

детекторов для количественных γ -спектральных измерений продуктов радиоактивного загрязнения местности при наземных съемках.

Поступила в Редакцию 25/V 1970 г.
В окончательной редакции 2/XI 1970 г.

О возможности использования ионизационного трения для накопления тяжелых частиц

Ю. М. АДО, В. И. БАЛБЕКОВ

УДК 621.384.6

В работе рассмотрен способ повышения фазовой плотности пучка тяжелых частиц, основанный на использовании ионизационных потерь энергии. Пучок предлагается пропускать через тормозящее вещество с небольшим зарядом ядра, введенное в камеру накопителя. Декременты затухания бетатронных и синхротронных колебаний за счет «ионизационного трения» впервые были найдены А. А. Коломенским [1]. Для определения возможности практического использования этого явления в настоящей работе проведено более детальное исследование с учетом таких отрицательных факторов, как кулоновское рассеяние, статистические флуктуации ионизационных потерь, ядерные взаимодействия и эффекты перезарядки. В работе [2] утверждается, что эти процессы не позволяют использовать ионизационное трение для сжатия фазового объема. Однако оказывается, что при энергии в несколько мегаэлектронвольт можно создать условия, при которых ионизационное трение преобладает над конкурирующими процессами, и можно осуществить десятки импульсов инжекции частиц в постоянный фазовый объем за время, меньшее 0,1 сек. Накопитель такого типа может найти применение в ядерной физике.

Декременты колебаний. Рассмотрим накопитель протонов с камерой, заполненной веществом, плотность которого n зависит от обобщенного азимута ϑ и радиальной координаты x . Ионизационные потери энергии, отнесенные к единице пути, равны [3]

$$F = \frac{dE_i}{dS} = 4\pi n r_e^2 E_e Z \left(\frac{1}{\beta^2} \ln \frac{2E_e \beta^2 \gamma^2}{IZ} - 1 \right), \quad (1)$$

где $r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см и $E_e = 0,511$ Мэв — классический радиус и энергия покоя электрона; β — отношение скорости протона к скорости

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Коган и др. Основы γ -спектрометрии природных сред. М., Атомиздат, 1969.
2. R. French. Health Phys., 14, 331 (1968).
3. Н. Д. Балясный и др. В сб. «Геофизическая аппаратура». Вып. 35. Л., «Недра», 1968, стр. 49.
4. В. А. Воробьев и др. «Атомная энергия», 26, 555 (1969).

света c ; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; Z — атомный номер; IZ — средний потенциал ионизации атома, причем $I \approx 13,5$ эв (для водорода $I = 14,9$ эв). Эффект плотности здесь не учтен, так как тормозящее вещество считается достаточно разреженным.

Величина F совпадает с абсолютным значением силы ионизационного трения, поэтому уравнение вертикальных бетатронных колебаний приобретает вид

$$z'' + \frac{cF}{\omega\beta E} z' + g_z z = 0, \quad (2)$$

где ω — угловая скорость; E — полная энергия протона; g_z — обычный коэффициент магнитной жесткости; штрих означает дифференцирование по ϑ . Отсюда следует, что амплитуда колебаний затухает как $e^{-\Gamma z t}$ с декрементом

$$\Gamma_z = \left\langle \frac{cF}{2\beta E} \right\rangle. \quad (3)$$

Скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по обороту. Для радиальных колебаний

$$x'' + \frac{cF}{\omega\beta E} x' + g_{xx} x = KR_0^2 \frac{\varepsilon}{\beta^2}, \quad (4)$$

где K и R_0 — локальная кривизна и средний радиус орбиты, а относительное отклонение энергии частицы от равновесного значения $\varepsilon = \frac{\Delta E}{E}$ удовлетворяет уравнениям

$$\varepsilon' = \frac{eV}{2\pi E} (\cos \varphi - \cos \varphi_s) - \frac{1}{E} (E'_i - E'_{is}); \quad (5)$$

$$\varphi' = q \frac{\alpha \gamma^2 - 1}{\gamma^2 - 1} \varepsilon. \quad (6)$$

Здесь V — амплитуда ускоряющего напряжения; q — кратность; α — коэффициент расширения орбит; индекс s относится к синхронной частице. Добавку, связанную с ионизационным

