

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆԱԿԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒՄ ՀԱՄԱՐ 1
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—23(73)

И.П.Карабеков, А.М.Коцинян, М.А.Мартиросян,

С.С.Овакимян

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ АБСОЛЮТНОГО ЗНАЧЕНИЯ
ЧИСЛА ЧАСТИЦ, УСКОРЯЕМЫХ В ВАКУУМНОЙ
КАМЕРЕ ЭЛЕКТРОННОГО СИНХРОТРОНА

УДК.539.1.074..621.039.564 Научное сообщение ЕФИ-23 (74)

И.П.КАРАБЕКОВ, А.М.КОЦИНЯН, М.А.МАРТИРОСЯН
С.С.ОВАКИМЯН

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ АБСОЛЮТНОГО ЗНАЧЕНИЯ ЧИСЛА
ЧАСТИЦ, УСКОРЯЕМЫХ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ
ЭЛЕКТРОННОГО СИНХРОТРОНА

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования прибора, позволяющего проводить абсолютное измерение числа частиц, ускоряемых в вакуумной камере ускорителя. Точность измерения лимитируется точностью измерительного электрометра и может быть 1%.

Ереванский физический институт
Ереван 1974

Scientific Report ЕФИ-23(74)

I.P.KARABEKOV, A.M.KOTSINIYAN, M.A.MARTIROSIAN
S.S. OVAKIMIAN

A METHOD FOR MEASURING THE ABSOLUTE NUMBER
OF THE PARTICLES ACCELERATED IN ELECTRON
SYNCHROTRON VACUUM CHAMBER

The results of the experimental and theoretical investigation of a device allowing to carry out absolute measurement of the number of the particles accelerated in accelerator vacuum chamber are presented. The measurement accuracy is limited by the accuracy of the electrometer and it may be 1%.

Yerevan Physics Institute
Yerevan. 1974

© Ереванский физический институт, 1974

Непрерывное измерение абсолютной величины силы ускоряемого тока пучка или числа электронов, ускоренных в течение определенного промежутка времени, в синхротронах необходимо как для оценки работы всего ускорителя, так и для целей мониторинга при проведении экспериментов на внутреннем пучке (эксперименты по e^-p рассеянию, электророждению частиц и т.д. с использованием тонких мишеней, внутри вакуумной камеры ускорителя [1]). Использование с этой целью магнито-индукционных датчиков [2] и сигнальных электродов [3,4] вызывает ряд трудностей, связанных с ограниченностью полосы пропускания датчика и измерительной аппаратуры. Поэтому датчики типа магнито-индукционных сигнальных катушек и сигнальных электродов обычно используются для целей относительных измерений и требуют калибровки перед абсолютными мониторами. Однако форма распределения частиц по орбите заранее не известна, и поэтому даже после проведения калибровок, значение наведенного на датчик напряжения определяет число частиц на орбите со значительными ошибками.

В данной работе предлагается способ прецизионного измерения абсолютного значения числа ускоряемых электронов.

Определим разность потенциалов, создаваемую пучком электронов, движущихся в вакуумной камере ускорителя.

Пусть пучок, имеющий линейную плотность заряда ϵ и длину L движется со скоростью V . Будем считать, что поперечные размеры пучка настолько малы, что ими можно пренебречь, считая заряд распределенным на бесконечно тонкой нити. Потенциал в точке P' (x' , y' , z'), создаваемый элементом длины пучка в системе x' , y' , z' , движущейся со скоростью, равен

$$dy' = \frac{\epsilon dz'}{z'} \quad (1)$$

где z' — текущая координата по длине пучка. В лабораторной системе координат x , y , z в момент $t = 0$, т.е. когда начала координат обеих систем совпадают, будем иметь

$$dy = \frac{\epsilon dz}{\sqrt{(z - z_0)^2 + z^2(1 - \beta^2)}} \quad (2)$$

где $Z = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$, а $\epsilon dz_0 = \epsilon' dz_0$ из-за инвариантности заряда. Пусть электрод представляет собой цилиндр, имеющий радиус R , по оси которого движется пучок. Если в момент $t = 0$ координаты концов электрода есть $-\frac{\ell}{2}$ и $+\frac{\ell}{2}$, а пучка $-\frac{L}{2}$ и $+\frac{L}{2}$ то, проинтегрировав (2) по Z_0 , вдоль которой пучок движется, получим

$$y = \epsilon \left(A z \operatorname{sh} \frac{4z - Z}{R\sqrt{1 - \beta^2}} + A z \operatorname{sh} \frac{4/2 + Z}{R\sqrt{1 - \beta^2}} \right). \quad (3)$$

