

5. С. В. Стародубцев, А. М. Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1962.
 6. И. Н. Ермоленко. Спектроскопия в химии окисленных целлюлоз. Минск, Изд-во АН БССР, 1959, стр. 258.
 7. М. З. Гаврилов, И. Н. Ермоленко, Г. Л. Елина. «Оптика и спектроскопия», 18, № 3, 515 (1965).

8. Н. А. Словохотова и др. В кн. «Труды II Всесоюзного совещания по радиационной химии». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 531.
 9. Б. М. Исаев, Ю. И. Брегадзе. Нейтроны в радиобиологическом эксперименте. М., «Наука», 1967.

Ускорение многозарядных ионов коллективным методом

М. Л. ИВНОВИЧ, Н. Б. РУБИН, В. П. САРАНЦЕВ

УДК 621.384.6

Коллективный метод ускорения [1] применим для легких ионов. Если речь идет об ускорении многозарядного иона с атомным весом A и эффективным зарядом $Z_{эфф}$, то при определенных условиях закон изменения его энергии будет иметь вид

$$\Delta E = Z_{эфф} \mathcal{E}_{кул} L; \quad \Delta E_{нукл} = \frac{Z_{эфф}}{A} \mathcal{E}_{кул} L. \quad (1)$$

Здесь ΔE — прирост энергии иона на длине пути L ; $\Delta E_{нукл}$ — соответствующий прирост, приходящийся на один нуклон; $\mathcal{E}_{кул}$ — электрическое поле электронного кольца, направленное вдоль его оси (ось z). Значение $\mathcal{E}_{кул}$ зависит от положения иона внутри кольца. «Рабочее» значение $\mathcal{E}_{кул}$ составляет примерно половину напряженности электростатического поля на краю кольца.

Из формул (1) видно, что при больших значениях $Z_{эфф}$ можно получить больший суммарный прирост энергии на заданной длине L .

При этом допустимое внешнее поле, которое ускоряет электронное кольцо, должно быть тем меньше, чем больше суммарная масса иона:

$$\mathcal{E}_{вн} = \frac{m_{\perp} Z_{эфф}}{AM_n} \cdot \frac{\mathcal{E}_{кул}}{1 + \frac{Z_{эфф} m_{\perp}}{AM_n}}, \quad (2)$$

где m_{\perp} — масса электрона в кольце с учетом его вращательной энергии ($m_{\perp} = m\gamma_{\perp}$); M_n — масса нуклона.

Формула (2) верна, однако, лишь для случая, когда суммарная масса ионов пренебрежимо мала по сравнению с суммарной массой электронов, т. е. в приближении малого числа ионов.

Цель данной работы — показать, что коллективный метод ускорения позволяет создать компактный ускоритель многозарядных ионов с хорошей интенсивностью и необходимой для физических экспериментов энергией.

Электронное кольцо и накопление ионов

Будем считать, что способ создания электронного кольца в рассматриваемом ускорителе такой же, как и в работах [1,2]. Расчеты, проведенные в работе [2], показывают, что интересующая нас величина

$$\mathcal{E}_{кул} \approx 4,2 \sqrt{\frac{N_e}{10^{13}}} \text{ Мв/см} \quad (3)$$

при радиусе кольца ~ 5 см и внешнем магнитном поле $\sim 2 \cdot 10^4$ гс. Здесь N_e — общее число электронов в кольце.

Учитывая возможности существующих и проектируемых инжекторов и другие факторы, связанные с созданием кольца, примем, что N_e не больше 10^{14} . При этом значении $\mathcal{E}_{кул} \approx 3,8$ Мв/см. Кольцо с такими параметрами может быть получено в результате сжатия его в адиабатически растущем магнитном поле. Время сжатия — порядка нескольких сот микро-секунд.