трением, можно записать в виде

$$E'_i - E'_{is} = F \frac{ds}{d\theta} - \left(F \frac{ds}{d\theta} \right)_s = \\ = R_0 (1 + Kx) F [E (1 + \varepsilon), x] - \\ - R_0 F (E, 0) \simeq F R_0 \left[\varepsilon \frac{\partial \ln F}{\partial \ln \gamma} + x \left(K + \frac{\partial \ln F}{\partial x} \right) \right]. \quad (7)$$

Для малых синхротронных колебаний решенные системы (4) — (6) приводит к следующим выражениям декрементов:

$$\Gamma_\varepsilon = \left\langle \frac{cF}{2\beta E} \left[\beta^2 \frac{\partial \ln F}{\partial \ln \gamma} + \psi R_0 \left(K + \frac{\partial \ln F}{\partial x} \right) \right] \right\rangle; \quad (8) \\ \Gamma_x = \left\langle \frac{cF}{2\beta E} \left[1 - \psi R_0 \left(K + \frac{\partial \ln F}{\partial x} \right) \right] \right\rangle, \quad (9)$$

где $R_0 \psi(\theta)$ — замкнутая орбита частицы с единичным отклонением импульса от равновесного. Из этих формул и выражения (1) видно, что при $\beta \leq 0,7$ неустойчивы либо радиальные, либо синхротронные колебания. Такую неустойчивость можно подавать, связав радиальное движение с вертикальным, поскольку, согласно (1), (3), (8) и (9), сумма всех декрементов положительна:

$$\Gamma = \Gamma_x + \Gamma_z + \Gamma_\varepsilon = \left\langle \frac{cF}{2\beta E} \left(2 + \beta^2 \frac{\partial \ln F}{\partial \ln \gamma} \right) \right\rangle = \\ = 4\pi \langle n \rangle \frac{r_0^2 c Z E_e}{\beta^3 E} \left(1 - \beta^2 + \beta^2 \ln \frac{2 E_e \beta^2 \gamma^2}{I Z} \right), \quad (10)$$

причем в соответствии с теоремой Якоби [4] этот результат не зависит от вида магнитной системы. Величина Γ характеризует скорость сжатия шестимерного фазового объема: за время Γ^{-1} этот объем уменьшается в e^2 раз.

Размеры пучка частиц. Размеры пучка определяются многократным кулоновским рассеянием на малые углы и статистическими флуктуациями ионизационных потерь.

Рассматривая колебания вдоль одной из осей, зависимость их амплитуды от времени с учетом затухания можно представить в виде

$$a(t) = a_0 e^{-\Gamma_i t} + e^{-\Gamma_i t} \sum_{t_n < t} (\Delta a)_n e^{\Gamma_i t_n}, \quad (11)$$

где $(\Delta a)_n$ — скачок амплитуды от столкновения в момент t_n . Это случайные числа с нулевым средним значением, а $a(t)$ — случайная функция, среднее значение и дисперсия которой при $t \rightarrow \infty$ стремятся к пределам

$$\bar{a}_{ст} = 0; \quad \overline{|a|}_{ст}^2 = \frac{\dot{N} |\Delta a|^2}{2\Gamma_i}, \quad (12)$$

где \dot{N} — среднее число столкновений в единицу времени; черта означает статистическое ус-

реднение. Если $|\overline{\Delta a}|^2$ зависит от азимута θ , то вместе со статистическим усреднением необходимо произвести также усреднение по обороту.

