

В табл. 2 дан ток в импульсе ионов вольфрама различных зарядностей при двух способах подачи вольфрама в разряд: 1) в виде паров WF_6 ; 2) в виде атомов, вылетающих при распылении катода и антикатода. В первом случае суммарный ток ионов фтора в шесть раз превышает ток всех ионов вольфрама.

Для наглядности отметим, что средний ток ионов Ar_{40}^{8+} из аналогичного источника на циклотроне У-300 ОИЯИ, измеренный на внутреннем пучке на радиусе 100 см, составляет 1—1,5 мка.

Результаты проведенных экспериментов позволяют заключить, что из источника с подогревым катодом можно получить сравнительно большие токи сверхтяжелых ионов высоких зарядностей.

Основной причиной, ограничивающей выход многозарядных ионов из источника при увеличении мощности в дуге, является поступление в разрядную камеру источника частиц материалов электродов, разрушающихся во время разряда (катод и антикатод).

В заключение авторы приносят благодарность Г. Н. Флерову за проявленный интерес к экспериментам и участие в обсуждении

полученных результатов. Авторы благодарят В. П. Ковалева за операторскую помощь на стенде, А. А. Еропкину за подготовку источников и стенда к работе, Н. П. Романову за помощь в расчетах, а также О. Д. Маслова и В. Я. Выропаева за предоставление соединения WF_6 и установки для подачи его в ионный источник.

Поступила в Редакцию 15/VI 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. М. Морозов, Б. Н. Маков, М. С. Иоффе. «Атомная энергия», 2, 272 (1957).
2. А. С. Пасюк и др. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 23 (1963).
3. А. С. Пасюк, Го Ци-цянбь, Ю. П. Третьяков. Препринт ОИЯИ-1523, Дубна, 1964.
4. А. С. Пасюк, Го Ци-цянбь. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 28 (1965).
5. Ю. Д. Пигаров, П. М. Морозов. ЖТФ, XXXI, 476 (1961).
6. А. С. Пасюк, Ю. П. Третьяков, В. Станку. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 42 (1965).
7. Н. П. Романов, А. С. Пасюк. Препринт ОИЯИ-7-3090, Дубна, 1966.
8. C. O n d e r s o n, K. E h l e r s. Rev. Sci. Instrum., 27, 809 (1956).
9. Q. G h i o r s o et al. Препринт URSL-16839, 1966.

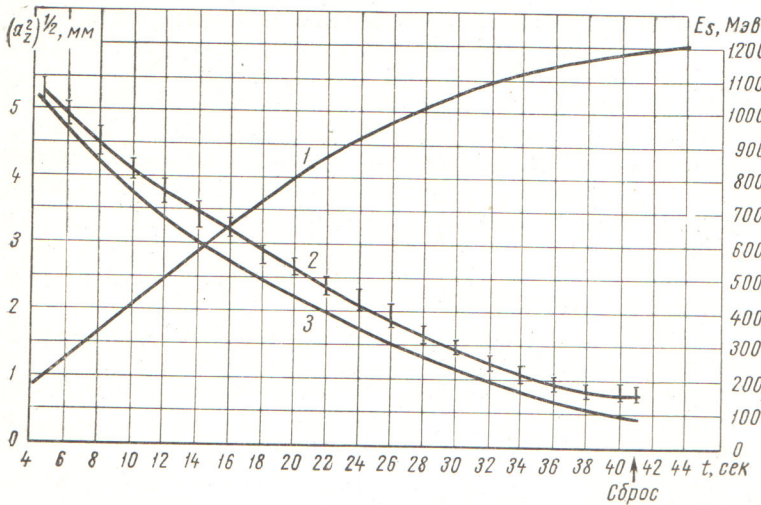
Экспериментальное исследование изменения поперечных размеров электронного пучка в синхротроне на 1,5 Гэв

