

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 77 - 51

Г.И.Будкер, Г.И.Димов, Г.В.Росляков,
В.Е.Чуприянов, Г.В.Шамовский

**НАКОПЛЕНИЕ В КОЛЬЦЕ ПРОТОНОВ
С ТОКОМ, ПРЕВЫШАЮЩИМ ПРЕДЕЛ
ПО ПРОСТРАНСТВЕННОМУ ЗАРЯДУ**

Новосибирск

1977

НАКОПЛЕНИЕ В КОЛЬЦЕ ПРОТОНОВ С ТОКОМ, ПРЕВЫШАЮЩИМ
ПРЕДЕЛ ПО ПРОСТРАНСТВЕННОМУ ЗАРЯДУ

Г.И.Будкер, Г.И.Димов, Г.В.Росляков, В.Е.Чуприянов,
В.Г.Шамовский

А Н Н О Т А Ц И Я

Приводятся результаты экспериментов по накоплению перезарядным методом интенсивных протонных пучков в ускорительном кольце. За счёт компенсации пространственного заряда протонов удалось получить протонный пучок в кольце с током, на порядок превышающим предел по пространственному заряду.

Компенсирующие электроны образуются за счёт ионизации остаточного газа на ускорительной дорожке. Нижний предел по плотности остаточного газа обуславливается развитием двухпучковой поперечной когерентной неустойчивости. Накопленный ток определяется током инжекции и временем накопления.

Приводятся и обсуждаются результаты наблюдений динамики компенсации.

Рассматриваются перспективы повышения протонных токов в бустерах за счёт компенсации пространственного заряда электронами и отрицательными ионами мода.

A b s t r a c t

As a result of experiments on the intense proton beam storing with charge exchange injection method using the proton space charge compensation a proton beam was obtained in the storage ring with a current more than 9 times higher in respect to the space charge limit. Compensating electrons are generated by the residual gas ionization on the accelerating track. The density lower limit for the residual gas in the storage ring is determined due to appearance of the two-beam transverse coherent instability. The stored current is limited both by injection current and storing time. The compensation dynamics observation results are given and discussed in this paper. The prospects for proton beam currents to be increased in boosters due to the space charge compensation by electrons and iodine negative ions are also considered.

Несмотря на наличие очевидных путей повышения числа протонов, ускоряемых в кольцевых ускорителях, — наращивание энергии инъекции и частоты циклов ускорения — увеличение числа ускоряемых в каждом цикле протонов при заданной энергии инъекции остается кардинальным путем в проблеме интенсивности. Сегодня достаточно актуальной является задача повышения числа ускоряемых в каждом цикле протонов в бустерах больших протонных синхротронов. В протонных бустерах представляется несложным осуществить индукционное ускорение протонов до энергии 500+1000 МэВ. Перспективно создание индукционных ускорителей протонов и на очень высокие энергии по схеме многократного использования магнитных потоков, впервые предложенной Кристофилосом /1/. В индукционных кольцевых ускорителях протонов имеется принципиальная возможность неограниченно увеличивать число ускоряемых протонов за счёт компенсации их пространственного заряда электронами или отрицательными ионами.

По предложению одного из авторов /2/ в ИЯФ СО АН СССР были проведены экспериментальные исследования условий компенсации замкнутого протонного пучка облаком электронов, рождающихся за счёт ионизации остаточного газа /3-7/. В этих экспериментах было установлено, что компенсация интенсивного протонного пучка электронами может быть достигнута только в магнитном поле с производной $\frac{d\omega}{dE} > 0$. В противном случае развивается продольная неустойчивость. Была экспериментально обнаружена и исследована двухпучковая протон-электронная поперечная когерентная неустойчивость, которая и оказалась главным препятствием для повышения тока компенсированного протонного пучка. Было показано, в частности, что энергетический разброс протонов заметно ослабляет протон-электронную неустойчивость. Позднее такая неустойчивость была обнаружена на ISR в ЦЕРНе /8/. Наблюдалась также неустойчивость Херварда /9/, связанная с взаимодействием протонного пучка со своим следом из вторичных ионов. Однако эта неустойчивость исчезает при повышении степени компенсации. В настоящем докладе приводятся результаты последних экспериментов, в которых удалось получить компенсированный протонный пучок с током, значительно превы-

