

# ФАЗОТРОН И ПРИНЦИП АВТОФАЗИРОВКИ (К пятидесятилетию открытия принципа автофазировки)

*В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изложена история развития в России ускорителей фазотронного типа после открытия В.И.Векслером и Е.М.МакМилланом принципа автофазировки. В основном сообщаются результаты исследований, связанных с созданием таких ускорителей, включая и некоторые работы, которые в свое время не были опубликованы в периодической печати. Рассмотрены отдельные теоретические аспекты применения принципа автофазировки, не имеющие аналогов в действующих фазотронах. Указаны возможные пути дальнейшего развития принципа автофазировки в резонансных ускорителях. В краткой форме для иллюстрации роли фазотронов в развитии ядерной физики сообщается о наиболее важных исследованиях, выполненных в Объединенном институте ядерных исследований на обычном 680 МэВ протонном синхроциклотроне и проводимых на созданном на основе его магнита фазотроне с пространственной вариацией магнитного поля на ту же энергию.

The main moments are exposed of the history of the development in Russia of accelerators of the phasotron type after the discovery by V.I.Veksler and E.M.McMillan of the phase stability principle. The results are presented of studies related to the development and production of these accelerators, including some of those that had not been published in periodicals. Certain theoretical aspects are considered, which are related to the application of the phase stability principle and which have no analogues in phasotrons under operation. Possible ways are indicated for further development of the phase stability principle in resonance accelerators. By way of example illustrating the role of phasotrons in development of nuclear physics, we briefly report the most important investigations carried out at the Joint Institute for Nuclear Research with an ordinary 680 MeV proton synchrocyclotron and a phasotron with spatial variation of the magnetic field for the same energy based on the magnet of the above synchrocyclotron.

Открытие В.И.Векслером [1] в 1944 г. и независимо МакМилланом [2] в 1945 г. принципа автофазировки частиц в ускорителях было повсеместно оценено учеными, работающими в области физики элементарных частиц и

атомного ядра, как выдающееся научное достижение мирового значения. Оно снимало жесткое ограничение на предельную энергию ионов, которую можно было получить при использовании предложенного и реализованного в 30-х годах Е.А.Лоуренсом [3] циклотронного принципа ускорения частиц в постоянном магнитном поле при фиксированной частоте ускоряющего электрического поля, и тем самым открывало возможность для ускорения частиц до практически неограниченно высоких энергий. Принцип автофазировки устранил отмеченное ограничение простейшим способом — путем использования модуляции во времени частоты ускоряющего напряжения. При ускорении частиц до энергий 1 ГэВ используются одновременно и модуляция частоты, и растущее во времени магнитное поле.

К одному из многочисленных применений принципа автофазировки следует отнести создание ускорителей заряженных частиц типа «фазотрон», который часто называют синхроциклотроном.

Разработки первого в СССР синхроциклотрона по инициативе И.В.Курчатова начались в руководимой им Лаборатории № 2 в Москве вскоре после открытия В.И.Векслером принципа автофазировки. Решение правительства о сооружении ускорителя состоялось в августе 1946 г. Все работы, выполнявшиеся в связи с этим решением, шли под грифом «совершенно секретно».

В 1947 г. в Лаборатории № 2 был организован небольшой ускорительный отдел во главе с М.Г.Мещеряковым — научным руководителем проекта синхроциклотрона.

В 1948 г. в целях форсирования работ по созданию ускорителя и подготовки программы и аппаратуры для физических исследований на нем была создана специальная Лаборатория (директор М.Г.Мещеряков), названная из соображений секретности Гидротехнической (ГТЛ). Один из авторов обзора (В.П.Джелепов) был назначен заместителем директора этой лаборатории и зам. научного руководителя проекта синхроциклотрона. Наша лаборатория дала физическое обоснование ускорителя, выполнила необходимые работы по моделированию процесса ускорения и совместно с ведущими проектными организациями выработала проектное задание на ускоритель и весь комплекс сооружений.

Разработка ВЧ-системы и технического проекта ускорителя в целом была возложена на Лабораторию А.Л.Минца — известного специалиста в области мощных радиочастотных систем. Рабочий проект ускорителя, включая электромагнит с диаметром полюсов 5 м, вакуумную камеру, дуантную систему и вариатор частоты, изготовило специальное конструкторское бюро Д.В.Ефремова при заводе «Электросила» в Ленинграде.

Гидротехническую лабораторию и ускоритель было решено построить в 125 км от Москвы близ маленького поселка Ново-Иваньково (в будущем г.Дубна) на берегу реки Волги в нескольких километрах от первой гидро-

электростанции Волжского каскада. На первых порах синхроциклотрон должен был ускорять дейтроны и  $\alpha$ -частицы до энергий 280 и 560 МэВ соответственно, а позднее (после увеличения диаметра полюсов до 6 м) протоны до энергии 680 МэВ.

В обзоре излагаются в краткой форме теоретические исследования по принципу автофазировки, выполненные применительно к двум ускорителям:

- к обычному синхроциклотрону со спадающим по радиусу магнитным полем, созданному в Дубне в 1949 г. [4];
- к фазотрону (на энергию 680 МэВ), сооруженному также в Дубне, со спиральной вариацией и нарастающим по радиусу средним магнитным полем.

Этот ускоритель заменил изношенный за 30 лет работы синхроциклотрон.

Новый фазотрон был создан под научным руководством В.П.Джелепова, В.П.Дмитриевского и Л.М.Онищенко на основе ярма электромагнита синхроциклотрона. Он введен в действие в 1984 г. [5] и обладает существенно лучшими, по сравнению со старым синхроциклотроном, параметрами: в несколько раз больший ток, в 20 раз большая интенсивность выведенного пучка протонов, лучшая временная растяжка пучка и т.д.

Принцип действия обоих ускорителей основан на резонансном взаимодействии высокочастотного, модулируемого по частоте электрического поля с ионами, циркулирующими около замкнутых орбит в стационарном магнитном поле.

При наличии модуляции частоты ускоряющего поля во времени  $f(t)$  было очевидно, что для сохранения резонансного условия ускорения  $\omega = \omega_s$  необходимо дополнительное условие

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{d\omega_s}{dt}, \quad (1)$$

сохраняющее резонанс во времени, где  $\omega_s = 2\pi f$  — угловая частота ускоряющего поля,  $\omega$  — угловая частота иона на замкнутых орбитах в заданной структуре магнитного поля. Для азимутально-симметричного магнитного поля  $B(r)$  замкнутыми орбитами являются окружности радиуса  $r$ , на которых

$$\omega = \frac{e c B}{\sqrt{e^2 B^2 r^2 + E_0^2}}, \quad (2)$$

где  $E_0$  — энергия покоя иона,  $e$  — заряд.