Ю. А. БЕЛИК, А. А. ВОРОБЬЕВ, А. Н. ДИДЕНКО, А. В. КОЖЕВНИКОВ

УДК 621.384.612

Синхротронное излучение оказывает влияние на бетатронные и синхротронные колебания и может приводить к их возбуждению или затуханию. Так, в синхротронах со слабой фокусировкой на энергию более 1 Гэв квантовый характер излучения может настолько увеличить колебания электронов, что нормальная работа ускорителя станет невозможной. Теория этого вопроса представлена в работах [1—7]. Экспериментально влияние излучения на колебания электронов исследовалось в работах [8—10]. Наиболее удобными являются оптические методы исследования, позволяющие измерять уширение пучка даже в тех случаях, когда количество ускоряемых частиц не уменьшается. Однако пока эти методы использовались только до энергий ~ 680 Мэв. Поскольку действие квантовых флуктуаций излучения быстро растет с энергией, поведение пучка при более высоких энергиях интересно исследовать оптическими методами.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования поперечных колебаний электронов в синхротроне типа рейстрек с максимальной энергией 1,5 Гэв [11]. Слабая фокусировка, сравнительно длительное время ускорения $T_y = 42$ мсек, рост энергии по синусоидальному закону делают этот ускоритель удобным для исследования влияния квантовых флуктуаций синхротронного излучения на колебания электронов. Эксперименты проводились при максимальной энергии 1,2 Гэв. Измерения при более высоких энергиях провести не удалось из-за того, что возникающие при более высоких амплитудах высокочастотного поля механические колебания стенок резонатора приводят к сильному уменьшению интенсивности. Измерение вертикальных и радиальных размеров электронного пучка проводилось оптическим методом, описанным в работе [9]. Съемка поперечного сечения пучка электронов производилась скоростной кинокамерой со скоростью



Р и с. 1. Изменение вертикального размера электронного пучка.

2000 кадр/сек. Кинограммы цикла ускорения содержали 75—77 кадров. Первый кадр соответствовал энергии ускоряемых электронов $E_s = 190$ Мэв. Распределение интенсивности излучения по сечению изображения пучка на кинограмме измерялось на микрофотометре. Согласно работе [10] полуширина полученных микрофотограмм на уровне 0,368 от максимума $I_{\text{макс}}$ равна среднеквадратичной амплитуде колебаний электронов. Для вертикальных колебаний это справедливо всегда, а для радиальных — при отсутствии колебания центра тяжести пучка.

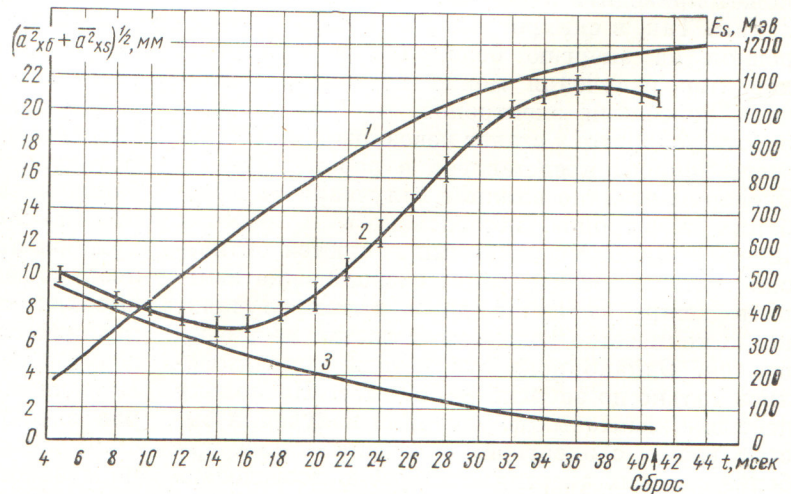
Результаты измерений по данным трех кинограмм, т. е. трех циклов ускорения, приведены на рис. 1 и 2. По горизонтальным осям графиков отложено время ускорения, по вертикальным — среднеквадратичная амплитуда соответствующих колебаний электронов. На рис. 1 показано изменение среднеквадратичной амплитуды вертикальных колебаний $(a_z^2)^{1/2}$. Здесь 1 — кривая роста энергии ускоряемых электронов, 2 — экспериментальная кривая изменения $(a_z^2)^{1/2}$, 3 — теоретическая кривая для тех же колебаний, вычисленная по формуле [2]:

$$a_z^2 = a_{z0}^2 \frac{\gamma_0}{\gamma} \exp\left(-\int_{t_0}^t \frac{W_s}{E_s} dt'\right) + \frac{13}{24} \frac{r_e \Lambda c}{\sqrt{3} \lambda n \gamma R} \int_0^t \gamma^4 \exp\left(-\int_{t'}^t \frac{W_s}{E_s} dt''\right) dt'$$

(1)

где $\gamma = \frac{E_s}{m_0 c^2}$ — релятивистский фактор; W_s — средняя мощность излучения, испускаемого электроном; n — показатель спадания магнитного поля; R — равновесный радиус электрона; $\lambda = \frac{2\pi R + 4l}{2\pi R}$ (l — длина прямолинейного участка); $r_e = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ — равновесный радиус электрона; $\Lambda = \frac{\hbar}{m_0 c}$ — комptonовская длина волны электрона.

