

Т-19

13/X-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P9 - 4555

Н.И.Тарантин

ЕЩЕ ОДИН ВОЗМОЖНЫЙ СПОСОБ УСКОРЕНИЯ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

P9 - 4555

4994/2 чр.

Н.И.Тарантин

**ЕЩЕ ОДИН ВОЗМОЖНЫЙ СПОСОБ УСКОРЕНИЯ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Направлено в "Атомную энергию"

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Уже примерно в течение пятнадцати лет ускоренные тяжелые ионы, начиная от ионов лития и кончая ионами аргона, широко используются в физических экспериментах для проведения и изучения различных ядерных реакций и ядерных превращений, для синтеза и исследования свойств радиоактивных ядер. Наряду с этим в последнее время особый интерес начинает проявляться к ускорению все более тяжелых ионов таких, как, например, ионы криптона, ксенона и даже урана. Этот интерес вызывается широкими возможностями синтеза новых ядер с помощью этих ионов и в том числе синтеза новых трансурановых элементов с $Z = 114-126$, предположительно обладающих повышенной стабильностью (см., например, ^{/1/}).

Параметры действующих в настоящее время ускорителей не позволяют существенно расширить ассортимент ускоряемых тяжелых ионов. Для этих целей в ряде стран планируется создание и уже создаются специальные ускорительные установки. Наряду с этим разрабатываются новые способы ускорения тяжелых ионов. К числу последних относятся, например, способ ускорения тяжелых ионов с переменным зарядом в постоянном электрическом поле ^{/2/}, способ плазменного ускорения ^{/3/},

кольцевой циклотрон с двукратным ускорением^{/4/}, коллективный метод ускорения тяжелых ионов^{/5/}.

В настоящей статье предлагается еще один возможный способ ускорения тяжелых ионов широкого диапазона масс. Предлагаемый способ представляет собою модификацию известного метода ускорения тяжелых ионов, впервые осуществленного Альварецом^{/6/}.

Сущность метода Альвареца легко уяснить из рассмотрения его первых опытов по ускорению ионов углерода. В этих опытах двухзарядные ионы углерода ускорялись в циклотроне в резонансе с третьей ниже гармоникой ускоряющего напряжения, после чего полностью "обдирались", сталкиваясь с атомами остаточного газа, и затем ускорялись в резонансе с основной частотой. Использование "обдирки" ионов в процессе ускорения позволило получить достаточно энергетичные (до 50 Мэв) ионы углерода на циклотроне небольших размеров (диаметр полюсов магнита составлял 37 дюймов), однако интенсивность и моноэнергетичность пучка ускоренных ионов были недостаточно высокими.

В последующие годы этот метод был несколько усовершенствован, но все же его применение для ускорения ионов, более тяжелых, чем ионы углерода, оказалось неэффективным.

Целью предлагаемого способа ускорения тяжелых ионов является расширение ассортимента ускоряемых ионов, а также увеличение интенсивности и улучшение моноэнергетичности пучка ускоренных частиц.

Ускорение по предлагаемому способу сводится к следующему. Тяжелые ионы с относительно низким удельным зарядом $q/A = 0,05$, где q - величина заряда иона, выраженная в единицах элементарного заряда, а A - массовое число, ускоряются в циклотроне в резонансе с одной из низших гармоник (третьей, пятой и т.п.) ускоряющего напряжения. При этом орбита ионов смещается вдоль оси $x-x$ (рис. 1) так, что после "обдирки" ионов в результате их прохождения через твердую

