

## Потери частиц в линейном протонном ускорителе из-за случайных погрешностей параметров фокусирующего канала

ОСТРОУМОВ П. Н., ФАТЕЕВ А. П.

Как известно [1], в кольцевых ускорителях потери частиц из-за случайных возмущений движения можно найти аналитически с помощью уравнения Эйнштейна — Фоккера. В настоящей статье показано, что аналогичный метод может быть использован и в линейных протонных ускорителях для расчета потерь частиц, вызываемых случайными ошибками в установке и параметрах фокусирующих элементов\*.

При решении задачи будем исходить из того, что плотность пространственного заряда в пучке пренебрежимо мала. В этом случае уравнение поперечных колебаний частиц в фокусирующем канале линейного ускорителя имеет вид [2]

$$d^2x/d\tau^2 + Q(\tau)x = 0, \quad (1)$$

где  $Q$  — периодическая функция  $\tau$ ;  $Q(\tau) = Q(\tau + 1)$ . Его решение может быть выражено через фазу  $\Phi$  и модуль  $\rho$  функции Флоке:

$$x(\tau) = A\rho(\tau) \cos[\Phi(\tau) + \alpha]. \quad (2)$$

Величины  $A$  и  $\alpha$  зависят только от начальных условий и являются интегралами движения. В частности,

$$A^2 = \left(\rho \frac{dx}{d\tau} - \frac{d\rho}{d\tau} x\right)^2 \left(\frac{x}{\rho}\right)^2. \quad (3)$$

Предположим, что фокусирующий канал имеет случайные ошибки в расстановке квадрупольных линз и в градиентах фокусирующих полей. Эти ошибки будут приводить к возмущению поперечных колебаний и, следовательно, к увеличению эффективного фазового объема пучка. Амплитуда колебаний при этом может превысить радиус апертуры канала  $R$ , и частицы будут потеряны.

Обозначим через  $P(u, \tau)$  вероятность того, что частица в момент «времени»  $\tau$  имеет амплитуду колебаний  $A^2 = u$ . Уравнение Эйнштейна — Фоккера для  $P(u, \tau)$  без учета затухания колебаний имеет вид

$$\frac{\partial P(u, \tau)}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial u}(\overline{\Delta u}P) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial u^2}(\overline{\Delta u^2}P), \quad (4)$$

где  $\overline{(\Delta u)^n} = \lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\tau} \int_{-\infty}^{\infty} Q(u, \Delta u, \Delta\tau) (\Delta u)^n d(\Delta u)$ ;

$Q(u, \Delta u, \Delta\tau)$  — вероятность того, что параметр частицы  $u$  за время  $\Delta\tau \rightarrow 0$  изменяется на  $\Delta u$ ;  $Q$  в нашем случае определяется законом распре-

\* Локальные (например, в конце ускорителя) потери частиц можно оценивать с помощью метода, изложенного в работе А. Д. Власова «Действие параметрических погрешностей в линейных ускорителях» («ЖТФ», 1976, т. 46, № 6, с. 1295).

деления ошибок в расстановке линз и их градиентов.

Найдем выражения для  $\overline{\Delta u}$  и  $\overline{(\Delta u)^2}$ . С этой целью запишем приращение функции  $A^2 = u(x, x')$  в виде ряда и усредним полученное выражение по начальным фазам колебаний, считая их равновероятными. Тогда, если возмущения  $\Delta x, \Delta x'$  не зависят от фазы (так называемые когерентные возмущения),

$$\overline{\Delta u} = \left(\rho'^2 + \frac{1}{\rho^2}\right) \overline{(\Delta x)^2} + \rho^2 \overline{(\Delta x')^2} - 2\rho\rho' \overline{(\Delta x \Delta x')}. \quad (5)$$

Выражение  $(\Delta u)^2$  после усреднения (при тех же условиях) принимает вид

$$\overline{(\Delta u)^2} = 2A^2 \left[ \left(\rho'^2 + \frac{1}{\rho^2}\right) \overline{(\Delta x)^2} + \rho^2 \overline{(\Delta x')^2} - 2\rho\rho' \overline{\Delta x \Delta x'} \right] = 2u\overline{\Delta u}. \quad (6)$$

В случае «параметрических» возмущений, когда  $\Delta x, \Delta x'$  зависят от фазы частиц,

$$\overline{(\Delta u)^2} = u\overline{\Delta u}. \quad (7)$$

Чертой обозначено усреднение по ошибкам, знак усреднения по начальным фазам колебаний опущен.