Накопление ионов в электронном кольце происходит при прохождении электронов в конце сжатия кольца сквозь поток нейтральных атомов вещества [3]. При столкновении с электронами атомы ионизуются и в основном захватываются электронным кольцом. Последовательные столкновения ионов с электронами приводят к накоплению в кольце ионов с различной степенью ионизации. Этот процесс последовательной ионизации можно описать известным уравнением для изменения плотности k -кратно ионизованных атомов n_k в единицу времени ($k \equiv Z_{эфф}$):

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{n_{k-1}}{\tau_{k-1}} - \frac{n_k}{\tau_k}, \quad (4)$$

где время ионизации $\tau_k = (n_e \sigma_k)^{-1}$; n_e — плотность электронов; σ_k — сечение ионизации иона при столкновении с релятивистским электроном.

Если время заполнения атомами объема кольца a/v_0 , где a — малый радиус кольца,

v_0 — скорость потока атомов, много меньше времени ионизации атома τ_0 , то плотность нейтральных атомов n_a одинакова внутри и вне кольца.

Для отрезков времени, много больших времени ионизации, т. е. величин $\tau_0, \tau_1, \dots, \tau_k$, плотность ионов принимает максимальное значение, равное, согласно уравнению (4), величине $n_a \frac{\tau_k}{\tau_0}$ или

$$n_k = n_a \frac{\sigma_0}{\sigma_k}. \quad (5)$$

Сечения ионизации ионов можно приближенно вычислить по формуле [4]

$$\sigma_k \approx \pi r_e^2 \frac{mc^2}{J_k} \ln \frac{E}{J_k},$$

где $r_e = \frac{e^2}{mc^2}$; m — масса покоя; E — кинетическая энергия электрона; J_k — потенциал ионизации k -кратно ионизованного атома.

К концу накопления число ионов в кольце будет тем больше, чем выше степень их ионизации, при условии, что время их ионизации много меньше времени накопления τ_a , определяемого временем работы источника атомов.

Рассмотрим накопление в кольце ионов ртути. Значение потенциала ионизации ртути увеличивается от $J_0 = 10,41$ эв до $J_5 = 76,9$ эв [5]. Сечения ионизации изменяются при этом от $\sigma_0 \approx 10^{-19}$ см² до $\sigma_5 \approx 2 \cdot 10^{-20}$ см². Время ионизации пятикратно ионизованного атома ртути, равное $3 \cdot 10^{-5}$ сек ($n_e = 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³), меньше времени накопления $\tau_a \approx 10^{-4}$ сек. Для накопления в кольце пятикратно ионизованных атомов в указанное время необходимо в области кольца обеспечить плотность атомов из источника $n_a = n_k \frac{\sigma_k}{\sigma_0} \approx \frac{n_5}{5}$. Если $n_5 = 10^{-3} n_e = 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³, то $n_a = 10^{10}$ см⁻³. Эта величина не приводит к существенным потерям электронов кольца при рассеянии в потоке ртути.

Процесс ускорения

После вывода кольца из камеры адгезатора [2], в котором оно было создано, его следует ускорять по оси. Нас интересуют здесь нерелятивистские энергии ионов. Продольное ускорение кольца в этом случае вполне можно осуществлять за счет запасенной в нем энергии вращения электронов [6].

Продольное магнитное поле при этом должно уменьшаться (пространственно, а не во време-

ни) по мере продвижения кольца. Проведем некоторые расчеты.

С учетом вклада ионов интеграл энергии для кольца в расчете на один электрон имеет вид

$$\Gamma = \gamma_e \left(1 + \frac{N_i}{N_e} \cdot \frac{M_n A}{m_{\perp}} \right) = \text{const}, \quad (7)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \gamma_e &= \gamma_{\parallel} \gamma_{\perp e}; \quad \gamma_{\perp e} = \frac{1}{\sqrt{1 - \gamma_{\parallel}^2 \frac{r^2 \theta^2}{c^2}}}; \\ \gamma_{\parallel} &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_z^2}}; \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$\dot{\theta}$ — азимутальная скорость; N_i — полное число ионов в кольце. В иной записи соотношение (7) имеет вид

$$\gamma_{\parallel} \left(\gamma_{\perp} + \frac{N_i}{N_e} \cdot \frac{M_n A}{m} \right) = \gamma_{\parallel 0} \left(\gamma_{\perp 0} + \frac{N_i}{N_e} \cdot \frac{M_n A}{m} \right), \quad (9)$$

где индекс «0» относится к начальному состоянию ($\gamma_{\parallel 0} \approx 1$).