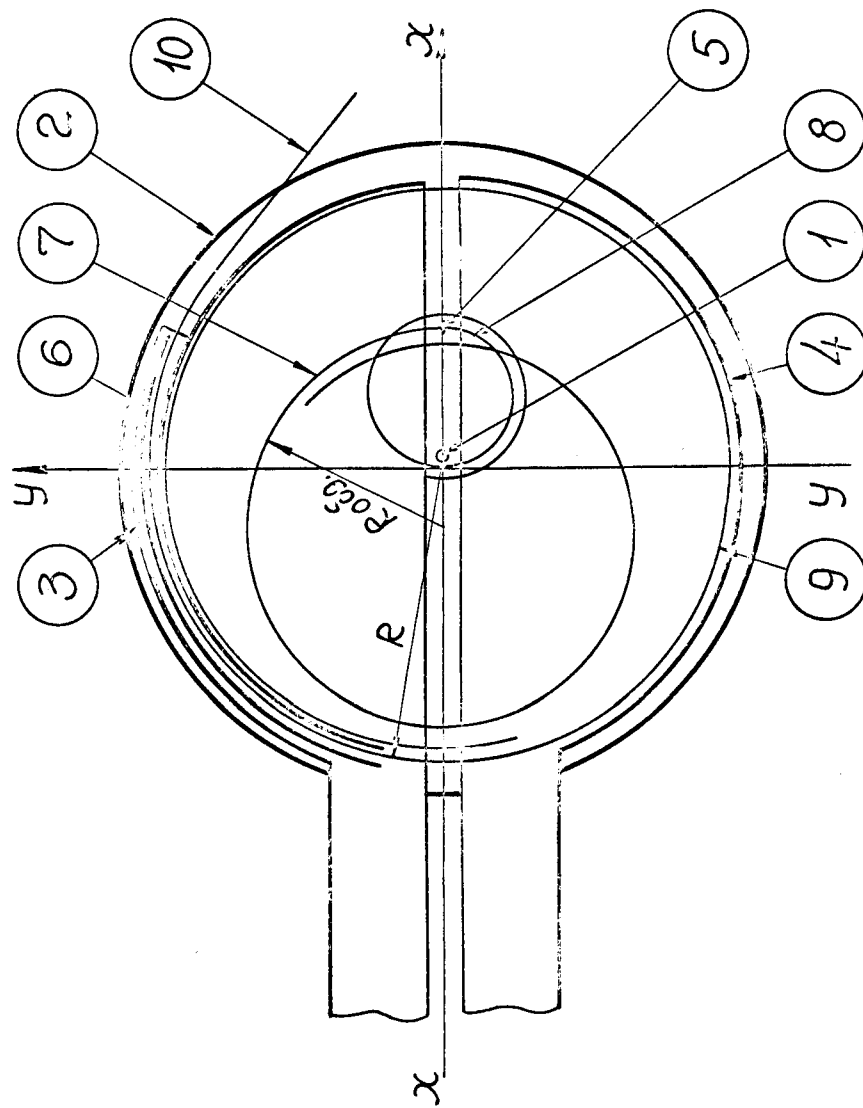


Рис. 1. Циклотрон тяжелых ионов. 1 - ионный источник, 2 - полюсный наконечник электромагнита, 3, 4 - дуанты, 5 - "обдирающая" мишень, 6 - отклоняющая пластина, 7 - орбита непосредственно перед "обдиркой", 8 - после "обдирки", 9 - перед выводом, 10 - после вывода ионов.

или газо(паро)струйную мишень (5) и сокращения радиуса орбиты ионный источник (1) оказывается внутри орбиты и не мешает дальнейшему ускорению ионов. Это позволяет использовать в циклотроне наиболее совершенные ионные источники с разрядной камерой в ускоряющем промежутке (например, источник типа ^{17/}), производящие в относительно больших количествах ионы достаточно далеких элементов с удельным зарядом q/A не ниже 0,05 (см., например, ^{18/}).

После "обдирки" ионы ускоряются в резонансе с основной частотой, и когда радиус орбиты достигает конечной величины R , центр орбиты совмещается с центром полюсов магнита и ионы выводятся из циклотрона.

Для смещения орбиты предлагается использовать или неравное приращение энергии при прохождении ионами ускоряющего промежутка соответственно в одном и другом направлениях, или асимметрию магнитного поля по отношению к оси xx .

Неравномерное приращение энергии ионов может быть обеспечено, например, тем, что на один дуант (3) подают напряжение $V_3 = V_0 \cos \omega t + V_1$, а на другой (4) $V_4 = -V_0 \cos \omega t - V_1$. В этом случае ион, проходя ускоряющий промежуток в направлении от дуанта (3) к дуанту (4), получает большее приращение энергии, чем при прохождении в противоположном направлении. В соответствии с этим оказываются разными и приращения радиуса орбиты:

$$\Delta r_{34} = \frac{1}{2} \frac{V + V_1}{V} \Delta r \quad \text{и} \quad \Delta r_{43} = \frac{1}{2} \frac{V - V_1}{V} \Delta r,$$

где $2V$ - действующее высокочастотное ускоряющее напряжение, Δr - суммарное приращение радиуса орбиты за один оборот, Δr_{34} и Δr_{43} - приращения радиуса орбиты при прохождении ионами ускоряющего проме-

жутка соответственно в направлении от дуанта (3) к дуанту (4) и наоборот. Положение центра орбиты смещается при этом на величину

$$\Delta x = \Delta r_{43} - \Delta r_{34} = -\frac{V_1}{V} \Delta r \quad (1)$$

за один оборот.