Выражение (3) при $\beta \rightarrow 1$ можно представить в виде

$$y = \epsilon \ell \ln \frac{L^2 - 4z^2}{R^2(1 - \beta^2)}. \quad (4)$$

Если вокруг пучка расположить два бесконечно тонких коаксиальных цилиндрических электрода с радиусом R_1 и R_2 соответственно, а ось пучка совместить с осью цилиндров, то разность потенциалов между цилиндрами будет равна

$$\Delta y = 2\epsilon \ell \ln R_2/R_1. \quad (5)$$

Согласно (5), разность потенциалов, создаваемая пучком конечной длины, движущаяся со скоростью близкой к скорости света, определяется выражением, справедливым для бесконечно длинной заряженной нити, имеющей ту же линейную плотность ϵ .

На основании полученного результата можно утверждать, что если вокруг оси пучка расположить замкнутый электрод, имеющий длину вдоль пучка, равную ℓ , то по теореме Гаусса величина индуцированного на электроде заряда будет равна

$$Q_{эл} = \epsilon \ell. \quad (6)$$

Пусть электрод расположен в вакуумной камере ускорителя, в одном из его свободных промежутков. Сначала допустим, что в вакуумной камере, кроме ускоряемых частиц, нет других носителей заряда, либо их плотность пренебрежимо мала. Соединим электрод с корпусом вакуумной камеры. Если допустить, что на участке траектории пучка, занятом электродом длиной ℓ нет потерь частиц, то ток возникающий во внешней цепи электрода, в силу закона сохранения заряда, удовлетворяет условию

$$\int_{-l/2c}^{+l/2c} J(t) dt \equiv 0. \quad (7)$$

При этом, если в цепь электрода включено сопротивление R , то на нем создается падение напряжения, равное

$$U = J(t) R h(t) \quad (8)$$

где $h(t)$ - переходная функция, определяемая параметрами Z , L и C электрода и входной цепи схемы измерения. Это хорошо известный режим работы электростатических сигнальных электродов [3,4]. Если во внешнюю цепь электрода включить электрометр, то согласно (7) величина измеренного заряда тождественно равна нулю.

Пусть теперь в объеме, в котором находится пучок и электрод имеются носители заряда обоих знаков с плотностью ρ_i^{\pm} для каждого. Под действием разности потенциалов, создаваемой пучком, описываемой уравнением (1), ионы будут ускоряться в направлении электрода и стенки камеры и, попав на них, нейтрализуют индукцированный пучком заряд. При этом во внешней цепи возникает ток равный

$$I(t) = \frac{\delta \cdot J(t) \cdot l}{l/c} = \delta \delta(t) C, \quad (9)$$

где C - скорость света. Коэффициент δ в этом выражении описывает ту часть наведенного заряда, которая нейтрализуется ионами за время пролета заряда пути внутри электрода, равном l/c . Если количество заряда, попадающего на электрод окажется

ся равным заряду индуцированному пучком, то во внешней цепи потечет ток равный

$$I(t) = \delta(t) C. \quad (10)$$

При этом, т.к. потенциал электрода уже будет тождественно равным нулю, то дополнительное количество ионов из ионизированного объема к электроду притягиваться не будет.

