

КОЛЛЕКТИВНЫЙ ЦИКЛИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ - ГИРОТРОН

А. А. Коломенский

В последние годы разрабатываются и обсуждаются различные методы коллективного ускорения частиц с применением сильноточных релятивистских электронных пучков (см., напр., /1,2,4/). Основное достоинство этих методов состоит в принципиальной возможности получения сильных электромагнитных полей, которые могут быть применены для удержания, фокусировки и ускорения частиц (ионов). При этом, однако, рассматриваемые до сих пор методы обладают, как правило, некоторыми специфическими особенностями или недостатками.

Во-первых, для ускорения каждой новой порции (импульса) частиц приходится формировать и использовать новый сгусток (например, кольцо) электронов. Поэтому надо искать пути многократного использования сгустков (пучков) или длительного использования одного и того же пучка. Во-вторых, ускорение должно происходить в режиме сравнительно редких и чрезвычайно коротких импульсов, что осложняет проведение физических экспериментов. Очень желательно иметь возможность работать либо с более длинными импульсами, либо в непрерывном режиме (как в /4/). В-третьих, рассматриваются, как правило, системы, аналогичные по общей схеме линейным ускорителям, в то время как схема циклического ускорения также имеет определенные достоинства (в частности, в смысле компактности).

В настоящем сообщении мы хотели бы указать на возможность нового метода коллективного ускорения частиц (гиротрона), обладающего определенными преимуществами с точки зрения указанных обстоятельств. Общая идея состоит в том, чтобы, применяя электромагнитное поле специального типа, придать электронному пучку замкнутую пространственную конфигурацию и заставить его совершать

периодическое движение. Поле пучка создает потенциальную яму для захваченных ионов, которые, двигаясь вдоль кривой, образованной пучком, будут увеличивать свою энергию до значений, определяемых плотностью пучка, размерами системы и некоторыми другими параметрами.

Ограничимся здесь простейшим вариантом, связанным с применением вращающегося электромагнитного поля. Рассмотрим для определенности круговой цилиндрический резонатор с размерами $r = a$, $z = b$, в котором возбуждена поперечная электрическая волна H_{112} с волновым числом k и с круговой поляризацией. В центральной части резонатора поле волны в первом приближении с точностью до членов порядка $(kr)^2$, $(kz)^2$ близко к вращающемуся полю

$$\begin{aligned} E_x &\approx -Hkz\cos\omega t + \dots, & E_y &\approx Hkz\sin\omega t + \dots, \\ H_x &\approx -H\cos\omega t + \dots, & H_y &\approx H\sin\omega t + \dots, \end{aligned} \quad (I)$$

где $z = z - b/2$. Движение электрона в этом приближении описывается системой уравнений

$$\ddot{x} + \Omega \dot{x} \sin\omega t + \Omega\omega z \cos\omega t = -k^2 \Omega z \dot{y} f + \dots, \quad (2)$$

$$\ddot{y} + \Omega \dot{y} \cos\omega t - \Omega\omega z \sin\omega t = -k^2 \Omega z \dot{x} f + \dots, \quad (3)$$

$$\ddot{z} + \Omega \dot{z} \sin\omega t - \Omega \dot{y} \cos\omega t = -k^2 \Omega z \dot{x} f + \dots, \quad (4)$$

где $f = \dot{y} \sin\omega t - \dot{x} \cos\omega t$, $\Omega = eH/m_0 c \gamma$ - гиромагнитная частота, γ - приведенная энергия электрона, которая, вообще говоря, зависит от времени. Однако, для специальных начальных условий

$$t = t_0, \quad z_0 = 0, \quad \dot{x}_0 = 0, \quad \dot{y}_0 = 0, \quad \dot{z}_0 = v \neq 0 \quad (5)$$

выполняется $\gamma = \gamma_0 = \text{const}$, и решение для x, y, z имеет колебательный характер

$$\begin{aligned} x, y &= \begin{matrix} x_0 \\ y_0 \end{matrix} + \frac{v}{2(\Omega^2 - \omega^2)} \left\{ \begin{matrix} \sin\omega t_0 & \sin \\ \cos\omega t_0 & \cos \end{matrix} \right. \left[(\Omega + \omega)(t - t_0) + \right. \\ & \left. \left. + \omega t_0 \right] \mp (\Omega + \omega) \frac{\sin}{\cos} \left[(\Omega - \omega)(t - t_0) - \omega t_0 \right]; \quad z = \frac{v}{\Omega} \sin\Omega(t - t_0). \right. \end{aligned} \quad (6)$$