Индекс «0» указывает на то, что соответствующая величина взята в момент инжекции. Первое слагаемое в уравнении (1) характеризует затухание колебаний, вызванное наличием излучения и ростом энергии электронов, а второе — раскачку вертикальных колебаний, обусловленную квантовыми флуктуациями излучения. Анализ уравнения (1) показывает, что радиационное затухание не дает значительно проявиться эффекту квантовой раскачки вертикальных колебаний. Сравнивая экспериментальные данные с теоретическими, можно сказать, что теория дает хорошее согласие с экспериментом. Несколько большие экспериментальные значения амплитуды вертикальных колебаний по сравнению с теоретическими можно объяснить наличием рассеяния электронов на остаточном газе. Оценка этого явления для конца ускорения дает величину $a_{z\text{рас}} \approx 0,35$ мм, что примерно соответствует разности экспериментального и теоретического зна-



Р и с. 2. Изменение радиального размера электронного пучка.

чений амплитуд вертикальных колебаний. Рассеяние на остаточном газе не позволяет в нашем случае наблюдать возможную стабилизацию вертикальных размеров пучка, предсказываемую теорией [1].

На рис. 2 показано изменение среднеквадратичной амплитуды радиальных колебаний $(a_x^2)^{1/2}$. Здесь 1 — кривая роста энергии E_s электронов; 2 — кривая полуширины микрофотограмм на уровне $0,368 I_{\text{макс}}$, что соответствует суммарной среднеквадратичной амплитуде радиальных колебаний:

$$(\overline{a_x^2})^{1/2} = (\overline{a_{x\delta}^2} + \overline{a_{xs}^2})^{1/2}, \quad (2)$$

где $\overline{a_{x\delta}^2}$ и $\overline{a_{xs}^2}$ — средний квадрат амплитуды радиальных бетатронных и радиальных синхротронных колебаний соответственно. Значения этих величин вычисляются по формулам [2]:

$$\begin{aligned} \overline{a_{x\delta}^2} = & \overline{a_{x\delta 0}^2} \frac{\gamma_0}{\gamma} \exp\left(-\frac{n}{1-n} \int_{t_0}^t \frac{W_s}{E_s} dt'\right) + \\ & + \frac{55}{24 \sqrt{3}} \frac{r_e \Lambda c F}{\lambda R (1-n)^2 \gamma} \times \\ & \times \int_{t_0}^t \gamma^6 \exp\left(-\frac{n}{1-n} \int_{t''}^t \frac{W_s}{E_s} dt'\right) dt''; \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{a_{xs}^2} = & \overline{a_{xs 0}^2} \left(\frac{\gamma_0}{\gamma}\right)^{3/2} \times \\ & \times (\sin^{1/2} \varphi_s) \exp\left(-\frac{3-4n}{1-n} \int_{t_0}^t \frac{W_s}{E_s} dt'\right) + \\ & + \frac{55}{24 \sqrt{3}} \frac{r_e \Lambda c (V \sin \varphi_s)^{1/2}}{\lambda R (1-n)^2 \gamma^{3/2}} \times \\ & \times \int_{t_0}^t \exp\left(-\frac{3-4n}{1-n} \int_{t''}^t \frac{W_s}{E_s} dt'\right) \times \\ & \times \gamma^{13/2} (V \sin \varphi_s)^{-1/2} dt'', \quad (4) \end{aligned}$$

где φ_s — равновесная фаза; F — формфактор колебаний, определяемый формой орбиты; V — амплитуда высокочастотного напряжения на резонаторе.