Оценим какова должна быть плотность ионов ρ_i^{\pm} для того, чтобы выполнялось уравнение (10), т.е. чтобы электрод оказался бы измерителем тока пучка. Количество заряда попадающего на электрод определяется уравнением

$$Q_i = 2\pi z_1 V_i \frac{l^2}{c} \rho_i^{\pm}; \quad (11)$$

где V_i - скорость движения ионов в поле, создаваемом ускоренным пучком электронов в пространстве между электродом с радиусом z_1 и вакуумной камерой, имеющей радиус z_2 . Скорость ионов может быть определена выражением

$$V_i = 2\sqrt{\frac{l}{m} \delta(t) l h^2 z_2 / z_1}. \quad (12)$$

Для того, чтобы выполнялось условие (10) необходимо, чтобы

$$\delta(t) l = Q_i. \quad (13)$$

Подставив в (11) выражения для Q_i и V_i из (12) и (13) для минимальной плотности ионов $\rho_{i \min}^{\pm}$ получим

$$P_{i \min}^{\pm} \geq \frac{4\pi z_1 \cdot e \sqrt{\frac{e}{m}} \ln z_2/z_1}{\dots} \quad (14)$$

Определим соотношение между величинами ускоряемого заряда и заряда, прошедшего в течение времени измерения через внешнюю цепь. Пусть на орбите ускоряется заряд $Q_{орб}$ равный

$$\int_0^{\alpha} \rho(x) dx = Q_{орб}; \quad (x = ct), \quad (15)$$

где α — длина орбиты. Практически форма $\rho(x)$ не известна и более удобно оперировать величиной средней плотности

$$\bar{\rho} = Q_{орб} / \alpha. \quad (16)$$

В этом случае для оценки величины $P_{i \min}^{\pm}$ необходимо брать значение, определяемое ожидаемым значением $\rho(x)_{\max}$. За время одного оборота частиц по орбите, после выполнения условия (14), во внешней цепи будет течь ток, равный

$$\bar{I}_{внеш} = \frac{Q_{орб} \cdot e}{\alpha \cdot \tau}. \quad (17)$$

где τ — время одного оборота частицы. Если частица находится на орбите в течение времени ускорения T и частота повторения циклов равна f , то средний ток, измеренный электрометром, равен

$$\bar{I}_{внеш} = \frac{Q_{орб}}{\alpha} e \frac{T}{\tau} f. \quad (18)$$

В выражении (18) легко заметить, что T/τ есть число оборотов частиц по орбите, в течение которых производится измерение $\bar{I}_{внеш}$. Итак, по измеренному значению $\bar{I}_{внеш}$ и T определяется величина ускоряемого заряда

$$Q_{орб} = \bar{I}_{вн} \frac{\alpha \tau}{e T f} \quad (19)$$

или заменив $\alpha = \tau \cdot c$ получим

$$Q_{орб} = \bar{I}_{вн} \frac{\tau^2 c}{e T f}. \quad (20)$$

В этом выражении коэффициент при $\bar{I}_{внеш}$ является постоянной электрод-монитора. Так как величина является рассчитываемой константой для данного ускорителя, то и прибор является абсолютным. Найдем абсолютную точность измерения числа частиц, ускоряемых в вакуумной камере ускорителя. Она ограничивается точностью выполнения уравнения (5) при устремлении β в (3) к единице.

Пусть удовлетворяются неравенства

$$A_1 = \frac{L/2 + z}{R\sqrt{1-\beta^2}} \gg 1 \quad \text{и} \quad A_2 = \frac{L/2 - z}{R\sqrt{1-\beta^2}} \gg 1. \quad (21)$$

Величина ошибки при переходе от $Az \operatorname{sh} A_{1,2}$ к $e_n A_{1,2}$ определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{или} \quad \mathcal{X} &= e^{-e_n z A_{1,2}} \\ A &= \frac{1}{2} e^{-e_n \mathcal{X}} \end{aligned}$$

Подставив вместо A_2 его выражение из (21) получим связь между точностью измерения \mathcal{K} и величиной β

$$\beta^2 = 1 - \left(\frac{L/2 - z}{R} \right)^2 e^{2\ln \mathcal{K}}. \quad (22)$$

Сделаем оценку требуемого значения β для обеспечения точности измерения $\mathcal{K} = 10^{-3}$, при $(L/2 - z)R^{-1} \approx 1$. Подставив эти значения в (22) получим: $\beta \approx 0,9975$.