Таким образом, если траектория частицы имеет гармонический (или квазигармонический, как в нашем случае) вид, то среднее значение  $(\Delta u)^2$  может быть связано со средним значением  $\Delta u$  соотношением (6) или (7) в зависимости от характера возмущений: для когерентных возмущений и возмущений, связанных с поворотом осей линз (см. далее), справедливо соотношение (6), для параметрических — соотношение (7).

Согласно [3], усреднение по фазам колебаний эквивалентно предположению об изотропности случайных возмущений. Такое предположение физически может быть обосновано тем, что частица прежде, чем будет потеряна, испытывает возмущения практически во всех фазах. Другими словами, поскольку процесс многократный (число возмущений велико), частицы с одним и тем же значением параметра  $u$  в среднем находятся в равных условиях, независимо от начальной фазы. Хотя «изотропная модель» дает, по-видимому, заниженный результат, мы воспользовались ею, поскольку она позволяет получить аналитическое выражение для потерь частиц в случае не только когерентных, но и параметрических возмущений.

Подставляя соотношение (6) в выражение (4), получаем уравнение

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial u} \left[ u \frac{\partial (\overline{\Delta u} P)}{\partial u} \right] \quad (8)$$

с очевидным граничным условием

$$P(u_{\text{макс}}, \tau) = 0, \quad (9)$$

где  $u_{\text{макс}} = x_{\text{макс}}^2 / \rho_{\text{макс}}^2 = R^2 / \rho_0^2$ . Это условие означает, что частиц с параметром  $u \geq u_{\text{макс}}$  не существует — они выпадают из режима ускорения. Начальное условие определяется распределением частиц в фазовом пространстве в начальный момент времени:

$$P(u, 0) = P_0(u), \quad 0 \leq u < u_{\text{макс}}. \quad (10)$$

Например, если частицы при  $\tau = 0$  равномерно заполняют фазовый объем, то  $P_0 = \text{const}$ .

Для параметрических возмущений  $(\overline{\Delta u})^2 = u \overline{\Delta u}$ , и уравнение Эйнштейна — Фоккера (4) принимает другой вид:

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = \frac{1}{2} u \frac{\partial^2}{\partial u^2} (\overline{\Delta u} P), \quad (11)$$

причем  $P$  удовлетворяет тем же граничным и начальным условиям (9) и (10), что и для когерентных возмущений.

Выразим  $\overline{\Delta u}$  через ошибки в установке линз и их параметров. Если ошибки относить к серединам фокусирующих участков, где  $\rho' = 0$ ,  $\rho = \rho_0$ , то [см. формулу (5)]

$$\overline{\Delta u} = \frac{1}{\rho_0^2} \left[ (\delta x_0)^2 + \frac{1}{v_0^2} (\delta x'_0)^2 \right], \quad v_0 = \frac{1}{\rho_0^2},$$

где  $\delta x_0$  и  $\delta x'_0 = \delta(dx_0/d\tau)$  — возмущения, которые испытывает траектория частицы в рассматриваемой точке периода.

