

КОНТРОЛЬ ПО УСКОРЯЕМОМУ ПУЧКУ  
ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАНСОВ В СИНХРОТРОНЕ

Э. Д. Артемьева, К. Н. Шорин, А. С. Яров

УДК 621.384.612

Описан простой метод измерений по ускоряемому пучку стабилизирующей и возмущающей нелинейностей управляющего поля, определяющих динамику частиц при прохождении резонансов бетатронных колебаний в синхротроне. Приведены результаты экспериментальных исследований на синхротроне ФИАН, подтверждающие возможности метода.

Для исследований динамики ускоряемого пучка при нелинейных резонансах бетатронных колебаний весьма эффективен анализ в фазовом пространстве  $I/\omega$ , отличающийся относительной простотой и небольшим числом параметров, определяющих движение частиц. Например, на фазовой плоскости  $(I, \omega)$  канонических переменных

$$I = a^2/2, \quad \omega = \delta\theta + \omega_0, \quad (1)$$

где  $a$  - амплитуда бетатронных колебаний,  $\delta = \nu - \nu_{\text{рез}}$  - расстройка частоты  $\nu$  бетатронных колебаний относительно резонанса при  $\nu_{\text{рез}}$ ,  $\theta$  - обобщенный азимут, поведение частиц при прохождении одномерного резонанса  $k$ -го порядка можно описать уравнениями

$$\begin{aligned} I' &= 2kUI^{k/2} \sin k\omega \\ \omega' &= \delta(\theta) + 2\zeta I + kUI^{(k/2)-1} \cos k\omega, \end{aligned} \quad (2)$$

где штрихами обозначено дифференцирование по времени. Здесь динамика частиц определяется двумя параметрами: стабилизирующей  $\zeta$  и возмущающей  $U$  нелинейностями управляющего магнитного поля.

Для многих существующих циклических ускорителей параметры  $\zeta$  ( $\zeta_r$  - для радиальных и  $\zeta_z$  - для вертикальных резонансов) определяются, в основном, кубичной нелинейностью. Параметр  $U$  зависит как от характеристик поля, так и от формулы резонанса  $I/\omega$ .

Вычисление с необходимой точностью параметров  $\zeta$  и  $\beta$  по данным магнитных измерений представляет значительные трудности, что подчас снижает эффективность анализа динамики на фазовой плоскости.

В настоящей работе, выполненной на синхротроне ФИАН с максимальной энергией 680 Мэв, описан простой метод измерений параметров  $\zeta$  и  $\beta$  по ускоряемому пучку. Метод достаточно точен для контроля динамики при одномерных резонансах и позволяет использовать полностью преимущества анализа на фазовой плоскости.

Для измерений параметров  $\zeta$  и  $\beta$  использовано характерное для нелинейных колебаний явление затягивания при медленном прохождении резонанса в одном из двух возможных направлений /1/. При затягивании возникают дополнительные устойчивые орбиты, которые удаляются от основной орбиты по мере изменения расстройки  $\beta$  и увлекают за собой часть частиц пучка.

Частоты обращения частиц по основной и дополнительным орбитам находятся в целочисленном отношении, поэтому частицы, испытавшие затягивание в резонанс, можно идентифицировать оптически средствами И, тем самым, контролировать динамику дополнительных орбит в процессе затягивания /2/.

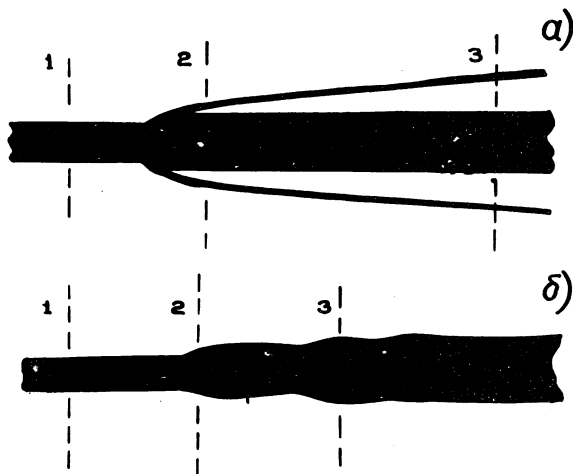
На дополнительных орбитах  $\Gamma' = \omega' = 0/1/, /3/$  и, следовательно, согласно (1) и (2)

$$\begin{aligned} \zeta &= (\delta_2 a_2 - \delta_1 a_1) / (a_2^3 - a_1^3) && \text{при } k = 1 \\ \zeta &= (\delta_1 - \delta_2) / (a_1^2 - a_2^2), && \text{при } k = 2 \\ u_2 &= (\delta_1 a_2^2 - \delta_2 a_1^2) / 2(a_2^2 - a_1^2)^2 && (3) \\ \zeta &= (\delta_1 a_2 - \delta_2 a_1) / (a_1^2 a_2 - a_2^2 a_1), && \text{при } k = 3, \\ u_3 &= (\delta_1 a_2^2 - \delta_2 a_1^2) / 3(a_1 a_2^2 - a_2 a_1^2) \end{aligned}$$

где  $a_{1,2}$  - максимальные отклонения дополнительных орбит от основной, соответствующие двум  $\beta_{1,2}$  значениям расстройки.