шающим предел по пространственному заряду. Эксперименты проводились на ускорительном кольце, описанном в /6/ с инжектором ионов H^+ с током 20 мА при энергии 1 МэВ /10/. Период обращения протонов по орбите 0,54 мксек, предельное число протонов по пространственному заряду $1,9 \cdot 10^{11}$ (за счёт сдвига частоты ν_z со значения 0,85 до 0,5). Абсолютный предел по пространственному заряду $2,9 \cdot 10^{11}$ протонов.

В предыдущих экспериментах удавалось получать компенсированный пучок протонов с током, близким к предельному по пространственному заряду, только при прохождении полосы неустой-

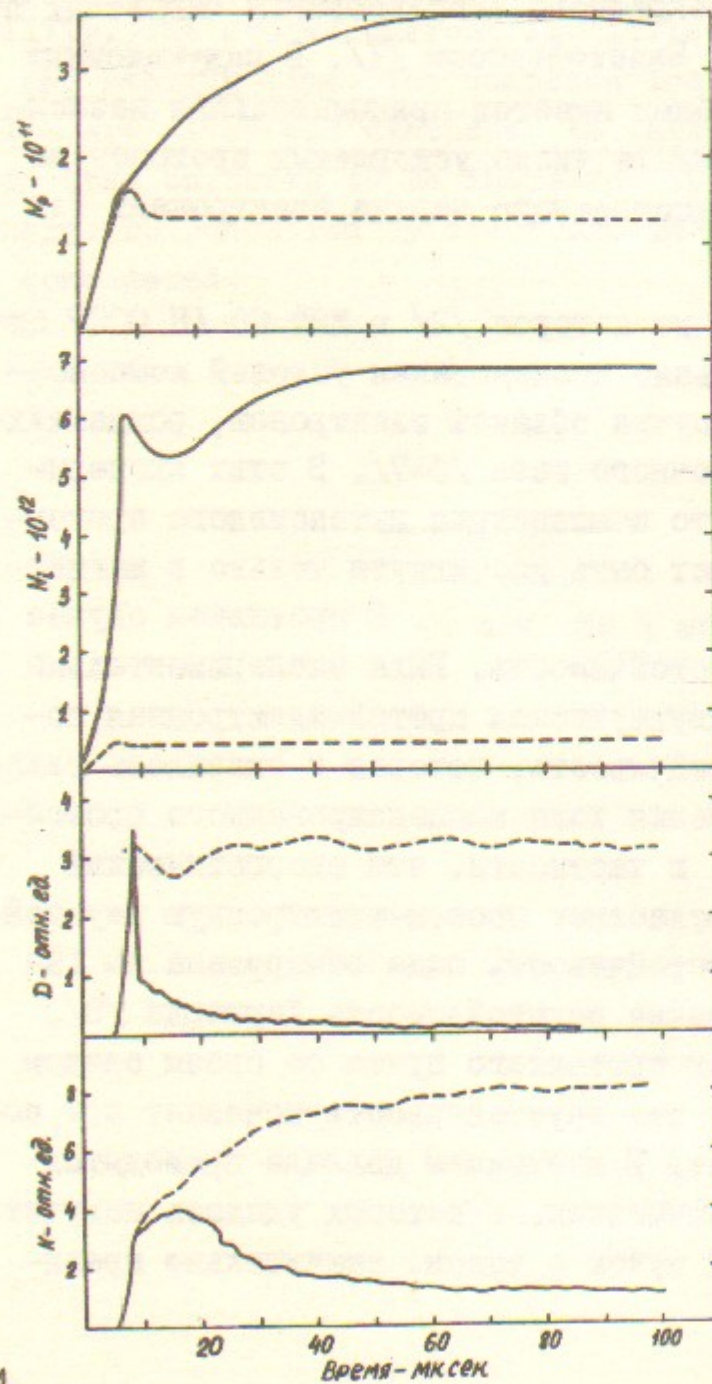


Рис.1. Процесс накопления протонов в компенсированном пучке перезарядным методом при давлении водорода $1,4 \cdot 10^{-3}$ тор (пунктирные кривые) и $3,6 \cdot 10^{-3}$ тор (сплошные кривые). Ток инжекции протонов 5,5 мА (в конце I-го оборота).