Пусть в каждом периоде имеется несколько видов ошибок. Тогда

$$\delta x = \Sigma \Delta x, \quad \delta x' = \Sigma \Delta x',$$

где суммирование проводится по всем видам ошибок. Считая их независимыми, получаем

$$\overline{\Delta u} = \frac{1}{\rho_0^2} \left[ \Sigma (\Delta x_0)^2 + \frac{1}{v_0^2} \Sigma (\Delta x'_0)^2 \right]. \quad (12)$$

Обычно рассматривают следующие виды ошибок: смещение магнитной оси линзы относительно оси канала, наклон магнитной оси линзы относительно оси канала, поворот линзы вокруг продольной оси (оси канала), отклонение градиента от расчетного значения. Эти ошибки можно связать с соответствующими величинами  $\Delta x_0$  и  $\Delta x'_0$  (см., например, [2]). Опуская громоздкие выкладки, приведем окончательные формулы:

1) если ось каждой линзы случайным образом смещена относительно оси канала, так что среднее квадратическое значение смещения  $\sqrt{(\Delta r_0)^2} = \langle \Delta r_0 \rangle$ , то

$$\langle \Delta x_0 \rangle = a_1 K^2 \langle \Delta r_0 \rangle; \quad \langle \Delta x'_0 \rangle = b_2 \frac{K^2}{\varepsilon} \langle \Delta r_0 \rangle, \quad (13)$$

где  $K^2 = D^2 (300G/p)$ ;  $\varepsilon = D/S$ ;  $D$  — длина линзы, см;  $S$  — длина периода фокусировки;  $G$  — градиент, Э/см;  $p$  — импульс частицы, эВ/с;

2) если имеет место случайный наклон оси линз, характеризуемый средним квадратическим значением смещения каждого из концов линз  $\langle \Delta r_R \rangle$ , то

$$\langle \Delta x_0 \rangle = a_1 K^2 \langle \Delta r_R \rangle; \quad \langle \Delta x'_0 \rangle = b_1 K^2 \langle \Delta r_R \rangle; \quad (14)$$

3) если линзы повернуты вокруг оси канала и среднее квадратическое значение угла поворота  $\langle \Delta \psi \rangle$ , то

$$\langle \Delta x_0 \rangle = \sqrt{2} a_2 K^2 A \langle \Delta \psi \rangle; \quad \langle \Delta x'_0 \rangle = \sqrt{2} b_2 K^2 A \langle \Delta \psi \rangle; \quad (15)$$

4) при наличии ошибок градиента  $\Delta G$

$$\begin{aligned} \langle \Delta x_0 \rangle &= \frac{a_2}{\sqrt{2}} K^2 A \left\langle \frac{\Delta G}{G} \right\rangle; \quad \langle \Delta x'_0 \rangle = \\ &= \frac{b_2}{\varepsilon \sqrt{2}} K^2 A \left\langle \frac{\Delta G}{G} \right\rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

Коэффициенты  $a_i$ ,  $b_i$  имеют сложный вид и зависят от структуры фокусирующего канала, они приведены в работе [2]. Из формул (13) и (14) видно, что смещение и наклон магнитных осей линз приводят к возмущению пучка как целого и, следовательно, к возбуждению когерентных колебаний частиц. Хотя поперечные размеры пучка при этом не меняются, эффективная апертура канала уменьшается на величину амплитуды когерентных колебаний. Поэтому с точки зрения потерь частиц возмущение пучка как целого эквивалентно возбуждению обычных (некогерентных) колебаний.

Величина  $\overline{\Delta u}$ , обусловленная когерентными возмущениями (13) и (14), не зависит от  $u$ . В этом случае с помощью замены переменных  $d\xi = (\overline{\Delta u}/u_{\text{макс}}) d\tau$ ,  $y = u/u_{\text{макс}}$  уравнение (3) приводится к виду

$$\frac{\partial P(y, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ y \frac{\partial P(y, \xi)}{\partial y} \right]. \quad (17)$$

Решение уравнения (17), удовлетворяющее граничному условию  $P(1, \xi) = 0$ , имеет вид

$$\begin{aligned} P(y, \xi) &= \sum_{s=1}^{\infty} C_s(\lambda_s) J_0(\lambda_s \sqrt{y}) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{\lambda_s^2}{4} \xi\right), \end{aligned} \quad (18)$$

где (см., например, [4])

$$C_s(\lambda_s) = \frac{1}{J_1^2(\lambda_s)} \int_0^1 P(y, 0) J_0(\lambda_s \sqrt{y}) dy, \quad (19)$$

$J_0$ ,  $J_1$  — функции Бесселя;  $\lambda_s$  — корни уравнения  $J_0(x) = 0$ .

