

Метод измерения частоты радиальных бетатронных колебаний в синхротроне

О. Ф. КУЛИКОВ, К. Н. ШОРИН, А. С. ЯРОВ

УДК 621.384.612

В действующих ускорителях частоты бетатронных колебаний могут быть в принципе достаточно точно измерены с помощью большого числа датчиков положения центра тяжести сгустка [1] или путем резонансной раскачки колебаний поперечным электромагнитным полем известной частоты [2]. Однако в некоторых установках применение этих методов может быть затруднено особенностями конструкции ускорителей. Из теории [3] известно, что в циклических ускорителях искажение равновесных орбит вследствие несимметрии магнитных характеристик вполне определенным образом связано с частотами бетатронных колебаний. Предложение об использовании этой связи для измерения частот в сильнофокусирующем ускорителе впервые сформулировано в работе [4]. В настоящей работе описан аналогичный способ измерения частот применительно к радиальным колебаниям в слабофокусирующей системе, а также приведен результат экспериментальной проверки метода на синхротроне на 680 Мэв.

Для такого типа ускорителей величина смещения орбиты по радиусу определяется согласно работе [3] выражением

$$\Delta R_N = A_N \cos \kappa_r (v - \varphi) - A_{N+1} \cos \kappa_r \varphi - \frac{g_N}{\kappa_r}, \quad (1)$$

где N — номер сектора магнита; $\kappa_r = \sqrt{1 - n}$ (здесь n — показатель спадения магнитного поля); $g_N = -\frac{(R_0/\kappa_r) \Delta H_N}{H}$ (здесь R_0 — радиус равновесной орбиты, H — поле на равновесной орбите, ΔH_N — возмущающее поле); v — угловой размер сектора; φ — азимут, отсчитываемый от определенного края сектора;

$$A_N = \frac{(1 + 2 \cos \mu) (g_N - g_{N-1}) (g_{N+2} - g_{N+1})}{4 \cos \mu (1 + \cos \mu) \kappa_r}$$

(здесь $\cos \mu = \cos \kappa_r v - (\kappa_r L / 2R_0) \sin \kappa_r v$, а L — длина прямолинейного промежутка). Все величины, входящие в формулу (1), можно измерить экспериментально.

Частота радиальных бетатронных колебаний ω_r , как известно [1], определяется соотношением

$$\omega_r = \frac{\omega_0 N \mu}{2\pi}, \quad (2)$$

где ω_0 — частота обращения электрона по орбите. Таким образом, измерение частоты радиальных колебаний можно свести к простому определению смеще-

ния орбиты при локальном возмущении магнитного поля.

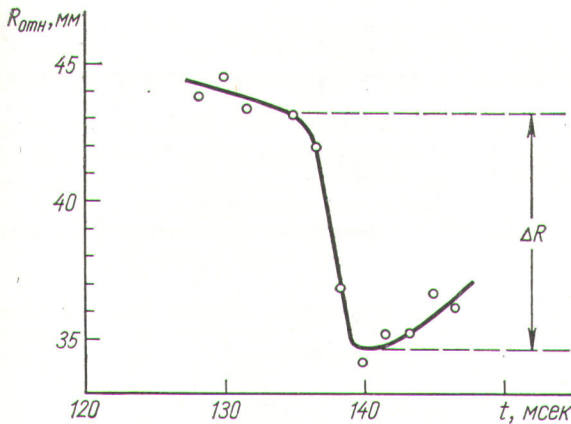
Обычно смещение орбиты измеряется с помощью электростатических сигнальных электродов специальной конструкции. Однако подобные системы электродов есть не на каждом ускорителе; в частности, их нет на синхротроне ФИАН им. П. Н. Лебедева (680 Мэв). Это заставляет изыскивать новые способы регистрации искажения орбиты.

Предлагаемый здесь метод измерения частоты радиальных колебаний предусматривает локальное возмущение орбиты и одновременное скоростное фотографирование на определенном азимуте сечения сгустка, который при таком возмущении скачкообразно смещается в горизонтальной плоскости; величина скачка определяется по смещению изображения сечения сгустка на пленке. Это смещение можно измерить с весьма высокой точностью фотометрическим способом.

Метод был экспериментально проверен на синхротроне ФИАН на 680 Мэв. Для создания локального возмущения магнитного поля использовалась одна из двух пар специальных обмоток, предназначенных для коррекции первой гармоники азимутальной асимметрии орбиты [5]. При подаче в эти обмотки импульса тока в двух диаметрально противоположных секторах создавались одинаковые по величине и противоположные по знаку возмущающие поля, вызывающие искажение орбиты. Импульс формировался тиратронной спусковой схемой, обеспечивающей достаточно крутой фронт импульса и, как следствие этого, быстрое перемещение орбиты. Максимальный ток в обмотках соответствовал величине дополнительного поля $|\Delta H| = 5,3$ э. Магнитное поле на равновесной орбите в момент подачи импульса составляло 2340 э.