Если задаться величинами $\gamma_{\perp 0}$ и конечной величиной γ_{\parallel} , определяющей энергию иона (ионы не вращаются), то из последней формулы получим величину γ_{\perp} в конце процесса ускорения. Внешнего ускорения кольца здесь нет. Поэтому увеличение γ_{\parallel} сопровождается уменьшением γ_{\perp} .

Радиус кольца R в процессе его поступательного движения с ускорением меняется в зависимости от того, какова структура магнитного поля. Если при каждом значении координаты z магнитное поле близко к однородному по радиусу, то

$$R \approx R_0 \sqrt{B_{z0}/B_z}. \quad (10)$$

При выполнении условия «2:1»

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \bar{B}_z}{\partial z}, \quad (11)$$

где \bar{B}_z — среднее поле в круге радиуса R , радиус кольца остается неизменным [6].

Для того чтобы при ускорении кольца ионы следовали вместе с ним, градиент магнитного поля по z должен удовлетворять условию

$$\frac{\partial \bar{B}_z}{\partial z} = \frac{2}{R} \cdot \frac{\gamma_{\parallel 0}}{\gamma_{\parallel}^2} \cdot \frac{\gamma_{\perp}}{\sqrt{\gamma_{\perp}^2 - 1}} G;$$

$$G = \frac{m_{\perp 0} Z_{\text{эфф}}}{AM_n} \left(1 + \frac{N_i}{N_e} \cdot \frac{AM_n}{m_{\perp 0}} \right) \mathcal{E}_{\text{кул}}. \quad (12)$$

Величина G эквивалентна напряженности внешнего электрического поля. Действительно, уравнение движения центрального электрона принимает вид

$$m_{\perp 0} \left(1 + \frac{AM_n}{m_{\perp 0}} \cdot \frac{N_i}{N_e} \right) \gamma_{\parallel}^3 \ddot{Z} = eG, \quad (13)$$

аналогичный виду уравнения движения электрона с утяжеленной массой в продольном электрическом поле с напряженностью G .

Из сравнения G с выражением для $\mathcal{E}_{\text{вн}}$ [см. формулу (2)] видно, что учет ионной компоненты приводит к появлению фактора $\left(1 + \frac{N_i}{N_e} \cdot \frac{AM_n}{m_{\perp 0}} \right)$, который повышает допустимые ускоряющие поля. Можно показать, что учет этой компоненты приводит к следующему выражению для $\mathcal{E}_{\text{вн}}$:

$$\mathcal{E}_{\text{вн}} = \frac{m_{\perp} Z_{\text{эфф}}}{AM_n} \cdot \frac{1 + \frac{N_i}{N_e} \cdot \frac{AM_n}{m_{\perp}}}{1 + \frac{Z_{\text{эфф}} m_{\perp 0}}{AM_n}} \mathcal{E}_{\text{кул}}. \quad (14)$$

Как видно, выражения для G и $\mathcal{E}_{\text{вн}}$ весьма близки, если учесть, что при движении во внешнем электрическом поле, направленном по z , величина $m_{\perp} = \text{const}$.

Если $\frac{N_i}{N_e} \cdot \frac{AM_n}{m_{\perp}} \gg 1$, то

$$\mathcal{E}_{\text{вн}} \approx G = \frac{N_i}{N_e} Z_{\text{эфф}} \mathcal{E}_{\text{кул}}. \quad (15)$$

Изменение $\mathcal{E}_{\text{кул}}$ в процессе продольного ускорения кольца определяется в значительной степени принятым способом его фокусировки [7] и требует детальных расчетов.