Применим эти результаты к вертикальным бетатронным колебаниям, для которых $\Delta a = -\frac{i}{2} \varphi^* R_0 \Delta \Theta$, где $\Delta \Theta$ — угол рассеяния; φ — функция Флоке, нормированная в соответствии с [5]. Согласно (12),

$$\overline{|a_z|}_{ст}^2 = \frac{R_0^2}{8\Gamma_z} \langle \bar{\Theta}_i^2 |\varphi_z|^2 \rangle, \quad (13)$$

где $\bar{\Theta}_i^2 = \dot{N} (\Delta \Theta)^2$ — средний квадрат угла многократного рассеяния в единицу времени [3]:

$$\bar{\Theta}_i^2 = 4\pi \beta c r_0^2 n Z (Z + 1) \frac{E_e^2}{E^2 \beta^4} \ln(183Z^{-1/3}). \quad (14)$$

Аналогично вычисляется среднеквадратичная амплитуда радиальных бетатронных колебаний. При столкновении с относительной потерей энергии $\Delta \varepsilon$ и углом рассеяния $\Delta \Theta$ производная x' изменяется на $R_0 \Delta \Theta$, а орбита перемещается в положение, соответствующее новой энергии $E(1 - \Delta \varepsilon)$, что эквивалентно дополнительному смещению протона на $\Delta x = R_0 \psi \Delta \varepsilon / \beta^2$ и $\Delta x' = -R_0 \psi' \Delta \varepsilon / \beta^2$. Поэтому изменение амплитуды радиальных колебаний можно записать в виде

$$\Delta a_x = \frac{i}{2} R_0 \left[(\psi \varphi_{x'}^* - \psi' \varphi_x^*) \frac{\Delta \varepsilon}{\beta^2} - \varphi_x^* \Delta \Theta \right], \quad (15)$$

что приводит к результату

$$\overline{|a_x|}_{ст}^2 = \frac{R_0^2}{8\Gamma_x} \left\langle \bar{\Theta}_i^2 |\varphi_x|^2 + \frac{\bar{\varepsilon}_i^2}{\beta^4} \left\{ \frac{\psi^2}{|\varphi_x|^2} + \left[\psi^2 \left(\frac{|\varphi_x|}{\psi} \right)' \right]^2 \right\} \right\rangle, \quad (16)$$

где $\bar{\varepsilon}_i^2 = \dot{N} (\Delta \varepsilon)^2$ — средний квадрат флуктуаций ионизационных потерь в единицу времени [3]:

$$\bar{\varepsilon}_i^2 = 2\pi \beta c r_0^2 n \gamma^2 (2 - \beta^2) Z \frac{E_e^2}{E^2}. \quad (17)$$

Анализируя таким же образом синхротронные колебания, можно показать, что разброс частиц по импульсам достигает значения

$$\overline{\left(\frac{\Delta p}{p} \right)}_{ст}^2 = \frac{1}{\beta^4} \overline{|\varepsilon_{\max}|}_{ст}^2 = \frac{\bar{\varepsilon}_i^2}{2\Gamma_\varepsilon \beta^4}. \quad (18)$$

Эти результаты имеют смысл только при $\beta \geq 0,7$, когда все декременты могут быть сделаны положительными. При более низких энергиях необходима связь вертикального и радиального движений. В случае сильной связи, обеспечивающей обмен энергией радиальных

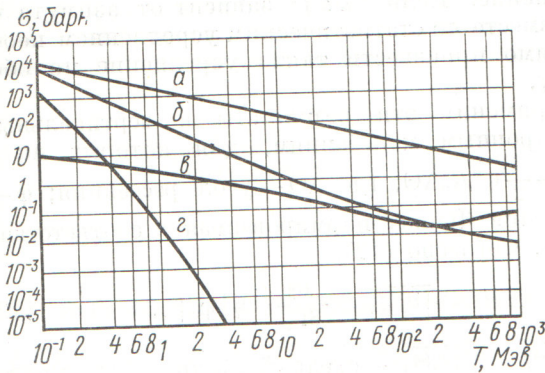


Рис. 1. Взаимодействие протонов с водородом: а—сечение ионизации $\sigma_{01} \cdot 10^{-4}$; б—«сечение ионизационного трения» $\sigma_i = \frac{\Gamma}{\beta c \langle n \rangle}$; в—полное сечение ядерных взаимодействий σ_n ; з—сечение нейтрализации $\sigma_{10} \cdot 10^{-4}$.