Если линзы повернуты вокруг оси канала, то  $\Delta u \sim u$ . Полагая в уравнении (8)  $\Delta u = u\delta$  и делая замену переменных  $y = u/u_{\text{макс}}$ ,  $d\xi = \delta d\tau$ , где  $\delta$  — постоянная, определяемая согласно формулам (15), получаем\*

$$\frac{\partial P(y, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial y} \left( y \frac{\partial (yP)}{\partial y} \right). \quad (20)$$

Решение этого уравнения

$$P(y, \xi) = \frac{1}{2y\sqrt{\pi\xi}} \int_0^1 P_0(y') \times \\ \times \left\{ \exp \left[ -\frac{(\ln y - \ln y')^2}{4\xi} \right] - \exp \left[ -\frac{(\ln y + \ln y')^2}{4\xi} \right] \right\} dy'. \quad (21)$$

Рассмотрим теперь уравнение (14). Подставив в него  $\Delta u = u\delta$ , где  $\delta$  определяется формулами (16), и сделав замену переменных  $y = u/u_{\text{макс}}$ ,  $d\xi = (\delta/2) d\tau$ , получим уравнение

$$\frac{\partial P}{\partial \xi} = y \frac{\partial^2 (yP)}{\partial y^2}, \quad (22)$$

решение которого

$$P(y, \xi) = \frac{\exp(-\xi/4)}{2\sqrt{\pi y \xi}} \int_0^1 \frac{P_0(y')}{\sqrt{y'}} \times \\ \times \left\{ \exp \left[ -\frac{(\ln y - \ln y')^2}{4\xi} \right] - \exp \left[ -\frac{(\ln y + \ln y')^2}{4\xi} \right] \right\} dy'. \quad (23)$$

[ср. с формулой (21)].

Зная выражение для  $P(y, \xi)$ , легко найти число (или долю) потерянных частиц  $N(\xi)$  в любой момент времени. Если

$$\int N(u, \xi) du = N_0 P(u, \xi) du$$

— число частиц, имеющих к моменту  $\xi$  параметр  $u$  между  $u$  и  $u + \Delta u$ , то число ускоренных частиц (частиц с параметром  $0 \leq u \leq u_{\text{макс}}$ )

$$N(\xi) = \int_0^{u_{\text{макс}}} N(u, \xi) du = N_0 \int_0^{u_{\text{макс}}} P(u, \xi) du.$$

Согласно определению, потерянными считаются частицы, амплитуда колебаний которых превышает апертуру канала (точнее, параметр  $u >$

$> u_{\text{макс}}$ ). Их число

$$\tilde{N}(\xi) = N_0 - N(\xi) = N_0 \left[ 1 - \int_0^{u_{\text{макс}}} P(u, \xi) du \right], \quad (24)$$

где  $N_0$  — число частиц в начальный момент  $\xi = 0$ .

В случае когерентных возмущений выражение (24) может быть проинтегрировано. Действительно, подставляя в него выражение (18) и замечая, что  $P(u, \xi) du = P(y, \xi) dy$ , получаем:

$$n(\xi) = \frac{\tilde{N}(\xi)}{N_0} = 1 - \sum_{s=1}^{\infty} C_s \frac{J_1(\lambda_s)}{\lambda_s} \exp \left( -\frac{\lambda_s^2}{4} \xi \right). \quad (25)$$

Если  $P(u, \xi)$  выражается формулой (21), доля потерянных частиц

$$n(\xi) = 1 + \int_0^1 P_0(y') \Phi \left( \frac{\ln y'}{\sqrt{2\xi}} \right) dy', \quad (26)$$

где  $\Phi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x e^{-t^2/2} dt$  — интеграл вероятности.