Из (2) следует, что каждому радиусу однозначно соответствует определенная частота и полная энергия иона:

$$E = \sqrt{e^2 B^2 r^2 + E_0^2}. \quad (3)$$

Условие (1) для резонансного иона в этом случае записывается в виде

$$K_s \frac{dE_s}{dt} = - \frac{E_s}{\omega_s} \frac{d\omega_s}{dt}, \quad (4)$$

где  $K_s = - \frac{E_s}{\omega_s} \frac{d\omega_s}{dE_s}$  определяется структурой магнитного поля и энергией на каждом радиусе, индекс  $s$  относится к резонансному иону. Для такого магнитного поля фазотрона

$$K_s = 1 + \frac{n}{1-n} \frac{1}{\beta^2}, \quad n = - \frac{r}{B} \frac{dB}{dr}, \quad (5)$$

где  $v$  — скорость иона на радиусе  $r$ ,  $\beta = \frac{v}{c}$ .

Для магнитных структур с растущей по радиусу средней индукцией

$$K_s = 1 - \frac{n_1}{1+n_1} = \frac{1}{\beta^2}, \quad n_1 = \frac{r}{B} \frac{dB}{dr}. \quad (5')$$

Условие (4) указывает на необходимое увеличение энергии для сохранения резонанса; так, за один оборот (период высокочастотного ускоряющего поля) эта величина должна быть равна

$$\Delta E_s = \frac{dE_s}{dt} \frac{2\pi}{\omega_s} = - \frac{2\pi E_s}{\omega_s^2 K_s} \frac{d\omega_s}{dt}. \quad (6)$$

Если максимальное значение набора энергии ионом за один оборот обозначить  $eV$ , то резонансная частица может ускоряться на фазе  $\varphi_s$  при условии

$$\cos \varphi_s = - \frac{2\pi E_s}{eV \omega_s^2 K_s} \frac{d\omega_s}{dt} = \text{const} \quad (7)$$

как угодно долго. При этом критерием выбора параметров ускорителя является условие

$$0 < \cos \varphi_s < 1, \quad \text{т.е.} \quad \frac{1}{K_s} \frac{d\omega_s}{dt} < 0. \quad (8)$$

Однако такая система, в которой резонансным способом можно ускорить одну частицу, еще не является ускорителем. Только принцип автофазировки превратил эту систему в ускоритель.

Физический смысл автофазировки для фазотронного режима ускорения при наличии источника ионов в центре магнита ( $r = 0$ ) заключался в опре-

делении конечного промежутка времени, в течение которого ионы, отсасываемые из ионного источника, могут устойчиво колебаться по фазам высокочастотного поля со средним набором энергии больше нуля.

Определению этого промежутка времени ( $\tau$ ), отнесенного к периоду модуляции ( $T = 1/F_m$ ), и были посвящены первые теоретические работы 1947—1948 гг. по использованию принципа автофазировки в фазотронном режиме ускорения [6,7].

Теория базировалась на выводе и анализе фазового уравнения в предположении малости смещения фазы иона за один оборот, когда возможен переход от системы в конечных разностях (микротрон) к системе дифференциальных уравнений.

Использовались очевидные соотношения для нерезонансного иона:

$$\frac{2\pi}{\omega} \frac{dE}{dt} - \frac{2\pi}{\omega_s} \frac{dE_s}{dt} = eV \cos \varphi - eV \cos \varphi_s, \quad \Delta\omega = -\omega K \frac{\Delta E}{E}, \quad \Delta E = E - E_s. \quad (9)$$

Так как  $\varphi$  — фаза высокочастотного поля, при которой нерезонансный ион пересекает ускоряющий промежуток, смещение фазы за один оборот иона составляет

$$\frac{d\varphi}{dt} \frac{2\pi}{\omega} = \omega_s \frac{2\pi}{\omega} - 2\pi, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \omega_s - \omega. \quad (10)$$

При заданной структуре магнитного поля известны временные характеристики только для резонансного иона  $E_s, \omega_s, K_s$ ; система (9) при условиях  $\frac{\Delta\omega}{\omega_s} \ll 1, \frac{\Delta E}{E_s} \ll 1$  и  $K = -\frac{d \ln \omega}{d \ln E} = K_s$  в линейном приближении преобразуется к виду

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\Delta E}{\omega_s} \right) = \frac{eV}{2\pi} (\cos \varphi - \cos \varphi_s), \quad \frac{d\varphi}{dt} = \omega_s K_s \frac{\Delta E}{E_s}. \quad (11)$$

Равенство  $K = K_s$  вытекает из справедливости (2) и (3) для нерезонансных ионов, если не учитывать поперечных колебаний, которые вносят пренебрежимо малый вклад при реально используемых эмиттансах пучка.

Для аналитического исследования решений система (11) записывается в виде одного уравнения второго порядка

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{E_s \dot{\varphi}}{\omega_s^2 K} \right) - \frac{eV}{2\pi} \cos \varphi = -\frac{eV}{2\pi} \cos \varphi_s, \quad \text{где } \dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt}. \quad (12)$$

При условии постоянства коэффициентов из (12) непосредственно следует, что для малых отклонений фазы нерезонансного иона  $\varphi = \varphi_s + \delta$ ,  $\delta \ll 1$ , уравнение (12) можно записать в форме

$$\frac{E_s}{\omega_s^2 K} \frac{d^2 \delta}{dt^2} + \frac{eV}{2\pi} \sin \varphi_s \delta = 0. \quad (13)$$

Из (13) следует, что в фазотронном режиме имеются две устойчивые фазы  $\pm \varphi_s$ , соответствующие двум знакам коэффициента  $\pm K$ , которые определяют режимы с уменьшением (+) и возрастанием (-) частоты ускоряющего поля в процессе ускорения.

Анализ эффективности инжекции в фазотронном режиме ускорения был выполнен на основе рассмотрения первого интеграла уравнения (12).

При условиях  $\frac{E_s}{\omega_s^2 K} = \text{const}$ ,  $\cos \varphi_s = \text{const}$  и  $eV = \text{const}$  на первом фазовом колебании

$$\frac{\pi E_s}{eV \omega_s^2 K} (\dot{\varphi}^2 - \dot{\varphi}_0^2) = \sin \varphi - \sin \varphi_0 - \varphi \cos \varphi_s + \varphi_0 \cos \varphi_s. \quad (14)$$

Так как замена  $\varphi$  на  $\varphi_0$  не меняет уравнения (14), анализ устойчивости, выполненный для  $(\varphi, \dot{\varphi})$ , автоматически переносится на область начальных условий  $(\varphi_0, \dot{\varphi}_0)$ .