В опытах на синхротроне ФИАН затягивание в резонансы 2-го и 3-го порядков ( $2Q_T = 1$  и  $3Q_T = 2$  соответственно) исследовалось при возбуждении последних импульсами тока в полюсной гради-

ентной обмотке ускорителя /2/. При этом обеспечивалось два прохождения через резонанс, одно из которых неизбежно сопровождалось затягиванием. В аналогичных режимах в рабочую область ускорителя дополнительно вводилось высокочастотное дипольное возмущение /2/ для исследования затягивания в резонанс первого порядка.

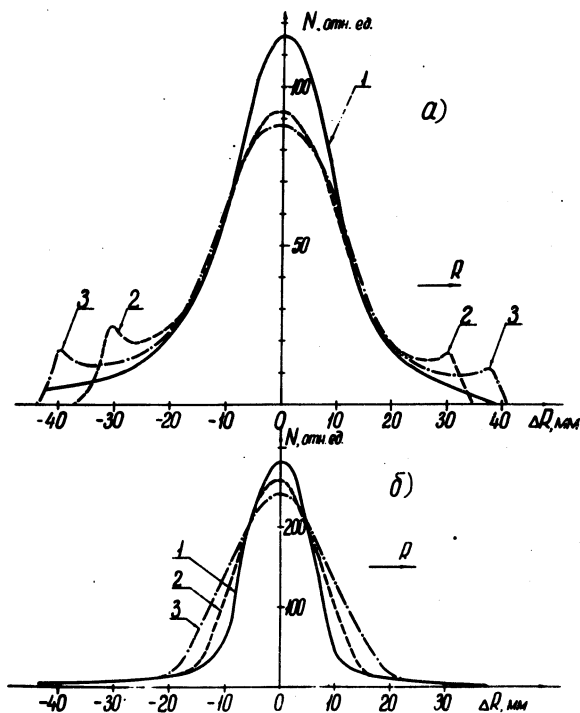


Р и с. 1. Кинограммы (негатив) сечения ускоряемого пучка, возмущенного высокочастотной раскачкой радиальных бетатронных колебаний: (а) при наличии эффекта затягивания в резонанс, (б) при пересечении резонанса в противоположном направлении

Измерение амплитуд колебаний  $a$ , входящих в расчет параметров  $\zeta$  и  $u$  по соотношениям (3), производились с помощью фотометрической обработки результатов кино съемки синхротронного излучения пучка с последующим пересчетом почернений пленки в плотность частиц. Необходимые для расчета измерения частот  $\psi$  и расстройки  $\delta$  производились также с помощью высокочастотной раскачки методом описанным в работе /4/.

На рис.1 изображены два участка кинограммы сечения ускоряемого пучка, возмущенного высокочастотной раскачкой радиальных колебаний. Кинограмма получена в режиме фоторегистратора скоростной камеры СКС - 1М и показывает изменение амплитуд только ради-

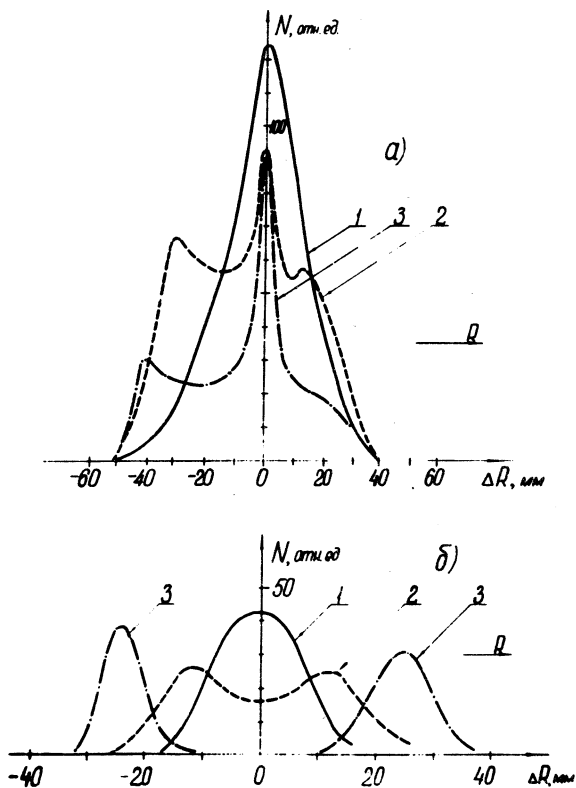
альных колебаний. Рис. I (а) с характерными следами частиц, захваченных дополнительной орбитой, иллюстрирует раскачку в условиях затягивания, рис. I(б) – раскачку без затягивания при про-



Р и с. 2. Радиальное распределение плотности ускоряемых частиц при высокочастотной раскачке радиальных бетатронных колебаний: (а) при наличии эффекта затягивания в резонанс, (б) при пересечении резонанса в противоположном направлении. Кривые 1, 2, 3 соответствуют сечениям, отмеченным на рис. I

хождении резонанса в противоположном направлении. (Наличие на кинограмме I(б) трех областей возбуждения колебаний вызвано влиянием синхротронных колебаний и для исследуемого явления несущественно).