N_p - число протонов в пучке; N_1 - число вторичных ионов в пучке; D - амплитуда в.ч. сигнала с электродов вертикального положения на единицу орбитального тока протонов, K - то же с квадрупольных электродов.

чивости за счёт очистки пучка от вторичных частиц /6/. В описываемых экспериментах, благодаря повышению тока инжекции, компенсированный интенсивный пучок протонов мог накапливаться без манипуляций с очищающим напряжением. Ход такого накопления иллюстрируется сплошными кривыми на рис.1. Характерной особенностью процесса является накопление в пучке вторичных ионов (соответственно и вторичных электронов) до большой плотности, на порядок превышающей плотность протонов. Вторичные ионы накапливаются в основном в короткий промежуток времени, когда число протонов в пучке N_p проходит уровень $\sim 10^{11}$. В это же время раскачиваются в.ч. поперечные когерентные колебания, которые в дальнейшем затухают. Колебания не успевают раскачаться до такой амплитуды, чтобы декомпенсировать пучок или ограничить его ток. Тем не менее они уменьшают скорость роста орбитального тока. Существует пороговая плотность газа в пучке, ниже которой поперечные колебания не затухают и число N_p ограничивается на уровне 10^{11} , как это показано пунктирными кривыми на рис.1. На рис.2 приведены зависимости максимального орбитального тока (N_p) и соответствующей плотности вторичных ионов (N_1) и амплитуд колебаний от плотности азота. Имеет место четко выраженный порог по плотности газа для накопления большого числа протонов.

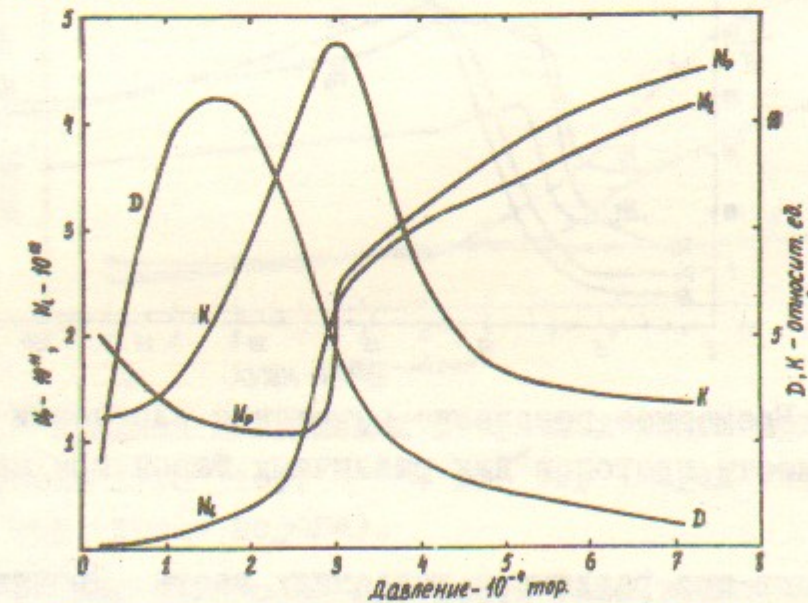


Рис.2. Зависимости от давления азота в максимуме орбитального тока. Ток инжекции протонов 6 мА. Обозначения кривых по рис.1.

В таблице I приведены измеренные пороговые давления для ряда газов.

Таблица I.