Из соотношения (1) следует, что смещение орбиты, необходимое для последующего обхода источника, например, при предварительном ускорении в резонансе с третьей низшей гармоникой ($|\Delta x| = \frac{1}{3} \Delta r$), достигается при $V_1 = 0,2 V_0$, если предположить, что $\bar{V} = 0,6 V_0$.

Положение ионного источника и "обдирающей" мишени на оси xx задается соответственно координатами $\frac{1}{3}R - \frac{4}{9}R_{\text{обд.}}$ и $\frac{1}{3}R + \frac{2}{9}R_{\text{обд.}}$,

где $R_{\text{обд.}}$ - радиус орбиты ионов непосредственно перед обдиркой.

Для осуществления этого варианта смещения орбиты в дуанты циклотрона вводятся вторые вспомогательные дуанты немного меньшего размера, изолированные от основных. На внутренние дуанты подаются потенциалы $\pm V_1$.

Другой возможный вариант неравномерного приращения энергии для смещения орбиты может быть осуществлен в результате применения второй высшей гармоники ускоряющего напряжения. Для этого, например, можно взять $V_3 = V_0 \cos \omega t$, а $V_4 = -V_1 \cos(2\omega t + \psi)$, где ψ заключено в интервале $0^\circ - 45^\circ$ в зависимости от V_0 , V_1 и условия обеспечения динамической электрической фокусировки ионов на начальном этапе ускорения. В этом варианте орбита сначала смещается в одну сторону, а затем - в другую.

В классическом варианте циклотрона с аксиально-симметричным магнитным полем удаление центра орбиты от оси симметрии поля вызывает, как известно, круговой дрейф центра орбиты. Этот дрейф воз-

мушает фазовое движение ионов, приводя к преждевременному выходу их из режима ускорения. Помимо этого при значительном смещении, когда орбита не охватывает ось симметрии поля, аксиальная фокусировка ионов сильно ослабляется, что приводит к дополнительным потерям ионов.

Эти отрицательные эффекты, имеющие место в $\sqrt{6}$, в предлагаемом способе ускорения исключаются благодаря применению магнитного поля специальной топографии. Это поле имеет плоскость симметрии и слабо уменьшается с удалением от плоскости симметрии, например, по закону

$$B_z(x, y, 0) = B_0(1 + ay^2) \quad (2)$$

в декартовой системе координат или

$$B_z(\rho, \phi, 0) = B_0(1 + a\rho^2 \sin^2 \phi) \quad (2)$$

в цилиндрической. Здесь B_z - величина аксиальной составляющей индукции магнитного поля в медианной плоскости, $a < 0$ и $|aR^2| \ll 1$.

В цилиндрической системе координат движение ионов в поле указанного вида определяется в радиальном и аксиальном сечениях пучка с точностью до второго порядка малых членов ($\chi, \chi'; \zeta, \zeta'$ и ar^2) следующими уравнениями:

$$\chi'' + \chi + ar^2 \sin^2 \phi - \chi\chi'' - \frac{1}{2} \chi'^2 + 3\chi ar^2 \sin^2 \phi = 0 \quad (3)$$

$$\zeta'' - \zeta'\chi' - \zeta''\chi - 2\zeta ar^2 \sin^2 \phi = 0, \quad (4)$$

где $\chi = \frac{\rho - r}{r}$ - относительное отклонение радиальной координаты ρ от окружности радиуса r , $\zeta = \frac{z}{r}$ - относительная аксиальная координата; штрихами обозначены производные по ϕ .

Решения уравнения (3) и (4), удовлетворяющие начальным условиям $\chi(0) = \chi_0$, $\chi'(0) = \chi'_0$, $\zeta(0) = \zeta_0$ и $\zeta'(0) = \zeta'_0$, с точностью до малых членов первого порядка даются следующими выражениями:

$$\chi(\phi) = (\chi_0 + \frac{2}{3} ar^2) \cos \phi + \chi'_0 \sin \phi - \frac{1}{2} ar^2 - \frac{1}{6} ar^2 \cos 2\phi \quad (5)$$

$$\zeta(\phi) = \zeta_0 \cos \omega_z \phi + \frac{\zeta'_0}{\omega_z} \sin \omega_z \phi, \quad (6)$$

где $\omega_z = \sqrt{-ar^2}$, из которых следует, что с указанной выше точностью движение ионов в радиальном и аксиальном сечениях пучка в поле (2) устойчиво.