Рис.1 в целом подтверждает возможность абсолютно однозначной идентификации режима затягивания в резонанс иллюстрируемым методом.



Р и с. 3. Радиальное распределение плотности ускоряемых частиц при затягивании в резонанс, возбуждаемые управляющим магнитным полем: (а) при затягивании в резонанс  $2Q_T = 1$ ; (б) при затягивании в резонанс  $3Q_T = 2$ .

На рис.2 приведены кривые соответствующих рис.1 изменений плотности  $N$  частиц в разных сечениях пучка. При этом рис.2(а) характеризует режим затягивания в резонанс, а рис.2(б) соответствует прохождению резонанса в противоположном направлении.

Характерные для рис.2(а) боковые максимумы кривых 2,3 создаются частицами, захваченными дополнительными орбитами. Величины смещения боковых максимумов от равновесной орбиты (при  $\Delta R = 0$ ) дают значения  $a_{1,2}$ , необходимые для расчета  $\zeta_T$  по формулам (3).

На рис.3 приведены кривые плотности частиц при возбуждении резонанса  $3Q_T = 2$  (а) и  $2Q_T = 1$  (б). Величины  $a_{1,2}$  в этом случае задаются положением достаточно четких боковых максимумов кривых 2,3: левых на рис.3(а) и левых на рис.3(б).

Измерения  $\zeta$  с помощью высокочастотной раскачки колебаний проводились в различных условиях работы ускорителя, в том числе при значениях частот  $Q$ , близких к резонансам  $2Q_T = 1$  и  $3Q_T = 2$ . Кроме того, значения  $\zeta$  были вычислены при исследовании затягивания в эти резонансы непосредственно.

Высокочастотная раскачка вблизи резонанса  $2Q_T = 1$  дала  $\zeta_T = -4,7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ , а величина  $\zeta_T$ , вычисленная по затягиванию в резонанс  $2Q_T = 1$ , оказалась (при  $u_2 = 5,8 \cdot 10^{-3}$ ) равной  $-4,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ .

Высокочастотная раскачка вблизи резонанса  $3Q_T = 2$  дала  $\zeta_T = -3,4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ , а значение  $\zeta_T$ , вычисленное по затягиванию в резонанс  $3Q_T = 2$ , оказалось при  $u_3 = 4,8 \cdot 10^{-4}$  равным  $-3,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ .

Таким образом, величины  $\zeta_T$ , измеренные при легко осуществимой на работающем ускорителе высокочастотной раскачке радиальных бетатронных колебаний, оказались в хорошем согласии с величинами  $\zeta_T$ , измеренными при затягивании в резонансы, возбуждаемые управляющим магнитным полем.

Небольшое изменение  $|\zeta_T|$  от  $3,4 \cdot 10^{-4}$  при  $Q_T = 2/3$  до  $4,8 \cdot 10^{-4}$  при  $Q_T = 1/2$ , вследствие изменения режима работы ускорителя, объясняется несовершенством градиентной обмотки, вносящей одновременно с градиентом управляющего магнитного поля небольшую ( $\sim 1,4 \cdot 10^{-4}$ ) кубичную нелинейность. Величины нелинейностей  $u_{2,3}$ , возбуждающих резонансы  $2Q_T = 1$  и  $3Q_T = 2$ , измеренные описанным методом, оказались в пределах, известных из измерений другими способами /3/, /5/.

Таким образом, приведенные результаты подтверждают возможность непосредственного контроля важных параметров нелинейных резонансов в синхротроне с помощью экспериментальной методики.

Поступила в редакцию  
9 декабря 1974 года.

## Л и т е р а т у р а

1. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. Физматгиз, Москва, 1962 г.
2. З. Л. Артемьева и др. Приборы и техника эксперимента, № I, 12 (1968).
3. Ю. А. Башмаков, К. Н. Шорин. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 3 (1974).
4. З. Л. Артемьева и др. Краткие сообщения по физике ФИАН № 2, 22 (1973).
5. О. Ф. Куликов, Ю. Н. Метальников, К. Н. Шорин. Труды всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ВИНТИ, Москва, 1970 г., т.2, стр. 293.