и вертикальных колебаний за время, меньшее эффективного времени затухания, декременты и средние приросты квадратов амплитуд для обоих направлений станут одинаковыми и равными соответственно $\frac{1}{2}(\Gamma_x + \Gamma_z)$ и $\frac{1}{2}(|\Delta a_x|^2 + |\Delta a_z|^2)$. Это приводит к следующим значениям стационарных среднеквадратичных амплитуд:

$$|a_x|_{ст}^2 = |a_z|_{ст}^2 = \frac{\dot{N} (|\Delta a_x|^2 + |\Delta a_z|^2)}{2(\Gamma_x + \Gamma_z)} = \frac{R_0^2}{8(\Gamma_x + \Gamma_z)} \left\langle \bar{\Theta}_i^2 (|\varphi_x|^2 + |\varphi_z|^2) + \frac{\varepsilon_i^2}{\beta^4} \left\{ \frac{\psi^2}{|\varphi_x|^2} + \left[\psi^2 \left(\frac{|\varphi_x|}{\psi} \right)^2 \right] \right\} \right\rangle. \quad (19)$$

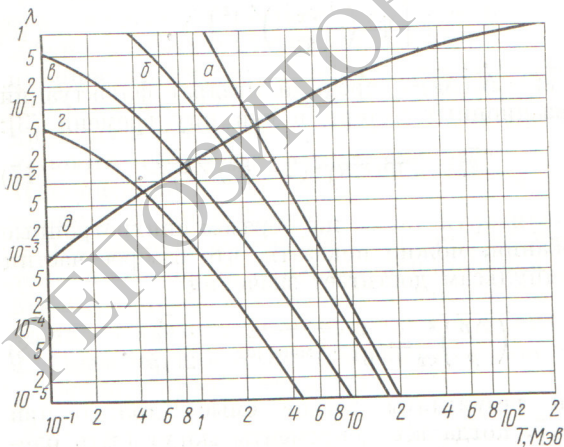


Рис. 2. Потери протонов в водороде λ_{10} за счет нейтрализации: а— $\rho=0$; б— $\rho=10^{18}$ атом/см²; в— $\rho=10^{19}$ атом/см²; з— $\rho=10^{20}$ атом/см²; д—потери за счет ядерных взаимодействий λ_n .

Потери частиц в результате однократных процессов. К потерям частиц за счет однократных процессов приводят ядерные взаимодействия, перезарядка, кулоновское рассеяние на большие углы и столкновения с большой передачей импульса.

Зависимость сечения протон-протонного ядерного взаимодействия от кинетической энергии T показана на рис. 1, в [6]. Относительная величина потерь в течение эффективного времени затухания Γ^{-1} определяется формулой $\lambda_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_i}$, причем $\sigma_i = \frac{\Gamma}{\beta c \langle n \rangle}$ можно назвать сечением ионизационных потерь (см. рис. 1, б). На рис. 2, д показана зависимость λ_n от T для водорода. Видно, что при $T \geq 100$ Мэв $\lambda \geq 1$, т. е. за время между двумя циклами инжекции теряется практически весь ранее накопленный пучок. Следовательно, накопление возможно лишь при $T \leq 100$ Мэв и наиболее эффективно при энергии в несколько мегаэлектронвольт.

При таких низких энергиях существенный вклад в потери может давать перезарядка протонов в нейтральные атомы. Сечение этого процесса σ_{10} для водорода показано на рис. 1, з [7], а соответствующая зависимость $\lambda_{10}(T)$ на рис. 2, а. Видно, что перезарядка существенно ограничивает возможность накопления со стороны низких энергий. Однако этот эффект можно снизить, используя обратную ионизацию образующихся нейтральных атомов. Для этого тормозящее вещество должно быть выполнено в виде тонкой мишени, установленной в промежутке, в котором отсутствует магнитное поле. Тогда большинство нейтральных атомов будет вторично ионизировано, так как соответствующее сечение σ_{01} очень велико (см. рис. 1, а) [8]. Если поверхностная плотность мишени равна ρ (атом/см²) и выполнено условие $(\sigma_{10} + \sigma_{01}) \rho \gg 1$, то сечение нейтрализации в толстой мишени определяется выражением $(\sigma_{10})_{эфф} \approx \frac{\sigma_{10}}{\rho \sigma_{01}}$, а потери частиц за время Γ^{-1} есть $\lambda_{10} \frac{\sigma_{10}}{\rho \sigma_i \sigma_{01}}$ (см. рис. 2, б—з).