Решения уравнений (3) и (4) с точностью до малых членов второго порядка содержат еще дополнительные члены, из которых все, за исключением одного, ограничены и выражаются или через постоянные, или только через синусы и косинусы с угловыми частотами 1, 2, 3, 4 в случае решения уравнения (3) и $1 \pm \omega_z$ и $2 \pm \omega_z$ - в случае решения уравнения (4). Исключение составляет лишь член $\chi'_0 \phi ar^2 \cos \phi$, неограниченно увеличивающийся с ростом ϕ , который входит в решение уравнения (3). Этот член является результатом проявления резонанса, обусловленного двукратным повторением структуры магнитного поля на длине одного оборота.

Как можно видеть, влияние этого члена сводится к смещению орбиты ионов вдоль оси xx на $2\pi \chi'_0 ar^2$ за один оборот, т.е. на малую величину второго порядка, приводящую в итоге лишь к неболь-

шому разбросу положений центров орбит, а, следовательно, и к небольшому разбросу конечной величины энергии ускоренных ионов. Это значит, что движение ионов в поле (2) и в этом приближении также устойчиво относительно некоторой орбиты, медленно перемещающейся вдоль оси x_x .

Резонансы связи, обусловленные наличием членов $\zeta' \chi'$ и $\zeta'' \chi''$ в уравнении (4), не представляют практической опасности из-за сильного различия частот $\omega_r = 1$ и $\omega_z \approx 0,1$. (Коэффициенты при резонансных членах в решении уравнения (4) — малые величины порядка ω_r / ω_z).

Из рассмотрения, аналогичного вышеприведенному, следует, что при асимметрии магнитного поля относительно оси x_x , обусловленной или различием B_0 , или различием коэффициентов a по разные стороны оси x_x , возникает дрейф орбиты ионов вдоль оси x_x со скоростью, пропорциональной соответственно ΔB_0 или Δa . В остальном характер движения ионов не меняется. Этот дрейф может быть использован для перемещения орбиты, необходимого для обхода ионами источника после их "обдирки".

Легко видеть, что применяемое в предлагаемом способе перемещение орбиты вдоль кромок 180-градусных дуантов не вызывает какого-либо изменения фазы ускорения ионов. Перемещение фазы ускорения в этом случае, как и в случае классического циклотрона, определяется отличием реального поля ускорителя от резонансного, т.е. величиной спада поля $a r^2$ и релятивистским ростом массы ускоряемого иона.

Уменьшение относительной аксиальной жесткости поля (2) по сравнению с аксиально-симметричным

$$B_z(\rho, \phi, 0) = B_0(1 + a\rho^2) \quad (7)$$

[$\omega_z^2 = -a r^2$ в случае (2) и $\omega_z^2 = -2a r^2$ в случае (7)] и необходимость в связи с этим иметь большую величину спада, не вызывает увеличения скорости перемещения фазы, поскольку отличие периода обращения ионов в поле со спадом $a r^2$ от периода обращения в поле

Во оказывается в той же мере меньшим для поля (2): $\frac{\Delta T}{T_0} = -\frac{1}{2} a r^2$ для поля (2) и $\frac{\Delta T}{T_0} = -a r^2$ для поля (7).

Диапазон допустимого изменения фазы при ускорении ионов с "обдиркой" шире, чем при ускорении без "обдирки". Например, обычное перемещение фазы ускорения без обдирки: $0^\circ - 90^\circ - 0^\circ - +60^\circ$ преобразуется примерно в $0^\circ - -90^\circ - 0^\circ - -90^\circ - -0^\circ - +60^\circ$ при использовании "обдирки" за счёт скачкообразного изменения поля при сокращении радиуса орбиты. В результате этого диапазон изменения фазы увеличивается приблизительно в 1,7 раза ($\frac{420^\circ}{240^\circ}$) и это компенсирует ухудшение условий ускорения из-за увеличения скорости перемещения фазы при ускорении в резонансе с низшей гармоникой.