На Ереванском синхротроне на энергию 6 Гэв [5] было проведено экспериментальное исследование описанного метода измерения с целью подтверждения теоретически полученной постоянной монитора. Входящие в формулу (20) параметры имеют значения:

$\tau = 0,722 \cdot 10^{-6}$ сек, $f = 47,3$ гц. Длина электрода вдоль пучка была равна 1,7 см, $z_1 = 7,2$ см. Электрод был установлен в заземленном цилиндре с радиусом $z_2 = 12$ см. Давление остаточного газа в вакуумной камере ускорителя было $\sim 10^{-6}$ мм рт.ст.

Измерение тока осуществлялось с помощью электрометра, соединенного с электродом с помощью кабеля типа РК-50 длиной 75 м. Начальные утечки всей системы измерения тока не превышали 10^{-12} а. Измерение времени T осуществлялось счетом числа оборотов пучка, с использованием импульсов от магнито-индукционного датчика, расположенного в одном из свободных промежутков вакуумной камеры. Сигналы магнито-индукционного датчика усиливались усилителем типа В-13-14 и считались пересчетным прибором ПП-9. В качестве эталонного измерителя числа ускоренных частиц был использован квантометр Вильсона [6], расположенный у выходного окна вакуумной камеры на трассе гамма-пучка ускорителя. Ускоренные электроны наво-

дились на внутреннюю мишень с эффективной толщиной $d_{эф} = 0,1$ град. ед. Количество ускоренных частиц определялось по формуле

$$N_e = \frac{I_{кв}}{C_{кв} \cdot E_{max} \cdot d_{эф}}, \quad (23)$$

где $I_{кв}$ - ток квантометра, $C_{кв}$ - чувствительность квантометра E_{max} максимальная энергия, до которой ускорялись частицы. Для того, чтобы убедиться, что все ускоренные электроны были выведены на внутреннюю мишень, последняя перемещалась по радиусу к центру вакуумной камеры до тех пор, пока достигалась независимость отношения $I_{кв}/U_{дат}$ от положения мишени. В качестве опорного сигнала $U_{дат}$ принималась амплитуда сигнала от магнито-индукционного датчика пучка.

Чувствительность квантометра Вильсона, $C_{кв}$, для воздушного наполнения была специально определена с помощью калориметра и оказалась равной $1,3 \cdot 10^{-19}$ куд/мэв [7].

Измерения тока электрода $I_{внеш}$ и квантометра $I_{кв}$ проводились с помощью двух синхронно управляемых электрометров.

Результаты измерений показаны в таблице I. Здесь в графе E_{max} (Гэв) дана предельная энергия ускоренных электронов, определяемая постоянной и переменной составляющими силы тока в цепи питания электромагнита и радиусом закругления траектории частиц в магнитном поле $R_{закр} = 24,65$ м. Во второй графе даны значения, T , длительности цикла ускорения. В графах $I_{кв}$ и $I_{монитор}$ даны значения измеренных величин силы тока с помощью квантометра и электрода, а в графах N_e кэ, N_e - монитор, число частиц определенных, соответственно, квантометром и монитором. В послед-

ней графе даны значения силы тока во внешней цепи монитора, создаваемой одним электроном, который находится на орбите в течение времени T . Эти значения, будучи поделенными на заряд электрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ кул), определяют величину коэффициента в выражении (20). На рис. I точками обозначены результаты экспериментального измерения $I_{внеш} - \text{монитор} / Ne \text{ кВ}$.