Газ	H ₂	D ₂	He	N ₂	Ar
Давление тор	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$

На рис.3 приведено временное поведение отношения плотностей вторичных ионов и протонов для различных газов при послепороговых давлениях. Для большинства газов окончание быстрого роста плотности вторичных ионов, совпадающее с концом роста амплитуды поперечных в.ч. колебаний, происходит при $N_1/N_p \sim 25$. Относительно небольшое снижение давления газа ниже порога приводит к резкому уменьшению плотности ионов (в частности, это видно из рис.1). На рис.4 приведена начальная стадия накопления

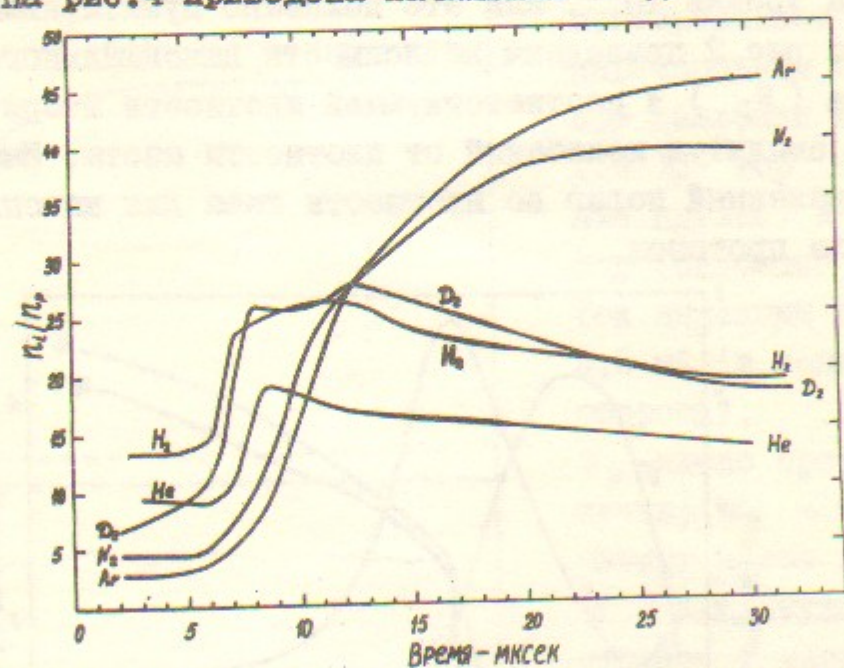


Рис.3. Временное поведение отношения плотности вторичных ионов к плотности протонов для различных газов при пороговых давлениях.

вторичных ионов при различных давлениях азота. Производная приведённых кривых меньше или равна сечению ионизации газа, приведённому к протонам пучка. Из рис.4 видно, что при повышении дав-

ления до порогового и выше в промежутке времени вблизи прохождения уровня $N_p \sim 10^{11}$ приведенное сечение ионизации резко возрастает. Для запорогового давления азота $3,6 \cdot 10^{-4}$ тор максимум приведенного сечения превышает не менее чем в 3 раза истинное сечение ионизации азота протонами. Это означает, что при пороговых давлениях газа значительно ускоряется образование вторичных ионов за счёт ионизации газа электронами. Возможно это связано с появлением поперечных колебаний электронов из-за неустойчивости.

Таким образом, условие накопления интенсивного компенсированного пучка ($N_p \gg 10^{11}$) является достижение высокой плотности вторичной плазмы ($n_e \approx 3 \cdot 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$). При этом необходимая плотность газа прямо не связана с этим условием. Порог по газу и его малая ширина связаны с резким повышением скорости ионизации газа за счёт электронов при достижении некоторой плотности плазмы. Пороговая плотность газа понижается с ростом массы ионов и сечения ионизации, однако не подчиняется простым количественным соотношениям. При этом, как показали измерения, как необходимая плотность плазмы, так и порог по газу не зависят от тока инжекции (до 8 мА).

