

ры очистки грязных эталонов, 4) имеющиеся спектры известных мешающих изотопов, 5) несколько спектров образца, снятых через промежутки времени, в течение которых интересующий изотоп должен заметно распадаться.

При этом необходимо выполнять следующие требования: 1) спектры образца и эталонов снимать при одном усилении, 2) если усиление заметно плавает, то необходимо присутствие реперного пика, по которому следует ориентироваться при переградировке спектров, 3) число снятых спектров образца должно быть не меньше, чем число необходимых комбинаций $\psi_i(x)$, 4) число представляемых каналов должно быть значительно больше общего числа компонент, 5) спектр интересующего изотопа в представленной области каналов не должен быть тождественным со спектром ни одного из мешающих изотопов.

Под реперным пиком мы понимаем наиболее высокоэнергетический фотопик, общий для всех сложных и эталонных спектров. Реперный пик можно создать фоном некоторого долгоживущего изотопа.

Поступила в Редакцию 16/V 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Звольский, В. И. Приходько. Программа и тезисы докладов XVIII Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1968, стр. 239.
2. Е. М. Лобанов, Н. В. Зиновьев, А. Г. Дутов. В сб. «Активационный анализ чистых материалов». Ташкент, «Фанлар», 1968, стр. 26.
3. Е. М. Лобанов, Н. В. Зиновьев. В сб. «Активационный анализ элементного состава геологических объектов». Ташкент, «Фанлар», 1967, стр. 35.

Экспериментальное исследование накопления протонов на кольцевой дорожке в бетатронном режиме

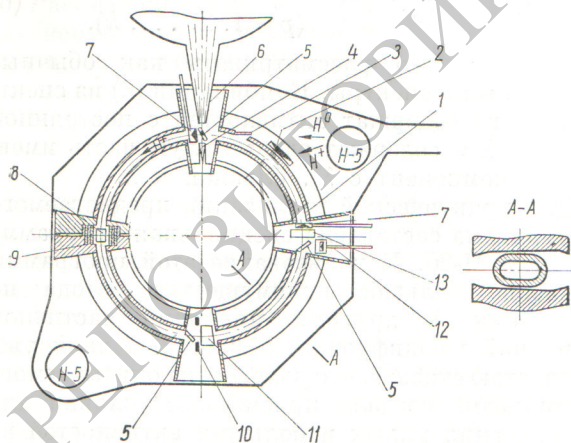
Г. И. ДИМОВ, В. Г. ДУДНИКОВ, А. А. СОКОЛОВ,
В. Г. ШАМОВСКИЙ

УДК 621.384.6

Условия накопления интенсивного протонного пучка в бетатронном режиме имеют ряд особенностей. Накопление в бетатронном режиме представляет интерес также из-за возможности компенсации пространственного заряда протонного пучка электронным газом [1].

На экспериментальной установке с перезарядной инжекцией протонов [2] было проведено исследование процесса накопления протонов на кольцевой дорожке с постоянным ведущим магнитным полем в бетатронном режиме. В вакуумной камере между полюсами был установлен полый медный виток (рис. 1), в который инжектировался протонный пучок с током до 400 мка при энергии 1 Мэв. В период инжекции протоны теряют в перезарядной водородной струе энергию до 200 эв за оборот. Вихревое электрическое поле, сосредоточенное между концами витка, компенсирует эти энергетические потери. Виток подключен к импульсному генератору тока, который обеспечивает примерно постоянное напряжение до 200 в в течение 200 мксек. Сечение полости витка овальное с осями 4 × 3 см, радиус средней орбиты в полости 42 см. Для размещения лабиринтной системы токоподводов, водородной струи и контрольных устройств в витке предусмотрены четыре прямоугольные секции (см. рис. 1). Наблюдение за пучком осуществлялось в основном методами, описанными в работе [2].

Первые эксперименты по накоплению протонов перезарядным методом в бетатронном режиме были проведены в аксиально симметричном магнитном поле с показателем спада 0,6. Число



Р и с. 1. Схема накопительной камеры с ускоряющим витком: 1 — полый виток; 2 — контрольный пробник; 3 — канал для ввода пучка; 4 — сопло Лавалля; 5 — кварцевые экраны (движные); 6 — газоприемный конус; 7 — цилиндры Фарадея; 8 — кольцевой индукционный электрод; 9 — лабиринт; 10 — радиальные пробники; 11 — электронный коллектор; 12 — ионный коллектор; 13 — индукционные электроды положения.