При кулоновском рассеянии на ядрах основной вклад в потери будут давать углы $\Theta \leq 1$, поэтому можно воспользоваться формулой для дифференциального сечения [3]

$$\frac{d\sigma_c}{d\Theta} = \frac{2\pi}{\Theta^3} \left(\frac{r_e E_e Z}{\beta^2 E} \right)^2. \quad (20)$$

Обозначив допустимый угол рассеяния через Θ_0 и воспользовавшись (10), найдем, что в не-

релятивистском случае кулоновские потери равны

$$\lambda_c = \frac{1}{\sigma_i} \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma_c}{d\Theta} d\Theta \approx \frac{ZE_e}{4E\Theta_0^2}. \quad (21)$$

Однако учитывать их следует только при $\lambda_c > \lambda_n$. Действительно, при $\lambda_c < \lambda_n$ кулоновское рассеяние на большой угол могли бы испытать те частицы, которые и без того теряются вследствие ядерных взаимодействий. Напротив, при $\lambda_c > \lambda_n$ нет необходимости учитывать ядерное рассеяние. В практически интересных случаях $\Theta_0^2 \approx 0,04 \div 0,1$, поэтому $\lambda_c \approx (2 \div 3) \cdot 10^{-3}$. Это означает, что при $T \geq 0,5$ Мэв кулоновское рассеяние на ядрах не дает вклада в однократные потери.

Рассеяние на электронах также не может привести к потерям, поскольку максимальный угол рассеяния протонов $\Theta_{\max} \approx \frac{E_e}{E} \approx 5 \cdot 10^{-4}$

значительно меньше допустимого.

Наконец, обсудим возможность потерь за счет столкновений с большой передачей импульса. Рассматривая столкновения с ядрами, достаточно учесть те из них, которые сопровождаются рассеянием на угол, меньший Θ_0 , так как потери за счет столкновений с $\Theta > \Theta_0$ уже учтены. В нерелятивистском случае импульс, передаваемый протоном ядру, просто связан с углом рассеяния: $\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Theta^2}{2A} < \frac{\Theta_0^2}{2A} \approx$

$\approx \frac{0,02 \div 0,05}{A}$, где A — атомный вес вещества мишени. Еще к меньшему изменению импульса приводят столкновения с электронами:

$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{2E_e}{E} \approx 10^{-3}$. В случаях, представляющих практический интерес, такое изменение не выводит протон из области устойчивости.

Таким образом, основным источником однократных потерь является ядерное рассеяние и перезарядка. На рис. 3 показана зависимость полных потерь $\lambda = \lambda_n + \lambda_{10}$ от энергии. Обратная величина λ^{-1} , примерно совпадающая с числом импульсов инжекции, которое можно накопить в системе, достигает ~ 100 при плотности водородной мишени $\rho \sim 10^{20}$ атом/см² $\approx 1,7 \cdot 10^{-4}$ г/см².

Пример расчета. Приведем полученные формулы к виду, удобному для расчетов в нерелятивистском случае ($T \leq 10$ Мэв). Введем обозначения $\Gamma_e = \zeta\Gamma$, $\Gamma_x + \Gamma_z = (1 - \zeta)\Gamma$, где положительная величина $\zeta < 1$ имеет вид

$$\zeta = \frac{\Gamma_e}{\Gamma} = (2,5 + 0,5 \ln \frac{T}{Z}) \times$$

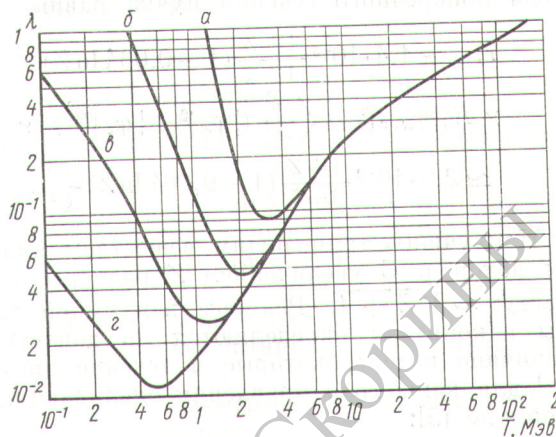


Рис. 3. Полные потери протонов в водороде:

$a-\rho=0$; $б-\rho=10^{18}$ атом/см²; $в-\rho=10^{19}$ атом/см²; $г-\rho=10^{20}$ атом/см².

$$\begin{aligned} & \times \left\langle \frac{n}{\langle n \rangle} \psi R_0 \left(K + \frac{\partial \ln n}{\partial x} \right) \right\rangle - 4 - \\ & - \ln \frac{T}{Z} \approx \frac{1}{Q^2} \left(2,5 + 0,5 \ln \frac{T}{Z} \right) \times \\ & \times \left(1 + R_0 \frac{\partial \ln n}{\partial x} \right) - 4 - \ln \frac{T}{Z} \quad (22) \end{aligned}$$

(T измеряется в мегаэлектронвольтах). Вторая часть формулы справедлива для азимутально-симметричного ускорителя с совпадающими бетатронными частотами Q ; в общем случае она пригодна для оценок. Тогда стационарные среднеквадратичные амплитуды (18), (19) можно записать в виде

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\text{ст}}^2 = \frac{2,7 \cdot 10^{-4}}{\zeta}; \quad (23)$$

$$\begin{aligned} |a_x|_{\text{ст}}^2 = |a_z|_{\text{ст}}^2 = \frac{0,68 \cdot 10^{-4} R_0^2}{(1-\zeta)\langle n \rangle} \left\{ \left\langle n \left(\frac{\psi^2}{|\varphi_x|^2} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \left[\psi^2 \left(\frac{|\psi_x|}{\psi} \right)' \right]^2 \right) \right\rangle + (Z+1) \left(5,2 - \frac{1}{3} \ln Z \right) \times \right. \\ \left. \times \langle n (|\varphi_x|^2 + |\varphi_z|^2) \rangle \right\} \approx \frac{0,68 \cdot 10^{-4} R_0^2}{Q(1-\zeta)} \times \\ \times \left[\frac{1}{Q^2} + 2(Z+1) \left(5,2 - \frac{1}{3} \ln Z \right) \right]. \quad (24) \end{aligned}$$

Из этой формулы видно, что основной вклад в поперечные размеры пучка дает второй член, учитывающий многократное кулоновское рассеяние, а первым членом можно пренебречь. При $Q^2\zeta \gg 0,05(1-\zeta)$ можно пренебречь также вкладом в ширину пучка разброса орбит. В этом приближении из формул (23) — (24) следует, что квадраты полюсей установивше-

гося поперечного сечения пучка равны

$$r_{x,z}^2 \simeq 1,4 \cdot 10^{-3} \frac{1+Z}{1+\zeta} (1 - 0,064 \ln Z) \times \\ \times R_0^2 |\varphi_{x,z}|_{\text{макс}}^2 \left\langle \frac{n}{\langle n \rangle} (|\varphi_x|^2 + |\varphi_z|^2) \right\rangle \simeq \\ \simeq 2,9 \cdot 10^{-3} \frac{1+Z}{1-\zeta} (1 - 0,064 \ln Z) \frac{R_0^2}{Q^2}. \quad (25)$$

Наилучшим тормозящим веществом является водород. С увеличением Z размеры пучка растут $\sim \sqrt{Z+1}$. Размеры вакуумной камеры накопителя определяются по допустимой величине потерь, которые в течение времени Γ^{-1} для каждого направления оцениваются по формуле [5]:

$$\Pi_i \simeq 2\kappa_i e^{-\kappa_i} \frac{\Gamma_i}{\Gamma}, \quad (26)$$

где κ_i — отношение квадрата допустимой амплитуды к квадрату стационарной амплитуды. Например, потребовав, чтобы потери не превышали 10^{-2} , найдем, что $\kappa \simeq 6$, т. е. полуоси камеры должны примерно в 2,5 раза превышать полуоси пучка. Кроме того, размер сепаратрисы должен в $\sqrt{\kappa}$ раз превышать импульсный разброс пучка. Для этого амплитуда ускоряющего напряжения должна быть не менее

$$eV \simeq \pi q |1 - \alpha| T \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\text{доп}}^2 = \\ = \pi q \kappa |1 - \alpha| T \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\text{ст}}^2 \simeq \\ \simeq 0,85 \cdot 10^{-3} \frac{\kappa}{\zeta} q |1 - \alpha| T. \quad (27)$$