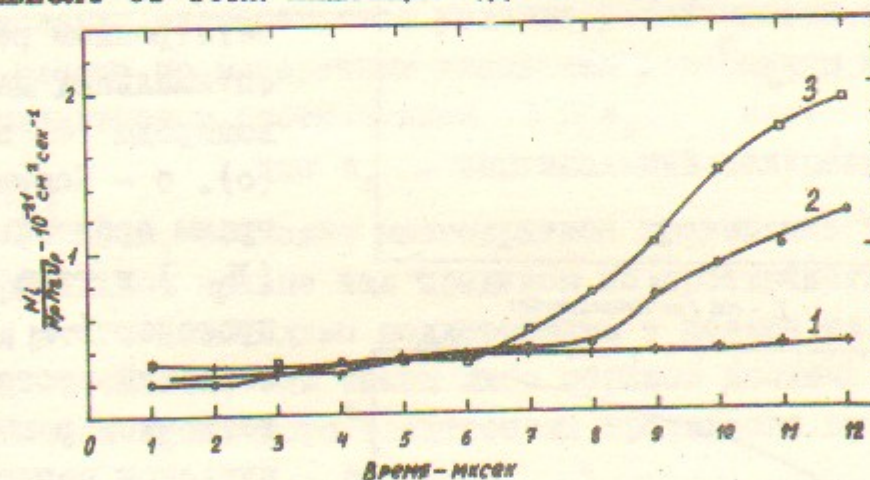


Рис.4. Процесс накопления вторичных ионов при различных давлениях азота: 1 - 10^{-4} тор; 2 - $2 \cdot 10^{-4}$ тор (перед порогом); 3 - $3,6 \cdot 10^{-4}$ тор (после порога).

Из-за большой пороговой плотности газа время жизни протонов сильно ограничено. Измеренное время жизни для протонов, введённых на центральную орбиту, составляет в квазибетатронном

режиме 50+80 оборотов, в бетатронном режиме 80+120 оборотов. Поскольку длительность тока инжекции (300 мксек) значительно превышает время жизни, то при отсутствии ограничений накопленный орбитальный ток должен быть пропорциональным току инжекции, что и наблюдается в эксперименте (см. рис. 5а). В квазибетатронном режиме при непрерывной прокачке газа через камеру накоплено следующее число протонов на орбите:

$$H_2 - 1,1 \cdot 10^{12}; D_2 - 1,25 \cdot 10^{12}; He - 0,75 \cdot 10^{12}; N_2 - 10^{12}$$

$$Ar - 0,85 \cdot 10^{12}.$$

В бетатронном режиме при импульсном напуске газа накапливаемый ток протонов возрастает. Как видно из рис. 5б, в водороде удалось накопить $1,75 \cdot 10^{12}$ протонов. Это превышает предел по пространственному заряду в 9,2 раза по сдвигу частоты вертикальных колебаний до линейного резонанса и в 6 раз по сдвигу этой частоты до нуля.