Для случая, описываемого функцией распределения (23),

$$n(\xi) = 1 - \frac{1}{2} \int_0^1 P_0(y') \left\{ 1 - \Phi \left( \frac{\ln y'}{\sqrt{2\xi}} + \sqrt{\frac{\xi}{2}} \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{y'} \left[ 1 + \Phi \left( \frac{\ln y'}{\sqrt{2\xi}} - \sqrt{\frac{\xi}{2}} \right) \right] \right\} dy'. \quad (27)$$

Для вычисления  $\xi$  воспользуемся предположением, что ошибки ( $u$ , следовательно,  $\Delta u$ ) в разных периодах независимы и равновероятны. В этом случае, учитывая, что период  $\Delta \tau_i = 1$ , получаем

$$\xi = \int_0^{\tau} \frac{\Delta u}{u_{\text{макс}}} d\tau \approx \frac{\Delta u}{u_{\text{макс}}} \sum_{i=1}^{N_{\Phi}} \Delta \tau_i = \frac{\Delta u}{u_{\text{макс}}} N_{\Phi},$$

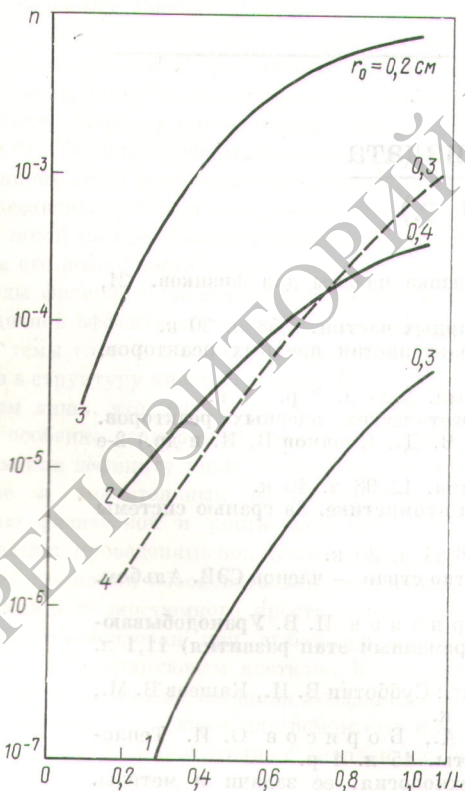
где  $N_{\Phi}$  — число периодов фокусировки. Отсюда видно, что  $\xi$  полностью определена, если известно среднее (на периоде) приращение квадрата амплитуды  $\Delta u$ .

Таким образом, зная зависимость  $\xi$  от ошибок в фокусирующем канале и начальное распределение частиц по амплитудам, можно по формулам (25) — (27) определить потери пучка по всей длине ускорителя. Кроме того, с помощью формул (18), (21) и (23) можно получить информацию о том, как меняется распределение частиц по амплитудам. В частности, ясно, что даже хорошо сформированный пучок в процессе ускорения будет рас-

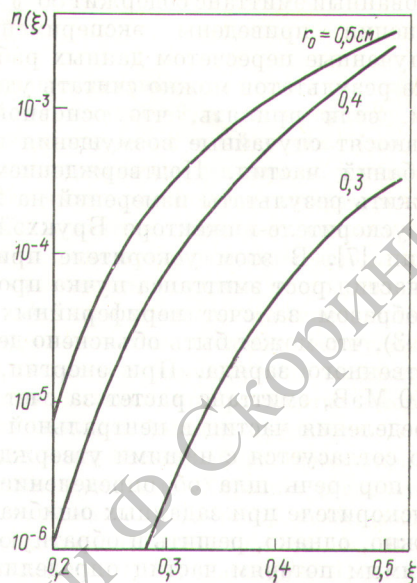
\* В справедливости уравнения (8) для возмущений, связанных с поворотом осей линз, легко убедиться, если учесть, что  $x$ ,  $x'$  и  $\Delta x$ ,  $\Delta x'$  усредняются по фазам независимо (движение рассматривается в горизонтальной плоскости  $x$ ,  $x'$ , а приращения  $\Delta x$ ,  $\Delta x'$  обусловлены возмущениями в вертикальной плоскости  $y$ ,  $y'$ ).