В этом случае проекция на горизонтальную плоскость $\xi = 0$ представляет собой суперпозицию колебаний с частотами $\Omega \pm \omega$, а вертикальная проекция ξ - колебание с частотой Ω . При соизмеримости указанных частот каждый электрон движется по замкнутой, вообще говоря, не плоской орбите. Пучок электронов, который при этом также будет замкнутым, совершает оборот с меньшей из характерных частот, то есть $\Omega - \omega$ (предполагается $\Omega \neq \omega$).

Учет взаимодействия частиц в гиротроне требует специального рассмотрения, и здесь мы ограничимся лишь указанием некоторых характерных соотношений. В данном случае происходит ослабление силы кулоновского расталкивания движущихся электронов в системе координат пучка в $\gamma^2(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)$ раз, где θ - угол между скоростью электронов и касательной к пучку в данной точке. Соответствующий фактор в методе колец /I/ равен $\gamma_1^2 = (1 - \beta_1^2)^{-1/2}$, где β_1 - скорость вращения электронов в кольце. Глубина потенциальной ямы для ионов изменяется по сравнению со случаем колец в $1 - \beta \beta_1 \times \cos \theta \cos \theta_1 (1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{-1}$ раз, что связано с проскальзыванием ионов относительно пучка (β_1 - приведенная скорость ионов, θ_1 - угол для ионов, аналогичный θ для электронов).

Электронный пучок действует на ионы как удерживающая (в поперечном направлении) связь, и за счет перемещения пучка и проскальзывания ионов вдоль него они ускоряются. Решая уравнение движения иона при наличии связи (см. /3,4/), получаем выражение для его приведенной энергии Γ как функцию обобщенной координаты $\psi = \omega(t - t_0)$ и как неявную функцию радиуса r

$$\Gamma(\psi) = \frac{\Gamma_0}{1 - k^2 r^2} \left\{ 1 - \left[\frac{1 - \Gamma_0^{-2}(1 - k^2 r^2)}{1 + \beta^{-2}(1 - k^2 r^2)F(\psi)} \right]^{1/2} \right\}, \quad (7)$$

$$F(\psi) = 2(p^2 - 1)^2 \times$$

$$\begin{aligned} & \times \left[4p + (p - 1)^2 \cos(p + 1)\psi - (p + 1)^2 \cos(p - 1)\psi \right]^{-2} \times \\ & \times \left\{ 3 + p^2 + 2[(p - 1)\cos(p + 1)\psi - (p + 1)\cos(p - 1)\psi] + \right. \\ & \left. + p^{-2}(p^2 - 1)(1 - 2\sin^2 p\psi) \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

$$r = \beta |p^2 - 1|^{-1} [p^2 (\cos \psi - \cos \psi)^2 + (p \sin \psi - \sin p \psi)^2]^{1/2}, \quad (9)$$

где $p = \Omega/\omega$. При выборе параметра p в области "резонансного" значения $p \leq 1$ ион может достигать больших энергий. Фактически имеется характерное для коллективных методов ограничение, связанное с тем, что сила, действующая на ион со стороны электрического поля пучка eE_n , должна превосходить силу реакции связи: $eE_n > N$. Приемлемые величины N , соответствующие энергии ионов $\delta_1 \approx e\tau E_n$ (несколько Гэв при размерах порядка метров), получаются, например, при значениях параметра $p \approx 1,25 \div 1,5$.

Как ясно из изложенного, рассмотренный случай представляет собой пример системы, которая в принципе позволяет производить ускорение ионов в квазинепрерывном режиме с длительным использованием электронного пучка, имеющего замкнутую конфигурацию.

Автор благодарен В. С. Воронину и А. Н. Лебедеву за обсуждение полученных результатов.

Поступила в редакцию
29 июня 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. И. Векслер, В. П. Саранцев и др. Атомная энергия, 24, 317 (1968).
2. А. А. Коломенский, И. И. Логачев. Труды VIII Международной конференции по ускорителям, Женева, ЦЕРН, стр. 587, 1971 г.
3. Г. Голдштейн. Классическая механика, Гостехиздат, М., 1957 г.
4. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, И. И. Логачев. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 3, 63 (1971).