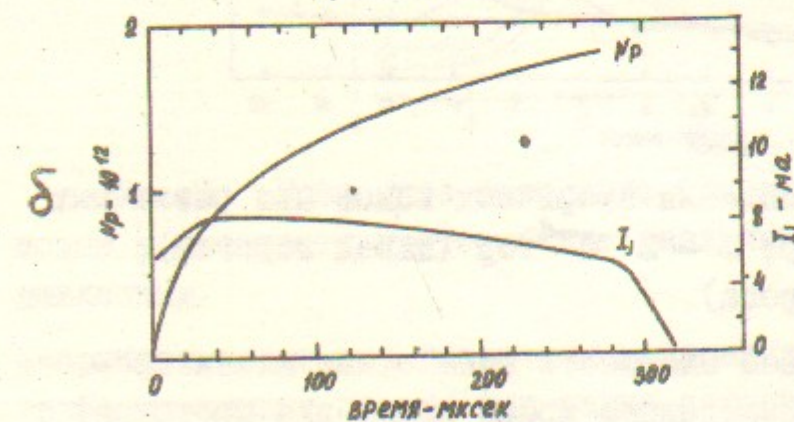
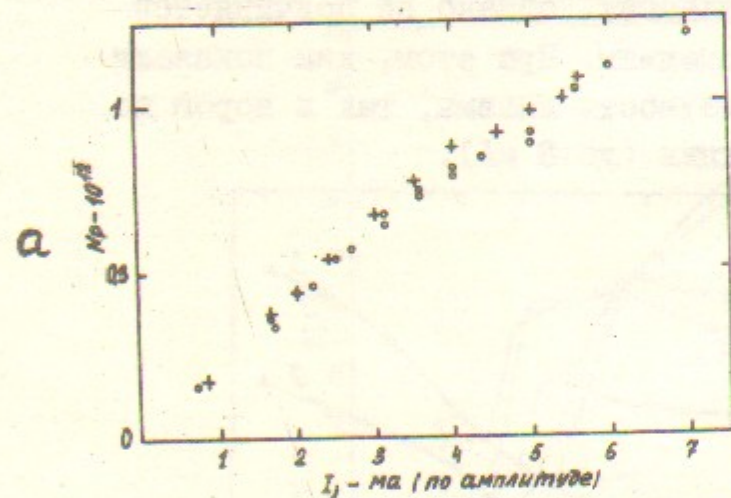


Рис. 5. а - Зависимость от тока инжекции максимального числа протонов, накапливаемых в квазибетатронном режиме, при оптимальных давлениях водорода (+) и дейтерия (o). б - Копии осциллограмм орбитального тока (I_p) и тока инжекции протонов (I_j) при накоплении протонов в бетатронном режиме при импульсном напуске водорода и оптимизированных геометрических параметрах инжекции. Максимальный захватываемый ток протонов 5 мА.

Дисперсионное уравнение системы из 3-х "пучков" - протонного, ионного и электронного - для длинноволновых колебаний при $n_p + n_i = n_e$ имеет вид:

$$\frac{\omega_p^2}{(kv - \omega)^2 - \omega_z^2} + \frac{\omega_i^2 + \omega_e^2}{\omega^2} = 1, \text{ где } \omega_\alpha^2 = \frac{2\pi e^2 n_\alpha}{m_\alpha}$$

В соответствии с /II/ при $G = \left(\frac{\omega_p}{\omega_z}\right)^2 \frac{n_p}{n_e} \frac{m_e}{m_p} < 1$ с хорошей точностью область неустойчивости системы лежит в полосе

$$kv = \omega_z + \omega_e (1 \pm G^{1/4})$$

В общем случае центр полосы неустойчивости определяется не плотностью электронов n_e , а суммой плотностей $n_p + n_i$. Основная роль вторичных ионов состоит в сдвиге центра полосы в сторону коротких волн. Кроме того при увеличении отношения n_e/n_p уменьшается относительная ширина полосы. Экспериментальному значению плотности электронов $n_e = 3+4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, когда прекращается раскачка поперечных в.ч. колебаний, соответствует длина неустойчивых волн $\lambda = k^{-1} = 1,9+2,2 \text{ см}$. Поперечные волны такой малой длины, сравнимой с поперечными размерами пучка (3,5 см x 4,5 см), повидимому, не могут раскачиваться. Это подтверждается и поведением спектров колебаний.

На основании экспериментов условие устойчивости протонного пучка в плазме по поперечным дипольным колебаниям можно определить приближенным соотношением $\lambda \leq a_z$ или

$$n_e \geq \frac{m_e v^2}{2\pi e^2 a_z^2}; \text{ где } a_z - \text{вертикальный полуразмер пучка.}$$

Таким образом, возможно многократное превышение тока протонов в ускорительном кольце над пределом по пространственному заряду. Для этого необходимо поддерживать в кольце или плазму достаточной плотности, или каким либо образом достичь высокой плотности компенсированного электронами протонного пучка.