Как видно из графика, прямая соединяющая экспериментальные точки смещена относительно начала координат на величину $T_0 = 1,75$ мсек. Этой длительности T_0 для Ереванского ускорителя, соответствует момент достижения энергии, равной 670 Мэв. Максимум спектра синхротронного излучения частиц согласно [8] определяется формулой

$$\lambda_{max} = 2,795 \frac{R_{закр}}{E^3} \quad (24)$$

В этом выражении $R_{закр}$ дан в м, E - энергия частиц в Гэв и λ в Å. Из (24) легко найти, что $\lambda \approx 230 \text{ Å}$, что соответствует энергии фотонов в максимуме спектра, равной $E_{фот.} \approx 54 \text{ эв}$. Эта величина превышает энергию, необходимую для создания одной пары ионов в воздухе, равную 34 эв. Следовательно лишь при этой энергии электронов удовлетворяется условие (14). Поэтому в выражении (20) значение T должно быть уменьшено на величину $T_0 = 1,75 \cdot 10^{-3}$ сек. Этот факт не приводит к существенному ограничению метода по той причине, что прибор предназначен для измерения числа частиц, ускоренных до предельной энергии, много превышающей порог, равный 670 Мэв. Вычисления $Q_{рб}$ по (20) после замены T на $T - T_0$ совпадают с прямой, соединяющей экспери-

ментальные точки на рис. I.

Исключение T_0 можно сделать автоматически, начав измерения лишь после истечения этого времени от начала цикла ускорения.

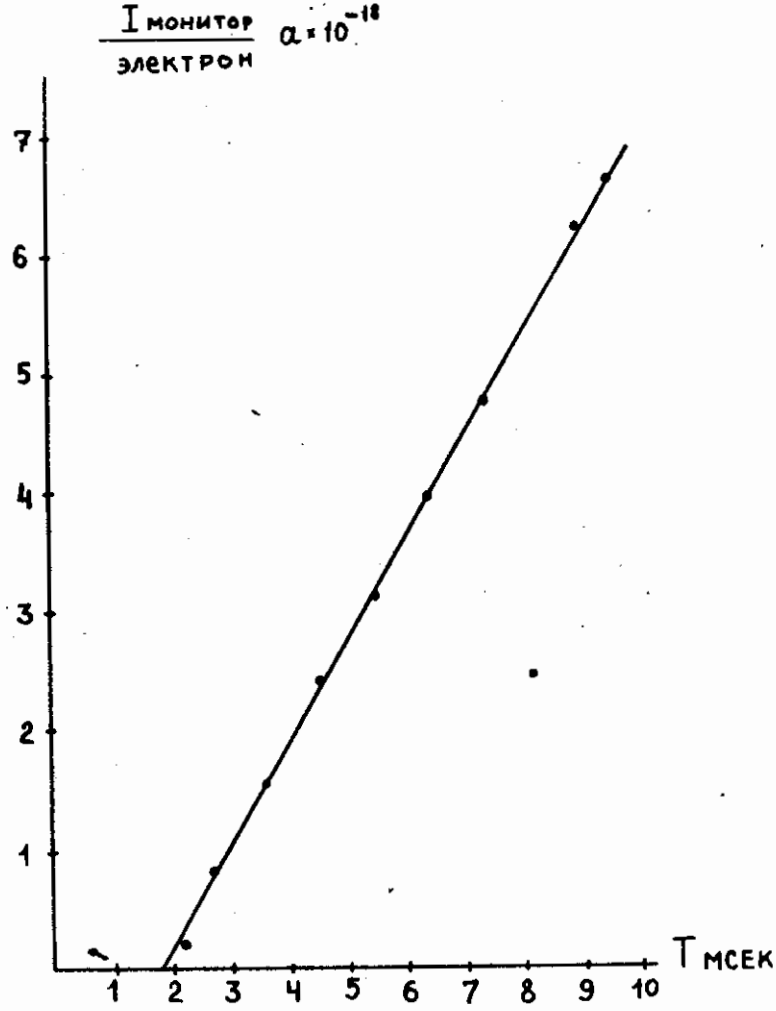
В заключение определим плотность $\rho_{i min}^{\pm}$ и, следовательно, предел возможных измерений токов ускоренных частиц, J_{max} .