Для грубых оценок при незначительном ускорении можно принять $\mathcal{E}_{\text{кул}} = \text{const}$, $G = \text{const}$. Имея все необходимые формулы, проведем оценки. Но прежде приведем нерелятивистский вариант формулы (9), когда $\gamma_{\parallel 0} = 1$, $\Delta\gamma_{\parallel} = \gamma_{\parallel} - 1 \ll 1$, $\Delta\gamma_{\perp} = \gamma_{\perp} - \gamma_{\perp 0} \ll \gamma_{\perp}$. Тогда

$$\Delta\gamma_{\perp} = \left(\gamma_{\perp 0} + \frac{N_i M_n A}{N_e m} \right) \Delta\gamma_{\parallel};$$

$$\Delta\gamma_{\parallel} = \frac{\Delta E_{\text{нукл}}}{M_n c^2}. \quad (16)$$

Рассмотрим конкретный пример. Для осуществления ряда ядерных реакций с участием многозарядных ионов необходимо иметь такую конечную энергию ионов, чтобы на каждый нуклон приходилось примерно 10 Мэв. Поэтому возьмем $\Delta E_{\text{нукл}} = 10$ Мэв, $\Delta\gamma_{\parallel} = 5 \cdot 10^{-3}$. Тогда при $\gamma_{\perp 0} \approx 50$, $\frac{N_i}{N_e} \approx 10^{-3}$, $A \approx 200$ имеем $\Delta\gamma_{\perp} = 450$, $\Delta\gamma_{\parallel} = 2.2$. Подчеркнем, что в данном примере $\frac{N_i}{N_e} \cdot \frac{M_n A}{m_{\perp 0}} = 8 \gg 1$. В каждом импульсе ускорения при $N_e = 10^{14}$ будет получаться 10^{11} ускоренных ионов.

Если импульсы повторять через каждые 500 мксек, то можно получить $\sim 2 \cdot 10^{14}$ ускоренных ионов ртути в 1 сек.

При взятых параметрах и $Z_{\text{эфф}} \approx 5$ получим $G \approx 20$ кв/см. Градиент магнитного поля, например, при условии $R = \text{const}$ будет равен ~ 13 гс/см [см. условие (12)]. Условие адиабатичности изменения магнитного поля, использованное при получении рабочих формул, здесь хорошо выполняется. Согласно формуле (1), длина области ускорения $L \approx 1$ м. Заметим, что использование бетатронного условия из-за малости перепада поля совершенно не обязательно. Ускорение может осуществляться просто в спадающем поле. Градиент поля при этом возрастает в два раза.

Таким образом, данный метод ускорения вполне приемлем для ускорения многозарядных ионов. Система в принципе оказывается весьма простой, так как не требует применения каких-либо дополнительных ускоряющих систем.

Авторы благодарят А. Б. Кузнецова за обсуждение вопросов, затронутых в работе.

Поступила в Редакцию 18/II 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер и др. Препринт ОИЯИ Р-3440-2. Дубна, 1967; «Атомная энергия», 24, 317 (1968).
2. И. Н. Иванов и др. Препринт ОИЯИ Р9-4132. Дубна, 1968.
3. Symposium on Electron Ring Accelerators. UCRL-18103, 1968.
4. M. G r u z i n s k i. Phys. Rev., 138, A336 (1965).
5. Д. Кэй, Т. Лэби. Справочник физика-экспериментатора. М., Изд-во иностр. лит., 1949.
6. А. Г. Бонч-Осмоловский и др. Препринт ОИЯИ Р9-4171. Дубна, 1968.
7. А. Г. Бонч-Осмоловский и др. Препринт ОИЯИ Р9-4135. Дубна, 1968.