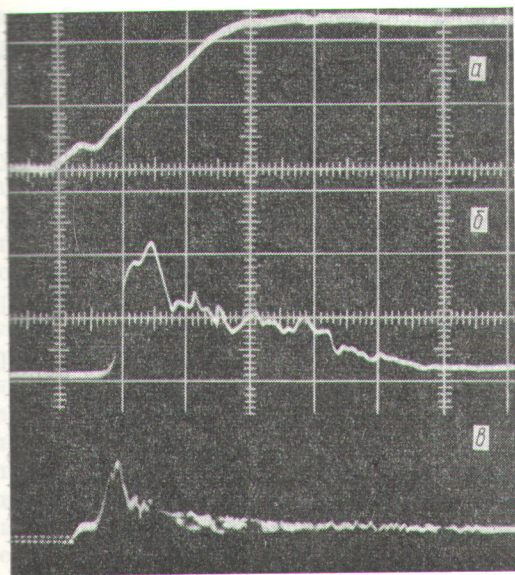


Рис. 2. Осциллограммы накопления протонов в квазибетатронном режиме:

а — накопленный ток; *б* — детектированный сигнал с кольцевого индукционного электрода; *в* — сигнал с наружного радиального пробника. По горизонтали — 10 мксек/деление.

накапливаемых протонов в квазибетатронном режиме определяется временем сворачивания пучка на внутреннюю стенку и при максимальном токе инжекции составляет $5 \cdot 10^{10}$. Уже в этом режиме наблюдалась продольная неустойчивость пучка. На рис. 2 представлены осциллограммы циркулирующего тока (*а*) и огибающей ВЧ-сигнала с кольцевого индукционного электрода (*б*). Спектр индукционного сигнала состоит из гармоник, кратных частоте обращения. Неустойчивость возникает после превышения некоторого значения тока на дорожке в начале накопления, когда энергетический разброс в пучке еще мал, и очень быстро развивается до почти полной группировки пучка. При дальнейшем накоплении абсолютное число сгруппированных частиц существенно не увеличивается и через некоторое время уменьшается до незаметной величины. Группировка частиц сопровождается некоторым увеличением радиального размера пучка, что обнаруживается при малой радиальной апертуре по сигналу на наружный пробник (*в*).

Процесс захвата в бетатронный режим иллюстрируется осциллограммами (рис. 3). При больших значениях тока инжекции (*а*) циркулирующий ток (*б*) растет нелинейно, наблюдаются растущие потери протонов на внутренний (*в*) и наружный (*г*) пробники. Коэффициент

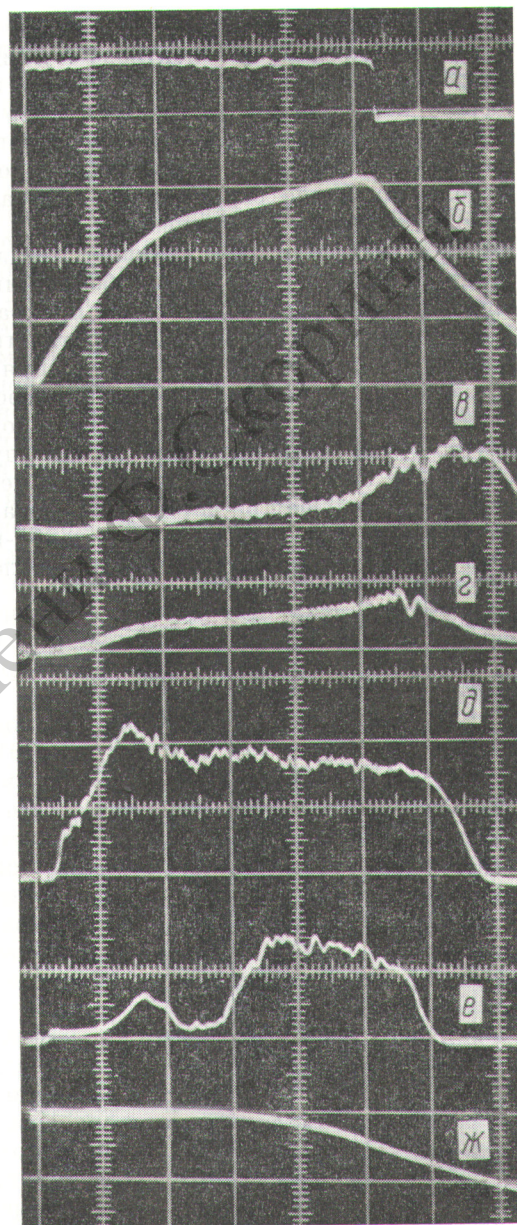


Рис. 3. Осциллограммы накопления протонов в бетатронном режиме:

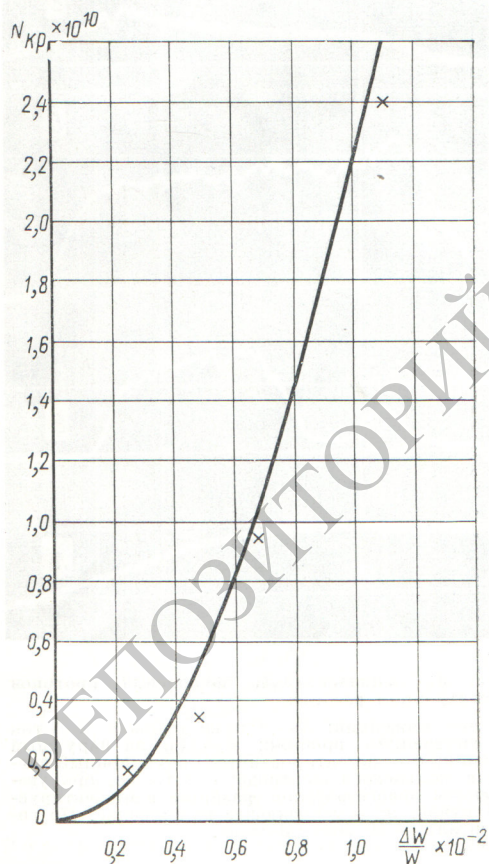
а — ток инжекции; *б* — ток на дорожке; *в* — ток на внутренний пробник; *г* — ток на наружный пробник; *д* — детектированный индукционный сигнал с кольцевого электрода; *е* — то же, при увеличенном энергетическом разбросе в инжектируемом пучке; *ж* — ускоряющее напряжение. По горизонтали — 50 мксек/деление.

захвата протонов в начале накопления близок к единице, в конце накопления снижается в несколько раз. Быстрый спад тока на дорожке после накопления связан с уменьшением уско-

ряющего напряжения (\mathcal{J}). По сигналу с кольцевого индукционного электрода (∂) видно, что продольная группировка, возникнув в самом начале накопления, распространяется в дальнейшем на значительную часть протонов, поступающих на дорожку в процессе накопления. Абсолютное число сгруппированных частиц по мере накопления увеличивается, пока коэффициент захвата близок к единице. Когда потери протонов становятся очень большими, рост числа сгруппированных частиц прекращается. Глубина модуляции линейной плотности протонов на участке линейного накопления близка к единице, в конце накопления составляет несколько десятых. В спектре продольной группировки максимальную амплитуду имеет 18-я мода, за ней следует меньшая в несколько раз 10-я и меньшая на порядок 2-я мода. Имеется небольшой максимум в районе 50-й моды. При числе инжектируемых протонов до $3 \cdot 10^{11}$

из-за потерь вследствие продольной неустойчивости число накопленных частиц не превышает $0,9 \cdot 10^{11}$. Увеличение энергетического разброса инжектируемых протонов задерживает появление продольной неустойчивости и ослабляет группировку частиц в дальнейшем (рис. 3, e). При этом, однако, из-за увеличения начальных бетатронных колебаний коэффициент захвата возрастает незначительно. Увеличение начального энергетического разброса до 2,5% позволило повысить число накапливаемых частиц только на 10%. Более эффективным оказалось создание энергетического разброса протонов непосредственно на накопительной дорожке за счет рассогласования ускоряющего напряжения и энергетических потерь частиц. С этой целью применялось ускоряющее напряжение, пульсирующее в процессе накопления. Таким методом удалось увеличить число накапливаемых протонов до $1,5 \cdot 10^{11}$.

Были проведены измерения порога развития продольной неустойчивости в зависимости от разброса частиц по энергии. Энергетический разброс протонов измерялся непосредственно на дорожке по увеличению радиальной ширины пучка на первом обороте через половину длины волны радиальных бетатронных колебаний. В квазибетатронном режиме к начальному энергетическому разбросу (на первом обороте) прибавлялся прирост этого разброса к моменту развития неустойчивости вследствие потерь энергии в струе, который определялся по сжатию орбит. Результаты измерений представлены на рис. 4. На этом же рисунке приведена расчетная зависимость порогового числа частиц на дорожке для продольной неустойчивости из-за эффекта «отрицательной массы». При расчете энергетическое распределение протонов в пределах $\pm \frac{\Delta W}{W}$ принято равномерным. Экспериментальная зависимость достаточно хорошо совпадает с расчетной в широком интервале. На основании этого можно утверждать, что продольная неустойчивость пучка возникает из-за эффекта «отрицательной массы». Этот вывод подтвердился позднее отсутствием продольной неустойчивости пучка при работе с «жестко-фокусирующими» полюсами. Преобладание 18-й моды в продольной группировке частиц связано, вероятно, с наличием слабо выраженного собственного резонанса полого витка на частоте 93 Мгц. Кроме того, этому способствует увеличение инкремента продольной неустойчивости с повышением номера моды. Динамика продольной группировки в квазибетатронном режи-



Р и с. 4. Зависимость порогового числа протонов на дорожке от относительного энергетического разброса для неустойчивости из-за эффекта «отрицательной массы»:

x — экспериментальные значения.