Из (14) следует, что уравнение

$$\frac{\pi E_s}{eV \omega_s^2 K} \dot{\varphi}^2 = \sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s + C \quad (15)$$

совместно с

$$\frac{dE}{d\varphi} = \frac{eV \omega \cos \varphi}{2\pi \dot{\varphi}} \quad (16)$$

определяет интервал устойчивых фаз и увеличение энергии за полупериод фазовых колебаний  $T_f$ :

$$\Delta E = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{eV \omega \cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\frac{eV \omega_s^2 K}{\pi E} \sqrt{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s + C}}} = eV \cos \varphi_s \frac{\omega T_f}{2\pi} \quad (17)$$

при условии  $\dot{\varphi}(\varphi_1) = \dot{\varphi}(\varphi_2) = 0$ ;  $T_f = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\varphi}{\dot{\varphi}}$ .

Так как  $\frac{\omega T_f}{2\pi}$  есть число оборотов иона на полупериоде, средний набор энергии для всех ионов за один оборот одинаков и равен  $eV \cos \varphi_s$ . Постоянная  $C$  в уравнении (15) определяет амплитуды фазовых колебаний, с которыми ионы колеблются в потенциальной яме:

$$U(\varphi) = \varphi \cos \varphi_s - \sin \varphi \quad \text{для } K > 0, \quad (18)$$

$$U(\varphi) = \sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s \quad \text{для } K < 0. \quad (19)$$

Минимумы эти кривых, соответствующие устойчивым фазовым колебаниям, расположены при  $\varphi = \varphi_s$  ( $K > 0$ ) и  $\varphi = -\varphi_s$  ( $K < 0$ ), а максимумы при  $\varphi = -\varphi_s$  и  $\varphi = \varphi_s$  соответственно. Последние определяют максимальные значения постоянной  $C$  для  $K > 0$  и  $K < 0$ :

$$C_{\max} = -\varphi_s \cos \varphi_s + \sin \varphi_s \quad (K > 0),$$

$$C_{\max} = \varphi_s \cos \varphi_s - \sin \varphi_s \quad (K < 0), \quad (20)$$

что непосредственно следует из (15) при условии  $\dot{\varphi} (\mp \varphi_s) = 0$ . Естественно, что эти значения совпадают, так как глубина потенциальной ямы  $U(\varphi)$  одинакова при обоих вариантах ( $K > 0$ ,  $K < 0$ ). Второе максимальное отклонение фазы  $\varphi_2$  вычисляется из условия  $\dot{\varphi}(\varphi_2) = 0$ :

$$\sin \varphi_2 - \varphi_2 \cos \varphi_s + \sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s = 0 \quad (K > 0),$$

$$-\sin \varphi_2 + \varphi_2 \cos \varphi_s - \sin \varphi_s + \varphi_s \cos \varphi_s = 0 \quad (K < 0), \quad (21)$$

т.е. второе равенство отличается от первого только знаком устойчивой фазы  $\varphi_s = -|\varphi_s|$ :

$$\sin \varphi_2 - \varphi_2 \cos |\varphi_s| + \sin |\varphi_s| - |\varphi_s| \cos \varphi_s = 0. \quad (22)$$

Максимальное значение  $\dot{\varphi}$  в обоих случаях одинаково и соответствует равновесной фазе  $\varphi = \pm \varphi_s$ :

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_{\max} &= \omega_s \sqrt{\frac{2eVK}{\pi E_s}} \sqrt{\sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s}, \\ \dot{\varphi}_{\max} &= \omega_s \sqrt{\frac{2eV|K|}{\pi E_s}} \sqrt{\sin |\varphi_s| - |\varphi_s| \cos \varphi_s}, \end{aligned} \quad (23)$$

где  $|K|$  и  $|\varphi_s|$  — модульные значения.

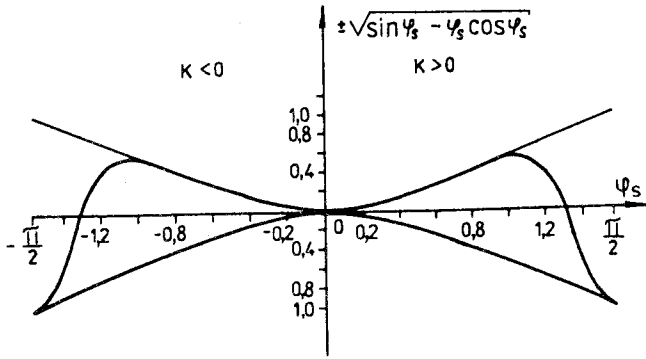


Рис.1. Функции  $L(\varphi_s)$  для  $K > 0$  и  $K < 0$

На рис.1 приведен график этой функции в зависимости от  $\varphi_s$  для интервала  $-\frac{\pi}{2} \leq \varphi_s \leq \frac{\pi}{2}$ .

Для фазотронов с неразрезной структурой магнитного поля (сплошной магнит) эта область уменьшается вследствие механизма потери энергии до нулевого значения на первом фазовом колебании в области отрицательных значений  $\cos \varphi \left( \frac{\pi}{2} + \varphi_2, K > 0 \text{ и } \frac{\pi}{2} + -\varphi_2, K < 0 \right)$ , что непосредственно следует из (21) и (22).

Из (17) следует, что набор энергии ионом  $\Delta E$  на первом фазовом колебании может обращаться в нуль при условиях

$$\Delta E \cong \int_0^{\pi/2} \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s + \sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s}} + 2 \int_{\pi/2}^{\varphi_{\max}} \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s + \sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s}} = 0,$$

где  $\varphi_{\max} < \varphi_2$  определяет новую константу  $C$  при  $\dot{\varphi}_0 > 0$  и

$$\Delta E \cong 2 \int_0^{-\varphi_s} \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s + \sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s}} +$$



$$\begin{aligned}
 & + \int_0^{\pi/2} \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s + \sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s}} + \\
 & + 2 \int_{\pi/2}^{\varphi_{\max}} \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s + \sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s}} = 0 \text{ для } \dot{\varphi}_0 < 0. \quad (24)
 \end{aligned}$$

Начальная фаза равна нулю в (24) из-за наличия процесса фазировки ионов после отсоса из ионного источника (если отсутствует специальное приспособление для отсоса типа пулера).

Удвоение интегралов в (24) соответствует двойному проходу области изменения энергии на первом фазовом колебании. Имеются два значения  $\cos \varphi_s$ , при которых этот эффект или полностью закрывает возможность набора энергии для режима  $\cos \varphi_s = 0$ , или полностью отсутствует —  $\cos \varphi_s \cong 0,5$ . Промежуточные значения  $\dot{\varphi}_0$  численно определяются из (24). Графики этих функций для  $K > 0$  и  $K < 0$  приведены на рис.1.

