^{1/d}$ в комплексной плоскости имеется бесконечное количество точек, являющихся нулями функции $H(\xi)$. Координаты точек ξ_n , для которых $|\nu_n| \gg 1$ изменяются по закону $\xi_n = (2\pi n + \frac{\pi}{2})^{1/2d} e^{-i\pi/4d}$, n — номер особой точки. Для вычисления интеграла по действительной оси ν выберем контур интегрирования, показанный на рисунке II. Основной вклад при вычислении интеграла дает особая точка, близкая к действительной оси ($n=0$). Вклад от точки $n=0$ в интеграл (П.3) получим, разлагая подынтегральную функцию вблизи точки ξ_0 :

$$I_0 = \frac{1+2d}{4H_*^d} \frac{r_0}{L} \frac{V_{||}}{H_0^{1/2}} \exp\left[i \frac{L}{r_\lambda} \int_{\xi_0}^{\xi_0} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi\right] \int_{-\infty}^{\xi_0} \frac{e^{i \frac{L}{r_\lambda} \frac{\alpha}{d+1} H_*^{1/d} (\xi - \xi_0)^{d+1}}}{(\xi - \xi_0)^{d+1}} d\xi, \quad (\text{П.4})$$

где r_0 — начальный радиус силовой линии в однородном поле,

$$H_* = -\frac{2}{\xi_0} \cdot \exp(-\xi_0^{2d}) \cdot [1 + \xi_0^{-2d}].$$

Интеграл (П.4) сводится к гамма-функции и равен:

$$I_0 = -\frac{\pi}{2} (1+2d) \left(\frac{\alpha}{d+1}\right)^2 \frac{V_{||}}{H_0^{1/2}} \frac{r_0}{r_\lambda} \exp\left[i \frac{L}{r_\lambda} \int_{\xi_0}^{\xi_0} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi\right]. \quad (\text{П.5})$$

Вклад в величину интеграла от остальных особых точек будет экспоненциально мал. И он может быть оценен следующим образом:

$$I_1 \approx (1+2d) \left(\frac{\alpha}{d+1}\right)^2 \frac{V_{||}}{H_0^{1/2}} \frac{r_0}{r_\lambda} \frac{V_{||}}{H_0^{1/2}} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left[-\frac{L}{r_\lambda} \text{Im} \xi_n\right]. \quad (\text{П.6})$$

Вклад от вертикального участка контура с $|\nu| \ll 1$ составляет:

$$I_2 = -i \frac{V_{||}}{H_0^{1/2}} \frac{r_0}{L} \frac{r_\lambda}{L} \tilde{\beta} \nu_*^{4d+2}, \quad (\text{П.7})$$

где $\tilde{\beta} = (4d+3)(1 - \frac{1}{2d}) + \frac{3}{2d}$. Выражение (П.7) было получено в приближении $H = H_0/\nu^2 + H_0 \nu^{4d-2}/2d$, разложением подынтегральной функции в окрестности точки ν_* с последующим интегрированием по вертикальному участку контура. Вклад от вертикального участка при $|\nu| \gg 1$ экспоненциально мал, поскольку $\frac{1}{RH^{1/2}} \sim \frac{r_0}{L} \frac{e^{-\nu^{2d}}}{\nu^{2d}}$ при $|\nu| \gg 1$.

И, наконец, вклад в интеграл по контуру от участка $\nu \rightarrow \infty$, очевидно, также экспоненциально мал. Таким образом,

$$Ie^{i\varphi} = \frac{V_{\perp 0}}{H_0^{1/2}} \exp\left[i\varphi_0 - \int_S \frac{\omega}{V_{||}} dz'\right] = I_0 - I_2 \quad (\text{П.8})$$

Приравнивая действительную и мнимую части в правой и левой стороне равенства (П.8), находим V_x, V_y — компоненты поперечной скорости, которые будут иметь ионы после прохождения области перехода от однородного магнитного поля к коническому:

$$V_x = V_{\perp 0} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2} \sin \varphi_1 + \frac{\pi}{2} (1+2d) \left(\frac{\alpha}{d+1}\right)^2 V_{||} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2} \frac{r_0}{r_\lambda} \exp\left[-\frac{L}{r_\lambda} \text{Im} \int_{\xi_0}^{\xi_0} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi\right] \sin \varphi_2 + \tilde{\beta} V_{||} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2} \frac{r_\lambda}{L} \frac{r_0}{L} \nu^{4d+2}, \quad (\text{П.9})$$

$$V_y = V_{\perp 0} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2} \cos \varphi_1 + \frac{\pi}{2} (1+2d) \left(\frac{\alpha}{d+1}\right)^2 V_{||} \frac{r_0}{r_\lambda} \exp\left[-\frac{L}{r_\lambda} \text{Im} \int_{\xi_0}^{\xi_0} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi\right] \cos \varphi_2,$$

$$\text{где } \varphi_1 = \varphi_0 - \frac{L}{r_\lambda} \int_{\xi_0}^{\xi_0} \frac{\omega}{\omega_0} d\nu \quad \text{и} \quad \varphi_2 = \text{Re} \frac{L}{r_\lambda} \int_{\xi_0}^{\xi_0} \frac{\omega}{\omega_0} d\xi.$$

Первые члены этих выражений связаны с адиабатическим инвариантом V_{\perp}^2/H , вторые члены описывают эффект неадиабатичности, возникающий при прохождении частицей области перехода. Третий член в выражении для V_x дрейфового происхождения и определяется наличием центробежной силы, связанной с искривлением силовой линии магнитного поля.

Л и т е р а т у р а

1. A.V.Burdakov, V.V.Chikunov, V.S.Koidan, A.I.Rogozin. Proc. of the 3rd Int. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Novosibirsk, 1979, v.1, p.315.
2. S.J.Humpries, R.N.Sudan, Y.G.Lee. Appl. Phys. Lett., 25, 20, 1974.
3. Д.Д.Рятов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 767, 1976.
4. J.A.Posour, R.A.Mahaffey, J.Golden, C.A.Karpetanakos. Phys. Rev. Lett., 40, 448, 1978.
5. Д.Д.Рятов. Препринт ИЯФ 81-16, 1981.
6. В.Т.Астрелин, В.Я.Иванов. Пакет программы для расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц. Автометрия, 3, стр.92, 1980.
7. Atomic Data for Controlled Fusion Research. Oak Ridge National Lab., ORNL-5206, 1977, vol. 1, p. A.4.46.

В.Т.Астрелин, Е.М.Сыренин

РАСЧЕТ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Препринт
№ 83-41

Работа поступила - 10 марта 1983 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 13.04-1983г. МН 17516
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,5 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 41.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90