Интенсивность ионов в этом способе ускорения определяется начальной интенсивностью ионов, производимых источником, потерями в процессе ускорения и при выводе пучка, а также долей ионов с нужным зарядом после прохождения "обдирающей" мишени. Согласно данным работ [9, 10], содержание нужной компоненты ионов после "обдирки" составляет 20-25% при оптимальной энергии ионов. При использовании паро- или газоструйной "обдирающей" мишени максимально возможная интенсивность ионов будет ограничиваться, по-видимому, производительностью ионного источника, а не "обдирающей" мишенью.

Возможности предлагаемого способа ускорения тяжелых ионов иллюстрируются данными, представленными в таблице, на примере циклотрона с радиусом конечной орбиты $R = 200$ см и $B_0 = 17$ кГс при использовании третьей низшей гармоники для предварительного ускорения.

Таблица

| Начальн. ион | q обд. (элемент. заряд) | E обд. (Мэв) | R обд. (см) | E (мэв) | E/A (мэв/аеи) | E физ. (мэв) |
|------------------------|----------------------------|-----------------|----------------|------------|------------------|-----------------|
| $^{40}\text{Ar}^{2+}$ | +6 | 4 | 54 | 500 | 12,5 | 290 |
| $^{84}\text{Kr}^{4+}$ | +12 | 16 | 78 | 950 | 11,3 | 610 |
| $^{132}\text{Xe}^{6+}$ | +18 | 36 | 98 | 1350 | 10,2 | 990 |
| $^{200}\text{Hg}^{8+}$ | +24 | 64 | 120 | 1600 | 8,0 | 1550 |
| $^{238}\text{U}^{10+}$ | +30 | 100 | 131 | 2100 | 8,8 | 1950 |

Здесь $E_{\text{обд.}}$ - кинетическая энергия иона, при которой ион, проходя через тонкую фольгу или пленку вещества, приобретает средний равновесный заряд $q_{\text{обд.}}$. Эта величина определялась по приближенной формуле $E_{\text{обд.}} \approx 0,11 q_{\text{обд.}}^2$, где $E_{\text{обд.}}$ выражено в мэв, а $q_{\text{обд.}}$ - в единицах элементарного заряда, полученной путем экстраполяции экспериментальных данных /9-11/ на область $\frac{q_{\text{обд.}}}{z} = 0 - 0,35$.

При использовании паро- или газоструйной "обдирающей" мишени $E_{\text{обд.}}$ и соответственно $R_{\text{обд.}}$ должны быть взяты несколько большими. E - энергия ускоренных ионов на конечном радиусе, $E_{\text{физ.}}$ - энергия ионов, необходимая для физических экспериментов. (За величину $E_{\text{физ.}}$ взята энергия, в полтора раза превышающая величину кулоновского барьера при взаимодействии ионов с последним элементом естественного ряда - ураном).

Из таблицы видно, что предложенный способ ускорения позволяет получить с помощью циклотрона относительно умеренных размеров широкий ассортимент тяжелых ионов с энергией, достаточной для изучения самых разнообразных ядерных реакций.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Н.Флеров. Препринт ОИЯИ Р7-4199, Дубна 1968.
2. G.Horting, Z.Phys. 176, 115, 1963.
3. G.S.Janes, R.H.Levy, H.A.Bethe, B.T.Feld. Phys. Rev., 145, 925, 1966.
4. В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолотчиков, В.В.Кольга. АЭ, 24, 323, 1968.
5. М.Л.Иовнович, Н.Б.Рубин, В.П.Саранцев. Препринт ОИЯИ Р9-4257, Дубна 1969.
6. L.W.Alvarez, Phys. Rev., 58, 192, 1940.
7. П.М.Морозов, Б.Н.Маков, М.С.Иоффе. АЭ, 2, 272, 1957.
8. А.С.Пасюк, В.Б.Кутнер. Препринт ОИЯИ Р7-4289, Дубна 1969.
9. E.Almquist, C.Broude, M.A.Clarke, J.A.Kuchner, A.E.Litherland, Can. Journ.Phys., 40, 954, 1962.
10. L.Grodzins, R.Kalish, D.Murnick, R.J.Van De Graaff, F.Chmara, P.H.Rose, Phys. Rev. Lett. 24B, 282, 1967.
11. H.D.Betz, G.Horting, E.Leischner, Ch.Schmelzer, B.Stradler, J.Weihrauch. Phys. Lett., 22, 643, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июня 1969 года.