Таким образом, теоретически эффективность захвата в фазотроне

$$\frac{\tau}{T} = \frac{2\omega_s \sqrt{2eV|K|}}{T \left| \frac{d\omega_s}{dt} \right|} L(\varphi_s), \quad (25)$$

где величина  $L(\varphi_s)$  берется из замкнутой области графиков рис.1.

Теория справедлива как для спадающей по радиусу средней индукции магнитного поля ( $K > 0$ ), так и для растущей  $K < 0$ . Следует, однако, отметить, что возрастающее среднее магнитное поле приводит к отрицательным значениям величины  $K$  только при условии  $|n| > \frac{r^2}{r_\infty^2}$  в области пер-

вого фазового колебания  $\left( r_\infty = \frac{c}{\omega_0}, \omega_0 = \frac{e c B(0)}{E_0} \right)$ .

Для проверки теории в 1948 г. в Лаборатории № 2 (Институт им. И.В.Курчатова) под руководством М.Г.Мещерякова была создана модель фазотрона на базе магнита диаметром 90 см. На модели экспериментально было установлено, что эффект автофазировки действительно существует, однако были замечены некоторые отклонения от разработанной теории. К основным замеченным отклонениям следует отнести наличие интенсивности (масштаба нескольких процентов от максимального тока) в режимах  $\cos \varphi_s > 1$ , а также потери интенсивности вдоль радиуса ускорителя.

Оба эффекта оказались связанными между собой, так как потерянные в одном цикле ионы, время жизни которых превышало период модуляции,

могли быть подхвачены в последующих циклах даже при отсутствии условий автофазировки. Аналогичный результат был получен в работе [8].

Существенным результатом проведенного моделирования был вывод о возможности использования принципа автофазировки при условии нарушения постоянства коэффициентов фазового уравнения (14), включая условие  $\cos \varphi_s = \text{const}$ , на котором базировалось теоретическое рассмотрение.

При запуске и исследовании характеристик 184-дюймового фазотрона в Беркли [9] была сделана первая попытка расширить теорию автофазировки при медленном (по сравнению с периодом фазовых колебаний) изменении параметров фазового уравнения (14). Теория базировалась на использовании инвариантности во времени интеграла  $J = \oint \frac{E_s}{\omega_s^2 K} \dot{\varphi} d\varphi$  при адиабатическом изменении параметров во время ускорения, что соответствует сохранению одномерного фазового объема на всех фазовых колебаниях.

Авторы работы [9] рассмотрели изменение интеграла для малых фазовых колебаний, для которых  $\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_{\max} \sin \omega_f t$ ,  $\omega_f = \omega_s \sqrt{\frac{eVK \sin \varphi_s}{2\pi E_s}}$ .

В этом случае на всех фазовых колебаниях

$$\frac{E_s}{\omega_s^2 K} \frac{\dot{\varphi}_{\max}^2}{\omega_f} = \text{const.} \quad (26)$$

Предполагая возможность использования этой закономерности для сепаратрисных значений  $\dot{\varphi}_{\max}$ , можно внести коррективы в функцию  $L(\varphi_s)$  при учете реальных экспериментальных изменений параметров при ускорении. В результате было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, несмотря на нестрогость предположения о возможности использования малых колебаний при рассмотрении сепаратрис. К наиболее важным результатам такого теоретического рассмотрения следует отнести появление более плоского максимума функции  $L(\varphi_s)$  и уменьшение предельного значения  $\cos \varphi_s$ , соответствующего нулевой интенсивности.

Пятиметровый синхроциклотрон был введен в действие в декабре 1949 г. [4], и на нем в соответствии с проектом были ускорены дейтроны и  $\alpha$ -частицы до энергии 280 и 560 МэВ соответственно, а в 1953 г. (после увеличения диаметра полюсов магнита до 6 м) — и протоны с энергией 680 МэВ (интенсивность  $\approx 0,3$  мкА) [10]. На рис.2 показан общий вид шестиметрового синхроциклотрона.

В 1956 г. в момент организации Объединенного института ядерных исследований синхроциклотрон на энергию протонов 680 МэВ стал базовой

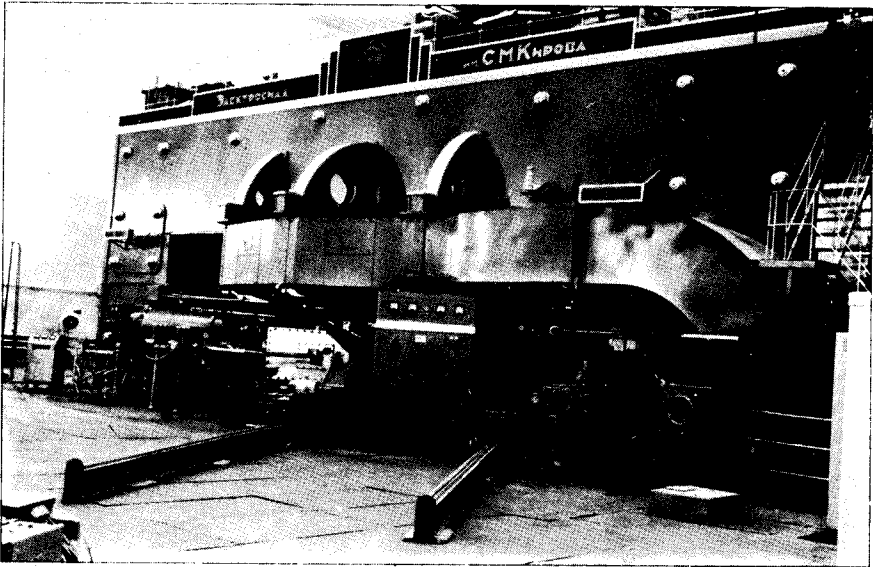


Рис.2. Общий вид синхроциклотрона ОИЯИ на энергию протонов 680 МэВ

установкой Лаборатории ядерных проблем (директор В.П.Джелепов) Объединенного института ядерных исследований.

В качестве ускоряющей системы синхроциклотрона использовалась полуволновая резонансная линия с механическим вращающимся вариатором, который обеспечивал модуляцию частоты ускоряющего напряжения на дуанте в диапазоне  $25,6 + 13,6$  МГц при амплитуде до 15 кВ [11].

В этом режиме синхроциклотрон проработал до 1979 г. Путем улучшения частотной характеристики вариатора частоты [12], а также некоторой оптимизации фазового режима ускорения интенсивность внутреннего пучка в 1964 г. была доведена до 2,3 мкА [13].