Смещение сечения электронного сгустка при импульсном искажении орбиты фиксировалось скоростной кинокамерой (оптическая схема аналогична, например, приведенной в работе [5]). Синхротронное излучение выводилось с участка орбиты, соответствовавшего углу $\varphi = 71^\circ$ (при угловом размере сектора $v = 86^\circ$).

На киноплёнке отчетливо наблюдался скачок изображения сечения сгустка; величина этого скачка измерялась с помощью микрофотометра МФ-4, в данном случае выполнявшего функции компаратора с фотометрическим контролем. Точность измерения на киноплёнке составляла 0,02 мм. Величина скачка пересчитывалась в реальное смещение орбиты в горизонтальной плоскости по известному увеличению оптической системы.



Изменение положения центра сечения сгустка электронов при подаче импульса искажения орбиты.

Погрешность в определении реального смещения составляла 0,15 мм. Таким образом, достигнутая в эксперименте точность была по крайней мере не ни-

же, чем в экспериментах с электростатическими электродами.

Результаты измерений приведены на рисунке. По оси абсцисс отложено время, отсчитываемое от начала ускорительного цикла; по оси ординат — расстояние центра сечения электронного сгустка от линии, оптически сопряженной с краем киноплёнки. По экспериментальной кривой было измерено смещение орбиты ΔR , а затем по формуле (1) вычислена величина χ_r , равная 0,575. Этот результат соответствует показателю спада магнитного поля $n = 0,67$, что хорошо согласуется со значениями n , полученными другими способами [3].

Поступило в Редакцию 16/II 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Borton. Rev. Sci. Instrum., 31, 1290 (1960).
2. F. Cole et al. Rev. Sci. Instrum., 28, 403 (1957).
3. М. С. Рабинович. «Труды ФИАН СССР», X, 23 (1958).
4. С. А. Хейфец, С. К. Есин. «Атомная энергия», 18, 60 (1965).
5. Ускоритель электронов на 680 Мэв. М., Атомиздат, 1962.

Захват электронов быстрыми протонами в ионизированном литии

В. Д. ОБЪЕДКОВ, В. Е. ПАВЛОВ

УДК 530.145

В работе [1] приведены результаты экспериментальных исследований по перезарядке протонов в ионизированном литии. Измеренные сечения электронного захвата позволяют в общих чертах объяснить результаты опытов по накоплению горячей плазмы в «Огре» с использованием литиевой дуги. Однако изучение перезарядки затрудняется некоторыми причинами (перезарядка на остаточном газе в камере, наличие в пучке протонов ионов H_2^+ и пр.), которые заметно влияют на результаты измерений. Поэтому целесообразно применение квантовомеханической оценки сечения этого процесса.

В настоящей работе получены сечения $\sigma(n)$ одно-электронного захвата в процессе



а также полное (измеряемое экспериментально) сечение $\sigma = \sum n \sigma(n)$, просуммированное по всем квантовым n -состояниям атома водорода. Сравнение σ и $\sigma(n)$ позволяет выяснить вопрос о роли перезарядки в возбужденные состояния водорода. Экспериментальные исследования в этом направлении чрезвычайно затруднительны, поэтому эта часть работы представляет самостоятельный интерес.

При высоких относительных скоростях столкновения амплитуда электронного перехода из начального состояния Φ_i в конечное состояние Φ_j может быть представлена в виде [2]

$$F(\theta, \varphi) = -\frac{M}{2\pi} \int e^{i(qr_a - Qr_b)} \times \times \Phi_j(r_b) \frac{1}{r_b} \Phi_i(r_a) d\tau_a d\tau_b. \quad (2)$$

Здесь r_a и r_b — радиусы-векторы электрона, отсчитанные от ядер a и b ;

$$q = -\frac{M_a}{M_a + m} k_i - k_j; \quad Q = -k_i - \frac{M_b}{M_b + m} k_j, \quad (3)$$

где k_i и k_j — волновые векторы электрона; M — приведенная масса ядер M_a и M_b (используются атомные единицы). Замечая, что F — произведение соответствующих фурье-образов, для сечения перезарядки в состоянии nlm получим

$$\sigma_{ij}(nlm) = \frac{M_i M_j k_j}{(2\pi)^2 k_i} \int |f(q)|^2 |g_{nlm}(Q)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (4)$$

где $M_{i,j} = \frac{(M_a, b + m) M_{b, a}}{M_a + M_b + m}$.

Перейдем в выражении (4) от переменных θ, φ к переменным q_x, q_y в пространстве q с осью q_z , направленной по k_i . Тогда

$$\left. \begin{aligned} q_x &= -k_j \sin \theta \cos \varphi; \quad q_y = -k_j \sin \theta \sin \varphi; \\ q_z &= -\frac{M_a}{M_a + m} k_i - k_j \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

При этом

$$\int \varphi(q(\theta, \varphi)) \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{1}{k_j^2} \int_S \varphi(q) ds, \quad (6)$$

где уравнение поверхности S имеет вид

$$q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 = k_j^2 - \left(\frac{M_a}{M_a + m}\right)^2 k_i^2 - 2k_j q \frac{M_a}{M_a + m}. \quad (7)$$