Исходя из формул (23) — (26), можно оценить допустимый угол однократного рассеяния и допустимое изменение импульса частицы: $\Theta_0 \simeq \frac{rQ \sqrt{\kappa}}{R_0} \simeq 0,2 \div 0,3$; $\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\text{доп}} \simeq 0,06 \div 0,1$. Эти результаты были использованы в предыдущем разделе.

Средняя плотность тормозящего вещества и величина декрементов ограничиваются возможностями ускоряющей системы, которая компенсирует средние ионизационные потери энергии:

$$\Delta E = 7,5 \cdot 10^{-21} \frac{\langle n \rangle R_0 Z}{T} \left(1 + 0,2 \ln \frac{T}{Z} \right); \quad (28)$$

$$\Gamma = 1,65 \cdot 10^{-13} \frac{\langle n \rangle Z}{T^{3/2}}, \quad (29)$$

где ΔE и T измеряются в мегаэлектронвольтах, R_0 — в сантиметрах, n — в атом/см³, Γ — в сек⁻¹.

В качестве примера рассмотрим накопитель на энергию 1,5 Мэв со средним радиусом 50 см и бетатронными частотами в диапазоне 3—4. Если для торможения используется водородная мишень, оценка по формуле (25) дает: $r_x \simeq r_z \simeq \frac{1 \div 1,3}{\sqrt{1-\zeta}}$ см. Выбирая $\zeta = 0,3$, получим $r_x \simeq r_z \simeq 1,2 \div 1,5$ см. При допустимых потерях за счет многократного рассеяния $\sim 0,01$ радиус камеры должен составлять 3—3,5 см. Чтобы избежать ухода частиц из сепаратрисы, необходимо иметь ускоряющее напряжение около 30 кв. Считая допустимой потерю энергии ~ 9 кв за оборот ($\cos \varphi_s \simeq 0,3$) и воспользовавшись формулой (22), найдем, что поверхностная плотность мишени равна $\sim 10^{19}$ атом/см² $\simeq 1,7 \cdot 10^{-5}$ г/см². При этом колебания будут затухать с декрементом $\Gamma \simeq 3$ мсек⁻¹.

Из рис. 2 следует, что потери за счет ядерных взаимодействий и перезарядки составляют соответственно 0,028 и 0,003. При указанных размерах камеры кулоновское рассеяние учитывать не следует, так как его эффективное сечение в 10—15 раз меньше ядерного. Столкновения с большой передачей импульса в этом случае также не дают вклада, так что полные потери (с учетом многократных) составляют примерно 0,04, т. е. в такой системе возможно накопление ~ 25 импульсов инжекции, для чего потребуется время около 10 мсек. Предельное число частиц, определяемое силами объемного заряда, составляет в таком накопителе примерно $2 \cdot 10^{12}$ протонов.

Поступила в Редакцию 18/V 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Коломенский. «Атомная энергия», 19, 534 (1965).
2. Г. И. Будкер. «Атомная энергия», 22, 346 (1967).
3. Б. Росси. Частицы больших энергий. М., Гостехиздат, 1955.
4. В. И. Смирнов. Курс высшей математики. Т. III, ч. 2, М., Гостехиздат, 1953, стр. 438.
5. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей, М., Атомиздат, 1962.
6. В. С. Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц. М., «Наука», 1966.
7. C. Barnett, H. Reynolds. Phys. Rev., 109(2), 355 (1958).
8. O. Bates, M. Griffing. Proc. Phys. Soc., 66A, 961 (1953).