На ускорителе был создан большой комплекс пучков протонов и нейтронов (поляризованных и неполяризованных),  $\pi^\pm$ -мезонов, а также жестко-фокусирующий тракт для пучков  $\mu$ -мезонов различных энергий.

В результате этих работ с начала 60-х годов 680 МэВ синхроциклотрон стал лидирующим в мире ускорителем среди машин своего класса. В течение 30 лет работы ускорителя на его пучках была выполнена обширная программа исследований по физике элементарных частиц и атомного ядра в области промежуточных энергий. Во многих из этих исследований получены результаты высокого мирового уровня. В ряде работ были сделаны фундаментальные открытия.

Несколько примеров для иллюстрации.

Эксперименты по проверке общих принципов симметрии, лежащих в основе сильного взаимодействия частиц. В 50-х и начале 60-х годов в опытах по упругому рассеянию нуклонов нуклонами была доказана зарядовая симметрия ядерных сил при высоких энергиях, а в экспериментах по образованию пионов в неупругих соударениях нуклонов с нуклонами — изотопическая инвариантность этих сил. Результаты изучения упругого рассеяния неполяризованных и поляризованных нуклонов на нуклонах позволили выполнить фазовый анализ данных и определить матрицу рассеяния.

В 1951—1953 гг. на основании теоретических соображений Б.Понтекорво независимо от А.Пайса предсказал явление совместного рождения тяжелого мезона с гипероном. Это впоследствии было подтверждено прямыми опытами, проведенными на космотроне в США. Однако на синхроциклотроне ОИЯИ Б.Понтекорво поставил специальные опыты с целью наблюдать рождение  $\Lambda^0$ -частиц при бомбардировке углерода протонами с энергией 680 МэВ, вполне достаточной для их образования. Опыты показали, что  $\Lambda^0$ -частицы в этих условиях не рождаются. Это явилось дополнительным и сильным аргументом в пользу справедливости гипотезы о совместном рождении  $\Lambda^0$ -частицы и тяжелого мезона.

В 1962 г. с помощью тонкой методики было открыто очень редкое явление бета-распада пиона ( $\pi^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu_e$ ) и тем самым доказана справедливость предсказанного теоретиками закона о сохранении векторного тока в слабом взаимодействии.

Результаты экспериментов по захвату отрицательных мюонов ядрами гелия-3 (1962 г.) и протонами (1974 г.) (использовались газообразные водород и гелий-3) убедительно доказали принципиально важный факт тождественности свойств мюонов и электронов в слабом взаимодействии.

В 1976 г. в опытах по исследованию редких распадов мюонов на магнитном спектрометре с 4 $\pi$ -детектором получено на несколько порядков более низкое из известных тогда значений вероятности процесса распада  $\mu \rightarrow 3e$   $R < 2 \cdot 10^{-9}$ . Это явилось ярким свидетельством справедливости закона сохранения лептонных чисел.

В 1957 г. было открыто явление прямого выбивания из атомных ядер протонами высоких энергий дейтронов, а несколько позднее также ядер  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  с импульсами порядка 1500 ÷ 1900 МэВ/с. Это явилось прямым свидетельством существования флуктуаций плотности — образования нуклонных кластеров в ядерном веществе. При исследовании взаимодействия пионов с ядрами в 1963 г. было обнаружено и впоследствии подробно изучалось явление двойной перезарядки пионов.

Новые явления в физике мюонов наблюдались также с помощью  $\mu SR$ -метода. Это обнаружение существования мюония в конденсированных средах (1965 г.), наблюдение в 70-х годах некогерентной квантовой диффузии  $\mu^+$ -мезонов в твердом веществе и др.

Значительные исследования были выполнены в области ядерной спектроскопии. Было открыто более 100 новых нейтронодефицитных радиоактивных изотопов, некоторые из которых оказались расположенными очень близко к границе протонной устойчивости ядер и т.д. Более подробные сведения об отмеченных выше и других работах, выполненных на синхроциклотроне ОИЯИ до 1978 г., содержатся в специальных обзорах [14] со ссылками на оригинальные публикации.

В процессе систематических исследований на синхроциклотроне мю-атомных и мю-молекулярных процессов в изотопах водорода (1964—1977 гг.) было открыто явление резонансного образования мюонных молекул дейтерия (резкого возрастания скорости их образования в узком интервале энергий  $d\mu$ -атомов), а в 1979 г. в опытах с дейтерий-третиевой смесью также впервые было установлено, что скорость образования  $dt\mu$ -молекул  $\lambda_{d\mu} > 10^8 \text{ с}^{-1}$  и почти в 100 раз превышает таковую для  $dd\mu$ -молекул. Одновременно было найдено, что скорость изотопного обмена мюона ( $d\mu + t \rightarrow t\mu + d$ ) также велика и составляет величину  $\lambda_{dt} \sim 2,9 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  [15]. Полученные опытные данные для  $\lambda_{d\mu}$  и  $\lambda_{dt}$  хорошо согласовались с предсказанными в 1977—1978 гг. дубненскими теоретиками [16] и свидетельствовали в пользу их утверждения о том, что в этих условиях с учетом вычисленной вероятности прилипания мюона к ядрам  ${}^4\text{He} \simeq 10^{-2}$  каждый мюон за время своей жизни может осуществить порядка 100 реакций  $dt$ -синтеза и освободить энергию  $\sim 2$  ГэВ [16].

Эти открытия, сделанные в Дубне, и данная им здесь адекватная теоретическая интерпретация позволяют с достаточной объективностью считать Дубну местом второго рождения мюонного катализа. Они воскресили утраченный к тому времени в США и на Западе интерес к мю-катализу и инициировали бурное развитие экспериментальных и теоретических исследований проблемы во многих ядерных центрах мира — поначалу в основном в связи с поисками новых источников энергии и нейтронов, а позднее в связи с возможностью изучения различных тонких эффектов, таких, например, как поляризация вакуума или исследование взаимодействия самых легких ядер в чистых спиновых состояниях при супермалых скоростях относительного движения этих ядер и т.п.

Следует отметить, что в 1967 г. второй обычный синхроциклотрон со спадающим к краю магнитным полем, как и в Дубне, был построен в филиале Физико-технического института им.Б.П.Константинова Академии

наук СССР (ныне ПИЯФ РАН) в Гатчине. Это самый большой в мире синхроциклотрон. Диаметр полюса магнита 6,85 м, вес магнита 7600 тонн. На нем ускоряются протоны до энергии 1000 МэВ [17]. На пучках этого ускорителя также было проведено много исследований и получен ряд результатов высокой научной значимости, в особенности в области нуклон-нуклонного и упругого протон-ядерного рассеяния, изучения свойств конденсированного вещества  $\mu SR$ -методом, мюонного катализа и т.п.