Для ускорителей электронов, работающих с токами $\approx 100 \text{ мА}$, имеющих длину орбиты $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ см}$ и, соответственно, среднюю линейную плотность частиц $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ электр/см}$, при значении параметров, входящих в (14), приведенных выше, необходима плотность зарядов $\rho_{i min}^{\pm} \approx 10^5 \text{ пар ионов/см}^3$. После выполнения условия (24) точность измерения числа частиц, очевидно, складывается из точности измерения числа оборотов T/τ , точности, с которой известны значения величин, входящих в выражение (20) и точности прибора, измеряющего количество заряда в цепи электрода. Так как T/τ может быть измерено с точностью $10^{-3} + 10^{-4}$, то основная ошибка возникает из-за неточности измерительной схемы.

В заключение авторы выражают благодарность А.Ц.Аматуни и В.М.Харитонову за ряд ценных советов при выполнении работы.

Таблица I

Е (Гэв) макс	Т (мсек)	И квантометра (а)	И монитора (а)	№ по кванто- метру	№ определенных по монитору	$\frac{I_{\text{монитор}}}{N_{\text{квантометра}}}$
4,6439	9,3783	$1,96 \cdot 10^{-5}$	$4,53 \cdot 10^{-8}$	$6,865 \cdot 10^9$	$6,969 \cdot 10^9$	$6,599 \cdot 10^{-18}$
4,64	8,9264	$2,13 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-8}$	$7,43 \cdot 10^9$	$7,619 \cdot 10^9$	$6,2 \cdot 10^{-18}$
3,95674	7,3424	$1,62 \cdot 10^{-5}$	$3,2527 \cdot 10^{-8}$	$6,8844 \cdot 10^9$	$6,8545 \cdot 10^9$	$4,724 \cdot 10^{-18}$
3,377	6,3164	$1,3673 \cdot 10^{-5}$	$2,6364 \cdot 10^{-8}$	$6,72946 \cdot 10^9$	$6,7401 \cdot 10^9$	$3,923 \cdot 10^{-18}$
2,498	5,4053	$1,0017 \cdot 10^{-5}$	$1,8083 \cdot 10^{-8}$	$5,713 \cdot 10^9$	$5,6981 \cdot 10^9$	$3,168 \cdot 10^{-18}$
1,9127	4,496	$0,6008 \cdot 10^{-5}$	$0,98 \cdot 10^{-8}$	$4,136 \cdot 10^9$	$4,0275 \cdot 10^9$	$2,37 \cdot 10^{-18}$
1,3276	3,5597	$0,28902 \cdot 10^{-5}$	$0,4123 \cdot 10^{-8}$	$2,7015 \cdot 10^9$	$2,465 \cdot 10^9$	$1,527 \cdot 10^{-18}$
0,8101	2,716	$0,08982 \cdot 10^{-5}$	$0,09581 \cdot 10^{-8}$	$1,1802 \cdot 10^9$	$0,9704 \cdot 10^9$	$0,8117 \cdot 10^{-18}$
0,5626	2,1784	$0,0408 \cdot 10^{-5}$	$0,01495 \cdot 10^{-8}$	$0,7375 \cdot 10^9$	$0,2712 \cdot 10^9$	$0,2027 \cdot 10^{-18}$



ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.К.Акимов и др. ЖЭТФ, 62, стр.1231, 1972.
2. Н.М.Мочешников. "Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц". стр.965, Москва 1964 .
3. И.П.Карабеков, М.А.Мартirosян. "Атомная энергия" т.13. вып.4, стр.337, 1962.
4. А.А.Кузьмин. ПТЭ, № 4, стр.121, 1962 .
5. Ю.Г.Агбалян и др. "Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц". Атомиздат, стр.235 ,Москва 1964.
6. R.V.Wilson. Nucl.Instr.and Methods, 1,101,1957.
7. С.П.Круглов и др. ПТЭ, № 6, стр.216, 1970 .
8. D.H.Tombouljan, D.E.Vedo. Journ.Appl.Phys.29,804,1958.

Рукопись поступила 14-го октября 1973 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Заказ Q557

ВФ 03207

Тираж 300

Подписано к печати 23/1-74 г. Формат издания 30 x 40

0,8 уч.изд.л.Ц.6 к.

Отпечатано на ротавпринте

Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маргаряна 2