плываться, у него появится так называемый ореол, в результате чего и происходят потери частиц.

На рис. 1 приведены результаты численного расчета потерь частиц в линейных ускорителях Института ядерных исследований АН СССР и Лос-Аламосской лаборатории (США). Кривые 1—3 рассчитаны по формуле (21) при наличии в фокусирующем канале основного вида погрешностей — случайных поворотов осей квадрупольных линз. Предполагалось, что геометрические параметры канала (апертура, относительная длина линз и т. п.) не меняются вдоль ускорителя. Из графиков видно, что требование минимальных (на уровне  $10^{-5}$ ) потерь приводит к дополнителъному ограничению на параметры инжектируемого пучка (точнее, на начальное распределение частиц в фазовом объеме). Сравнивая фокусирующие структуры ускорителей ИЯИ и Лос-Аламосской лаборатории, можно сделать вывод, что соответствующим выбором параметров канала и системы допусков можно существенно уменьшить потери. Кривая 4 на рис. 1 получена по формуле (25) и учитывает только когерентные колебания. Видно, что в отсутствие коррекции поперечного положения пучка потери частиц могут превысить  $10^{-4}$ . Сравнение кривых 1 и 4 показывает, что потери из-за когерентных



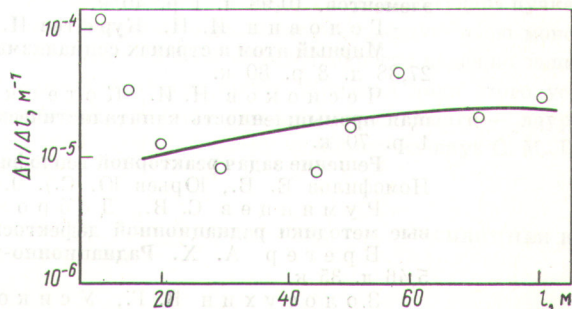
Р и с. 1. Потери частиц в линейных протонных ускорителях ИЯИ (1, 2, 4) и Лос-Аламосской лаборатории (3) при различных радиусах пучка на входе в ускоритель (цифры у кривых)



Р и с. 2. Зависимость потерь частиц от  $\xi$  при различных радиусах пучка на входе в ускоритель (цифры у кривых)

возмущений существенно больше потерь, вызываемых случайным поворотом осей линз. Уровень «когерентных потерь» к концу ускорителя достигает  $10^{-3}$ . Однако эти потери в принципе можно устранить, поскольку когерентные погрешности легко корректируются. При наличии системы коррекции положения пучка основной вклад в потери частиц будут вносить погрешности, связанные с поворотом осей линз, устранить (или скорректировать) которые практически не представляется возможным. Поэтому учет их крайне необходим, особенно в случае, когда качество пучка на входе ускорителя недостаточно хорошее.

Кривые на рис. 2 построены по формуле (27) и соответствуют ошибкам градиента линз. Для рассматриваемых ускорителей  $\xi < 0,1$  и потери ничтожны. На рис. 3 представлена зависимость линейных потерь частиц в ускорителе И-100 [5], вычисленная с помощью полученных формул. Начальное распределение предполагалось гауссовым:  $P_0(s) \sim \exp(-s/s_0)$  с параметром  $s_0 = 0,06$



Р и с. 3. Линейные потери частиц в ускорителе И-100 (○ — эксперимент [6])