Следующим этапом использования принципа автофазировки в фазотронах было применение возрастающей по радиусу средней индукции магнитного поля. Изложенная теория фазовых колебаний не связана с поперечной устойчивостью ионов в процессе ускорения, вследствие чего она остается справедливой для произвольных структур магнитного поля  $n \geq 0$ .

После предложения об использовании в ускорителях азимутально-неоднородных магнитных полей [18] — секторных и спиральных [19,20], проблема поперечной устойчивости была решена для широкого класса структур.

Для зеркально-симметричных структур магнитных полей с нулевыми значениями поперечных компонент в медианной плоскости форма уравнений (2) и (3) не изменяется, так как

$$\omega = \frac{2\pi\beta c}{L} = \frac{ec \oint B_z ds}{EL} = \frac{ec\hat{B}}{E}, \quad (27)$$

где  $L = 2\pi\hat{r}$  — длина замкнутой орбиты в периодической структуре поля,  $\oint B_z ds = \hat{B}L$ ,  $E = \sqrt{p^2c^2 + E_0^2}$ ,  $p = \frac{e}{2\pi c} \oint B_z ds$ ,  $ds$  — элемент замкнутой орбиты.

Таким образом, формулы (2) и (3) сохраняются, если  $B = \hat{B}$  — средняя индукция на замкнутой орбите, а  $r = \hat{r}$  — средний радиус замкнутой орбиты.

Существенное отличие в характере фазового движения для магнитных полей с растущей вдоль радиуса средней индукцией поля заключается в значениях параметра  $K$  (5').

Если величина  $n_1 = \frac{\hat{r}}{\hat{B}} \frac{dB}{dr} < \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}$  в диапазоне радиусов ускорения, то

частота ускоряющего поля будет убывающей  $\left( \frac{d\omega_s}{dt} < 0 \right)$ , при обратном неравенстве — возрастающей  $\left( \frac{d\omega_s}{dt} > 0 \right)$ . При  $n_1 = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}$  в диапазоне ускорения, что соответствует критической энергии, автофазировка нарушается.

В течение длительного времени (в отличие от синхрофазотронов) теоретическое рассмотрение возможности прохождения пучком зоны критической энергии в фазотронном режиме ускорения не проводилось в связи с тем, что во всех действующих фазотронах критическая энергия отсутствовала. Однако эта проблема возникла в связи с разработкой в 70-х годах в Колумбийском университете США [21] и в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, Дубна [22] фазотронов с растущей средней индукцией магнитного поля вдоль радиуса, на которых, как показали расчеты, можно получить существенно большую интенсивность ускоренного пучка, чем на обычных фазотронах.

Устойчивость аксиальных колебаний в таких магнитных полях создается вариацией магнитного поля. Однако создать необходимую вариацию можно, только начиная с радиусов, превышающих вертикальный зазор между ферромагнитными элементами [20].

Рассмотрение проблемы устойчивости показало, что ее можно решить двумя способами.

1. Сделать так, чтобы радиусы первых оборотов ионов после отсоса из ионного источника располагались в зоне вертикальной устойчивости.

2. Создать в зоне малых радиусов спадающую по величине индукцию магнитного поля с последующим переходом в растущую («бамп магнитного поля») при нарушении фазовой устойчивости в зоне первого фазового колебания.

Первый способ был реализован на фазотроне Колумбийского университета. Второй — на новом фазотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в Дубне.

Основная трудность при реализации первого способа заключалась в необходимости размещения железных масс (шимм) в дуантной ускоряющей системе, что повлекло за собой необходимость разработки силовых изоляторов и создало некоторые трудности при их эксплуатации. Вскоре этот ускоритель был закрыт.

Второй способ привел к необходимости исследования принципа автофазировки в зоне неустойчивости при существенных изменениях параметров в области первого фазового колебания, а также радиальной неустойчивости вблизи  $n = 0$  (ограничения на первую гармонику в структуре поля).

На рис.3 приведен график изменения параметра  $K$  (кривая 2) в центральной области фазотрона ОИЯИ. Кривая 1 — расчетная в отсутствие «бампа».

Естественно, что при таком характере изменения  $K$  (наличие двух нулевых его значений) классическая теория неприменима. Однако численные расчеты, выполненные в Лаборатории ядерных проблем для различных структур магнитного поля, показали возможность использования принципа автофазировки даже в таких нестандартных условиях. Эффективность

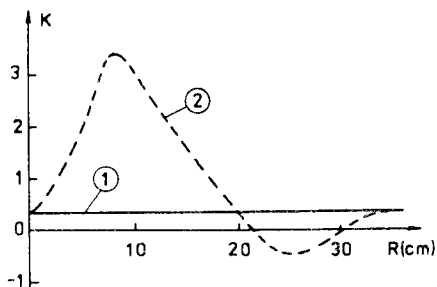


Рис.3. График изменения параметра  $K$  в центральной области нового фазотрона ОИЯИ на энергию протонов 680 МэВ

захвата оказалась близкой к сепаратрисному значению после прохождения зоны неустойчивости [23].

В таком режиме фазотрон ОИЯИ на энергию протонов 680 МэВ работает с 1984 года [5].

Внутреннее устройство магнитной системы нового ускорителя показано на рис.4. Видны железные шиммы, имеющие форму спиралей Архимеда, размещенные на диске нижнего полюса электромагнита. Такие же шиммы располагаются на диске верхнего полюса. В совокупности они создают необходимую пространственную вариацию поля. Рост средней напряженности поля на 30% от центра, где она составляет 1,2 Тл, до крайних орбит в основном обеспечивается формой железных дисков, на которых закреплены спиральные шиммы.

Возрастающее вдоль радиуса магнитное поле дало возможность уменьшить почти в 3 раза интервал частот ускоряющего высокочастотного напряжения по сравнению с ранее работавшим синхроциклотроном, увеличить втрое напряжение на дуанте (от 15 до 45 кВ) и использовать в резонансной системе однородную полуволновую линию. Это позволило во всем диапазоне частот иметь напряжение на вариаторе, не превышающее напряжение на дуанте.

Максимальная интенсивность внутреннего пучка фазотрона была зафиксирована на уровне 9,2 мкА [24], что примерно в 4 раза больше, чем у ранее работавшего синхроциклотрона, коэффициент вывода в 10 раз превышает имевшийся ранее, растяжка пучка больше, а интенсивность растянутого пучка равномернее.