Как следует из приведенных результатов генерация плазмы за счёт ионизации протонами остаточного газа несмотря на обнаруженное усиление генерации, как правило, не может быть использована в ускорителях из-за высокой требуемой плотности газа. Поэтому в ускорителях необходимо реализовать другие методы генерации плазмы, при этом плазма должна быть спокойной. Достаточно надёжным методом генерации спокойной плазмы в газе с относительно

низкой плотностью является ионизация поперечным потоком электронов вдоль магнитного поля с энергией 30-100 эВ. В ближайшем будущем мы планируем опробовать такой метод. Подчеркнем, что генерация плазмы необходима только на период накопления протонов на орбите. В дальнейшем интенсивный компенсированный пучок может быть устойчив без добавления плазмы.

Пространственный заряд протонов можно компенсировать отрицательными ионами. Как нам представляется, наиболее перспективным является использование встречных компенсированных пучков ионов J^- . В нерелятивистской области энергия отрицательных ионов должна быть в отношении массы иона к массе протона меньше энергии протонов, а необходимый для компенсации ток отрицательных ионов в это же число раз меньше тока протонов. Предполагается, что ионы J^- совершают 1 оборот, пучок этих ионов непрерывно вводится в кольцо и пропускается по всей его длине встречно протонам. При этом энергия вводимых ионов J^- повышается синхронно с энергией ускоряемых протонов. Главной задачей в осуществлении такой схемы является получение однооборотных компенсированных пучков ионов J^- достаточной интенсивности. В ИЯФ СО АН СССР был разработан термоэмиссионный источник ионов J^- с борид-лантановым эмиттером. Был получен пучок с током до 4 мА и энергией 8 КэВ (диаметр пучка 1 см). Однако при компенсации пространственного заряда пучка положительными ионами возникала двухпучковая поперечная неустойчивость, что приводило к большой расходимости пучка. Компенсированный пучок ионов J^- был практически устойчив при токе, не превышающем 1 мА (диаметр пучка 0,5 см, длина 70 см, угловая расходимость $\pm 1,7 \cdot 10^{-2}$). Есть основания полагать, что порог неустойчивости пропорционален энергии в степени $3/2$. Из экспериментального значения предела устойчивости компенсированного пучка ионов J^- следует, что возможно получение протонного пучка, компенсированного ионами J^- с током $\sim 0,15 \times W^{3/2}$ ампер, где W — энергия протонов в МэВ. Отсюда следует, что получить таким способом достаточно большой ток протонов в ускорительном кольце можно только при значительной энергии инжекции.

Л и т е р а т у р а

1. N.Christofilos. Патент США, 2294456, с1 150-27, 1953.
2. Г.И.Будкер. Proc. V Intern. Conf. on high energy accelerators, Frascati, 1965. Roma, 1966, p. 402.
3. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, А.А.Соколов, В.Г.Шамовский. Атомная энергия, 27, 130 (1969).
4. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, В.Г.Шамовский. Атомная энергия, 29, 356 (1970).
5. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, В.Г.Шамовский. Всесоюзное совещание по ускорителям, Москва, 1968, 2, 285 (1970).
6. Г.И.Димов, В.Г.Шамовский, В.Е.Чуприянов. ЖТФ, 41, 2098, (1971).
7. Г.И.Димов, В.Г.Шамовский, В.Е.Чуприянов. Всесоюзное совещание по ускорителям, Москва, 1972. I, 349 (1973 г.).
8. K.Hubner, E.Keil, B.Zotter. CERN-ISR-TH/71-46, 1971.
9. H.G.Hereward. The Instability in the CPS, Preprint CERN, 1964.
10. Г.И.Димов, Г.В.Росляков, ПТЭ, 1974, № 2, 33.
11. Б.В.Чириков. Атомная энергия, 19, 239 (1965).

Работа поступила - 16 мая 1977 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 22.VI-1977г. МН 02876

Усл. 0,4 печ.л., 0,3 учетно-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 51.

Отпечатано на ротационте ИЯФ СО АН СССР