(нормализованный эмиттанс содержит 86 % частиц). Для сравнения приведены экспериментальные точки, полученные пересчетом данных работы [6]. Совпадение результатов можно считать удовлетворительным, если принять, что основной вклад в потери вносят случайные возмущения поперечных колебаний частиц. Подтверждением этому могут служить результаты измерений на 200-МэВ линейном ускорителе-инжекторе Брукхэйвенской лаборатории [7]. В этом ускорителе при малых энергиях частиц рост эмиттанса пучка происходит главным образом за счет периферийных частиц (ср. с рис. 3), что может быть объяснено действием пространственного заряда. При энергии, превышающей 10 МэВ, эмиттанс растет за счет изменения распределения частиц в центральной области пучка, что согласуется с нашими утверждениями. До сих пор речь шла об определении потерь частиц в ускорителе при заданных ошибках (допусках). Можно, однако, решить и обратную задачу: по допустимым потерям частиц определить допуски на параметры фокусирующего канала. Эта задача представляет особый интерес для высоко-точных линейных ускорителей (мезонных фабрик),

в которых по соображениям радиационной безопасности потери пучка не должны превышать  $10^{-4}$ — $10^{-5}$ . Требование потерь на уровне  $10^{-5}$  может привести к необходимости ужесточения допусков и введения коррекции распределения частиц по амплитудам вдоль ускорителя (с помощью, например, «скреперов»).

Авторы выражают искреннюю благодарность С. К. Есину за интерес к работе и ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болотовский Б. М., Фатеев А. П. «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 304.
2. Капчинский И. М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1976.
3. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. М., «Наука», 1976.
4. Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения. М., Гостехтеориздат, 1953.
5. Капчинский И. М. В кн.: Труды Междунар. конф. по ускорителям. М., Атомиздат, 1964, с. 462.
6. Лебедев В. Н. и др. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 11. М., Атомиздат, 1970, с. 77.
7. Batchelor K. In: Proc. of Proton Linear Accelerator Conf. Los Alamos, 10—13 Oct. 1972, p. 12.

Поступила в Редакцию 02.12.77

### Новые книги Атомиздата (III квартал 1979 г.)

- Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. 21, 32 л. 3 р.
- Дубовой Э. И. Таинственный мир элементарных частиц. 8,58 л. 30 к.
- Рудик А. П. Оптимизация физических характеристик ядерных реакторов. 19,55 л. 3 р. 90 к.
- Атомно-водородная энергетика и технология. Вып. 2.20 л. 3 р. 30 к.
- Эксплуатационные режимы водо-водяных энергетических ядерных реакторов. (Авт.: Овчинников Ф. Я., Голубев Л. И., Добрынин В. Д., Ключков В. И. и др.) 2-е изд. 20,42 л. 3 р. 30 к.
- Иорыш А. И., Морохов И. Д. Хиросима. 12,98 л. 40 к.
- Кедров Б. М., Прогнозы Д. И. Менделеева в атомистике. За гранью системы элементов. 10,98 л. 1 р. 40 к.
- Головин И. Н., Курчатов И. В. Изд. 3-е. 6,84 л. 30 к.
- Мирный атом в странах социализма. Сотрудничество стран — членов СЭВ. Альбом. 27,38 л. 8 р. 80 к.
- Чесноков Н. И., Котенков Е. А., Грязнов И. В. Уранодобывающая промышленность капиталистических стран (современный этап развития) 11,1 л. 1 р. 70 к.
- Решение задач реакторной теплофизики ЭВМ. (Авт.: Субботин В. И., Кащеев В. М., Номофилов Е. В., Юрьев Ю. С.). 9,41 л. 1 р. 40 к.
- Румянцев С. В., Добромыслов В. А., Борисов О. И. Тепловые методики радиационной дефектоскопии и защиты. 15 л. 1 р.
- Брегер А. Х. Радиационно-химическая технология, ее задачи и методы. 5,46 л. 35 к.
- Золотухин В. Г., Усиков Д. А. Оценка реакторных параметров методом Монте-Карло. 5,66 л. 85 к.