На этом ускорителе создан целый ряд каналов пучков частиц, включая пучок поверхностных мюонов (рис.5), которые используются для ядерно-физических исследований. Сооружен также шестикабинный клинично-физический комплекс, на котором физиками Лаборатории ядерных проблем совместно с радиологами Онкологического центра России проводится лечение онкологических больных пучками частиц высоких энергий [25].

Существенно большие интенсивности и лучшее качество пучков от нового фазотрона по сравнению с отработавшим синхроциклотроном позволяют, с одной стороны, выполнять ранее недоступные эксперименты, а с дру-





Рис.4. Магнитная система фазотрона ОИЯИ

гой — сокращают время работы ускорителя, необходимое для получения опытных данных в любых экспериментах.

На новом ускорителе уже выполнена значительная программа исследований. Отметим лишь несколько наиболее важных результатов.

Проведен очень трудный эксперимент по поиску редкого явления — перехода мюония в антимюоний ( $\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$ ). Этот процесс сильно запрещен, так как лептонные числа участвующих в нем частиц изменяются сразу на две единицы. В результате опытов была установлена новая, самая низкая пока граница для вероятности этого процесса [26].

В опытах по мю-катализу получены новые, важные для теории данные о скоростях образования  $dd\mu$ - и  $pd\mu$ -молекул в не изученном ранее интервале давлений от 0,4 до 1,5 кбар при температурах до 300 К, а также о спиновых эффектах в резонансном образовании мюонных молекул дейтерия [27].

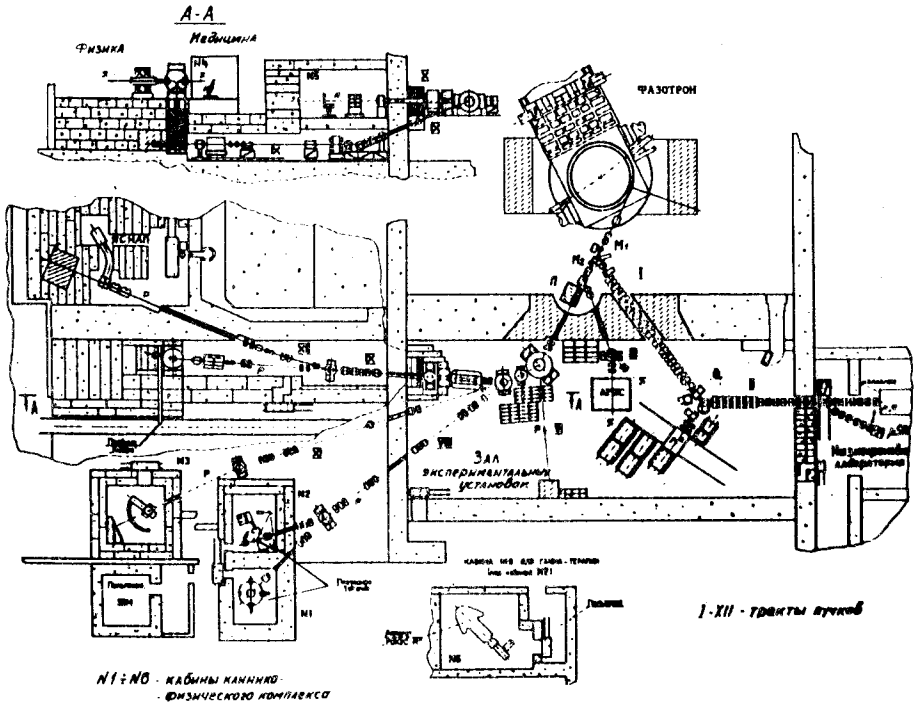


Рис.5. Каналы пучков частиц фазотрона ОИЯИ

В экспериментах по изучению  $\mu\text{SR}$ -методом магнитных свойств поликристаллических высокотемпературных сверхпроводников определены глубины проникновения в них магнитного поля, а также зависимости глубин проникновения от температуры [28]. Результаты опытов позволят провести сравнение с имеющимися теоретическими расчетами и выяснить их адекватность опыту.

В исследованиях на созданном крупном магнитном спектрометре (АРЕС) с 4 $\pi$ -детектором в 1991 г. получена новая оценка верхней границы вероятности процесса распада  $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ :  $R < 3,6 \cdot 10^{-11}$  [29]. Этот результат в 50 раз улучшает оценку, полученную в 1976 г. в опытах на синхротроне. В этих же экспериментах получена оценка парциальной вероятности разрешенного распада  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e e^+e^-$ , обусловленного наличием

структуры пиона. Найдено, что эта вероятность составляет  $R_{SD} \approx 4,6 \cdot 10^{-10}$  от распада  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  [30].

Основной целью представления в этом обзоре наиболее ценных и разнообразных научных результатов, полученных в экспериментах на фазотронах ОИЯИ, является стремление продемонстрировать, насколько широкие возможности для исследований по ядерной физике предоставили физикам ускорители этого типа, основанные на принципе автофазировки.

Классические фазотроны со спадающим к крайним орбитам магнитным полем были построены в разные годы в нескольких странах: в США в Беркли (первый в мире фазотрон, 1946 г.), Чикаго (1950 г.), Нью-Йорке (1950 г.), в Швейцарии, ЦЕРН (1957 г.) и, как отмечалось, в 1967 г. в нашей стране в Гатчине. На этих ускорителях было получено много ценных и важных научных результатов.

Сейчас, просматривая сквозь лупу времени все эти события, можно констатировать без всякого преувеличения, что с ускорителями типа фазотрон в мировой науке связана целая эпоха плодотворного развития физики частиц и атомного ядра в области так называемых промежуточных энергий.

Говоря об этом, не следует забывать, что принцип автофазировки Векслера — МакМиллана является очень универсальным. Он позволил в течение второй половины текущего столетия построить в разных странах ускорители типа синхрофазотрон-синхротрон на энергии частиц, в десятки, сотни и тысячи раз превышающие энергии фазотронов. Это создало необозримо широкие возможности для исследований строения материи на ранее недостижимом субадронном (кварковом) уровне и привело к результатам, которые в огромной степени обогатили наши знания о мире микрочастиц, законах их образования и взаимодействия.

Но эта большая тема уже для другой статьи.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Широкое применение принципа автофазировки в различных типах резонансных ускорителей не исчерпало всех его возможностей. Он может быть использован как при адиабатическом, так и при быстром (по сравнению с периодом фазовых колебаний) изменении параметров, а в отдельных случаях даже при локальных нарушениях автофазировки. Исследование таких режимов может существенно расширить область применения принципа Векслера — МакМиллана.