не объясняется следующим образом. В этом режиме энергетический разброс в циркулирующей пучке и ток на дорожке растут линейно со временем. Скорость прироста разброса определяется потерями энергии в струе, а скорость увеличения тока на орбите зависит от тока инжекции. Число накопленных частиц связано линейно с их энергетическим разбросом. Пороговое число частиц по продольной неустойчивости пропорционально квадрату энергетического разброса. Эти зависимости (прямая с параболой) могут иметь две точки пересечения, которые являются границами области продольной неустойчивости. Неустойчивость развивается между двумя моментами времени, соответствующими указанным точкам пересечения. Однако после прохождения области неустойчивости продольная группировка в пучке остается, и ее исчезновение в дальнейшем связано с уходом сгруппированных частиц на внутреннюю стенку в результате сжатия орбит.

Предельное число частиц, определяемое сдвигом частоты радиальных бетатронных колебаний до параметрического резонанса (для камеры эллиптического сечения с полуосями ΔR и ΔZ),

$$N_{\perp} = \pi \Delta v_r^2 \frac{\Delta R^2 + \Delta Z^2}{r_0 R} \cdot \frac{\Delta R}{\Delta Z} \cdot \frac{W}{mc^2},$$

где W — кинетическая энергия протонов; R — радиус орбиты; v_r — число бетатронных колебаний за оборот; mc^2 , r_0 — энергия покоя и классический радиус электрона. Пороговое число частиц по продольной неустойчивости из-за эффекта «отрицательной массы» [3]

$$N_{\parallel} = N_{\perp} \frac{2q(1-q)}{\Delta v_r^2} \left(\frac{\Delta r^*}{\Delta R} \right)^2,$$

где $\Delta r^* = \frac{R}{2(1-q)} \cdot \frac{\Delta W}{W}$ — полуразброс радиуса орбит; q — показатель радиального спада магнитного поля. При высоком коэффициенте захвата $\Delta r^* \leq \Delta R - x_m$, где x_m — амплитуда радиальных бетатронных колебаний.

В наших экспериментах $x_m \approx 1$ см, поэтому $N_{\parallel} \leq N_{\perp}$. После возникновения продольной неустойчивости накопление частиц на дорожке продолжается с высокой эффективностью до тех пор, пока радиальный размер образовавшихся сгустков не увеличится до радиальной ширины камеры. С этого момента потери протонов становятся большими, и эффективность инжекции резко падает. В случае преобладания в спектре продольной группировки одной моды этот предел N_{\parallel}^* можно вычислить аналогично расчету

ограничения числа частиц в резонансном режиме собственным продольным полем [3]. При глубине модуляции тока на дорожке, близкой к единице,

$$N_{\parallel}^* = N_{\perp} \frac{q(1-q)}{2\Delta v_r^2} \left(1 - \frac{xm}{\Delta R} \right)^2.$$

Как было установлено при наблюдении за движением пучка, ось полого витка не совпала с орбитой частиц в ведущем магнитном поле на ± 3 мм. Поэтому радиальный полуразмер рабочего сечения снизился с 2 до 1,7 см. С учетом этого предельное число частиц по поперечной устойчивости $N_{\perp} = 5,5 \cdot 10^{11}$ и по продольной устойчивости $N_{\parallel} = 3 \cdot 10^{11}$. Экспериментальное значение числа накопленных частиц в два раза ниже последнего предела. Это объясняется неравномерным распределением протонов по сечению и по импульсам. Из-за малого диаметра канала для ввода частиц в полость витка и несовершенства генератора тока для питания витка устранить указанные причины не удалось. Накопленное число протонов при малом энергетическом разбросе, равное $0,9 \cdot 10^{11}$, достаточно хорошо согласуется с расчетным значением $N_{\parallel}^* = 0,75 \cdot 10^{11}$.

Таким образом, в бетатронном режиме, так же как и в синхротронном [2], ограничение тока на слабофокусирующей дорожке обусловлено расталкиванием частиц в продольном направлении. Если энергетический разброс в пучке недостаточен для стабилизации эффекта «отрицательной массы», предельное число частиц на дорожке с хорошей точностью определяется выражением для N_{\parallel}^* . Расталкивание в радиальном направлении может ограничивать интенсивность, если устранена азимутальная группировка частиц.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику Г. И. Будкеру за постановку работы и постоянный интерес к ней.

Поступила в Редакцию 26/IV 1968 г.
В окончательной редакции 30/XII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер. Proc. V Intern. Conf. on High Energy Accelerators (Frascati, 1965). Roma, 1966, т. 402.
2. Г. И. Будкер, Г. И. Димов, В. Г. Дудников. «Атомная энергия», 22, 348 (1967).
3. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. «Атомная энергия», 7, 549 (1959).