Кратко изложенные в статье, в качестве примера, результаты основных физических исследований, выполненных на фазотронах ОИЯИ (обычном и с пространственной вариацией растущего с радиусом среднего магнитного

поля), позволяют получить определенное представление о той важной роли, которую сыграли такого типа ускорители (основанные на принципе автофазировки) в получении нового знания в области современной физики элементарных частиц и атомного ядра.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Векслер В.И. — ДАН СССР, 1944, т.43, No 8, с.346; 1944, т.44, No 9, с.393; Journ.Phys., 1945, vol.9, p.153.
2. MacMillan E.M. — Phys.Rev., 1945, vol.68, p.143.
3. Lowrence E.O., Livingston M.S. — Phys.Rev., 1931, vol.37, p.1707.
4. Мещеряков М.Г., Джелепов В.П., Честной А.В., Катъшев В.С. и др. — Отчет ГТЛ о пуске пятиметрового синхротронотрона, 1951.
5. Джелепов В.П., Дмитриевский В.П., Онищенко Л.М. и др. — Препринт ОИЯИ Р9-85-358, Дубна, 1985;  
Глазов А.А., Джелепов В.П., Дмитриевский В.П., Онищенко Л.М. и др. — Труды 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, 1985, т.1, с.289.
6. Bohm D., Foldy I. — Phys.Rev., 1947, vol.72, p.649.
7. Рабинович М.С. — Диссертация. ФИАН СССР, 1948.
8. Richardson J.R., Wright B.T., Lofgren E.S., Peters B. — Phys.Rev., 1948, vol.73, p.424.
9. Henrich L.R., Sewell D.C., Vale J. — Rev.Sci.Instr., 1949, vol.20, p.887.
10. Efremov D.V., Meshcheriakov M.G., Mints A.L., Dzheleпов V.P. et al. — Proc. of the Intern. Symposium of High Energy Physics. CERN, 1956, p.148.
11. Mints A.L., Neviashski I.M., Poliakov B.Y. — Proc. of the International Symposium on High Energy Physics. CERN, 1956, p.419.
12. Байчер К.А., Богомоллов А.В., Василенко А.Т. и др. — Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям. М., 1974, т.1, с.234.
13. Данилов В.И. и др. — Труды Международной конференции по ускорителям. М., Атомиздат, 1964, с.591.
14. Джелепов В.П., Понтекорво Б.М. — Атомная энергия, 1957, т.3, No 11, с.413;  
Джелепов В.П., Лапидус Л.И. — Атомная энергия, 1978, т.44, No 1, с.50.
15. Bystritsky V.M., Dzheleпов V.P., Ershova Z.V. et al. — JINR Communication D1-12691, Dubna, 1979; Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, с.249; Phys.Lett., 1980, vol.94B, No 4, p.496; ЖЭТФ, 1981, т.80, с.1700.
16. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. — Phys.Lett., 1977, vol.72B, No 1, p.801;  
Виницкий С.И., Пономарев Л.И., Пузынин И.В. и др. — ЖЭТФ, 1978, т.47, с.849.
17. Абросимов Н.К., Алхазов Д.Г., Дмитриев С.П. и др. — Труды Международной конференции по ускорителям. Ереван, 1969, т.1, с.317.
18. Thomas L.H. — Phys.Rev., 1938, vol.54, p.580.
19. Kerst D.W., Tetwilliger K.M., Symon K.R., Jones L.W. — Bull.Amer.Phys.Soc., 1955, vol.30, p.14.

20. Danilov V.I., Denisov Yu.N., Dmitrievskij V.P., Dzheleпов V.P. — Proc. of the Int.Conf. on High Energy Acc. and Instr. CERN, 1959, p.211.
21. Cohen R., Rainwater J. — IEEE Trans. Nucl.Sci., 1966, NS 3—13, vol.4, p.522.
22. Glazov A.A., Denisov Yu.N., Dmitrievskij V.P., Dzheleпов V.P. et al. — Proc. of the Sixth Conf. on High Energy Acc. Cambridge Mass., 1967, p.303.
23. **Ворожцов С.Б., Дмитриевский В.П., Онищенко Л.М.** — Сообщение ОИЯИ P9-84-28, Дубна, 1984;  
**Vorozhtsov S.B., Dmitrievskij V.P., Onishchenko L.M.** — JINR Rapid Communication No. 7-85, Dubna, 1985, p.27.
24. **Онищенко Л.М., Шахун Н.Г., Шишкин А. Л., Шишлянников П.Т.** — Сообщение ОИЯИ P9-91-226, Дубна, 1991.
25. **Джелепов В.П., Савченко О.В., Астрахан Б.В., Рудерман А.И.** — Медицинская радиология, 1987, № 8, с.81.
26. **Абазов В.М., Гордеев В.А., Савченко О.В. и др.** — Краткие сообщения ОИЯИ № 2 (59)-93, Дубна, с.65;  
**Гордеев В.А., Савченко О.В. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1993, т.57, вып.5, с.262;  
**Гордеев В.А. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1994, т.59, вып.9, с.565;  
**Gordeev V.A. et al.** — Phys.Rev.D, 1994, vol.50, part 1, p.1399.
27. **Bystritsky V.M., Dzheleпов V.P., Filchenkov V.V., Zinov V.G. et al.** — Muon Catalyzed Fussion, 1990/91, vol.5/6, p.141;  
**Dzheleпов V.P., Filchenkov V.V. et al.** — Muon Catalyzed Fusion, 1992, vol.7, p.387;  
**Джелепов В.П., Зинов В.Г. и др.** — ЖЭТФ, 1992, т.101, вып.4, с.1105;  
**Джелепов В.П., Зинов В.Г. и др.** — ЖЭТФ, 1993, т.103, вып.3, с.730.
28. **Grebinnik V.G., Duginov V.N., Zhukov V.A. et al. (JINR, Russia); Gurevich I.I., Krasnoperov E.P., Ponomarev A.N. et al. (RNCKI, Russia); Boroviuskaya I.P. et al. (ISM, Russia); Eltzer Yu.F. (P.I.RAN, Russia).** — Hyperfine Interactions, 1990, vol.61, p.1093;  
**Duginov V.N., Pomjakushin V.Yu., Zhukov V.A. et al. (JINR, Russia); Schenk A. et al. (PSI, Switzerland); Maletta H. (HMI, Germany); Bock I. (Hoechst AG, Germany); Ponomarev A.N. et al. (RNCKI, Russia); Kapusta S. (IPCAS, Czech Rep.)** — Phys.Rev.B, 1993, vol.4B, No 17, p.13022.
29. **Баранов В.А. и др.** — ЯФ, 1991, т.53, с.1302.
30. **Баранов В.А. и др.** — ЯФ, 1991, т.55, с.2940.