В выражениях (3) и (4) первое слагаемое определяет «классическое» затухание, а второе — квантовую раскачку. Кривая 3 на рис. 2 — теоретическая кривая, вычисленная по формулам (2) — (4) только с учетом первого слагаемого, т. е. без учета квантовых

флуктуаций излучения. Из сравнения кривых 2 и 3 видно, что удовлетворительное согласие между ними наблюдается только до момента времени $t \approx 15$ мсек (что соответствует энергии $E_s \approx 630$ Мэв), далее эксперимент показывает значительную раскачку радиальных колебаний электронов, вероятно, обусловленную квантовыми флуктуациями излучения. С момента времени $t \approx 33$ мсек ($E_s \approx 1120$ Мэв) заметна стабилизация радиальных колебаний, что подтверждает теорию об установившихся колебаниях, когда радиационное затухание ставит предел возрастанию амплитуды колебаний, возбуждаемых квантовыми флуктуациями. Для таких установившихся значений справедливы выражения [2]:

$$\overline{a_{x\delta}^2}_{\text{уст}} = \frac{55 \sqrt{3}}{48} \frac{\Lambda \lambda R \gamma^2}{n(1-n)}; \quad (5)$$

$$\overline{a_{xs}^2}_{\text{уст}} = \frac{55 \sqrt{3}}{32} \frac{\lambda R^2 \Omega^2}{q \omega^2} \frac{\Lambda}{r_e} \frac{\text{ctg} \varphi_s}{(3-4n)} \frac{1}{\gamma}, \quad (6)$$

где Ω — частота синхротронных колебаний; ω — частота обращения электрона; q — кратность ускорения.

Вычисленная по формулам (2), (5) и (6) величина $(\overline{a_x^2})^{1/2}_{\text{уст}}$ для момента времени $t = 40$ мсек составляет 18,8 мм, что удовлетворительно согласуется с экспериментом, который дает для этого момента времени величину 21,4 мм.

В конце цикла ускорения эксперимент показывает некоторое уменьшение радиального размера пучка. Это, вероятно, объясняется тем, что из-за колебаний стенок резонатора и связанной с этим модуляцией амплитуды высокочастотного напряжения из области фазового пространства выпадают в первую очередь электроны с наибольшей амплитудой синхротронных колебаний.

Таким образом, экспериментально показано, что до энергии 1,2 Гэв наблюдаемые значения вертикальных и радиальных размеров электронного пучка находятся в хорошем согласии с теорией, учитывающей влияние радиационного трения и квантовых флуктуаций излучения. Эксперимент подтвердил, что в синхротронах со слабой фокусировкой на энергии более 1 Гэв квантовый характер излучения вызывает значительное увеличение амплитуды радиальных колебаний пучка и мало влияет на вертикальные колебания.

В этой работе пока не удалось показать влияние квантовых флуктуаций излучения раз-

дельно на радиальные бетатронные и радиальные синхротронные колебания. В настоящее время изготавливается аппаратура для измерения амплитуды только синхротронных колебаний при помощи электронно-оптического преобразователя.

В заключение выражаем благодарность Ф. А. Королеву, А. А. Соколову, И. М. Тернову и И. П. Чучалину за участие в постановке работы и обсуждение полученных результатов.

Мы благодарны сотрудникам службы эксплуатации синхротрона, обеспечившим его работу во время измерений.

Поступила в Редакцию 12/VI 1967 г.

Многогрупповая система интегральных уравнений для описания переноса нейтронов

Б. Р. БЕРГЕЛЬСОН, И. А. РУМЯНЦЕВ, Б. З. ТОРЛИН

УДК 539.125.52

Известно, что грубая аппроксимация углового распределения быстрых нейтронов, например с помощью низких приближений P_n -метода или небольшого числа разбиений в S_n -методе, приводит к значительным ошибкам в описании пространственно-энергетического распределения нейтронов. Поэтому при рассмотрении переноса быстрых нейтронов в многогрупповом приближении целесообразно использовать для описания распространения нейтронов в пределах каждой группы непосредственно односкоростное кинетическое уравнение.

В случае плоской многозонной геометрии удобной формой записи кинетического уравнения при проведении машинных расчетов является его интегральное представление, т. е. уравнение Пайерлса.

Для амплитуды n -й гармоники потока нейтронов может быть получено следующее уравнение:

$$\Phi_n^i(x) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \int_0^{\delta} \Phi_l^i(z) |\Sigma_l^{i \rightarrow i}(z)| K_{nl}^i(x, z) dz + Q_n^i(x), \quad (1)$$

где Φ_n^i , Φ_l^i — амплитуды n -й и l -й гармоник потока $\Phi^i(x, \mu)$ в i -й группе; $\Sigma_l^{i \rightarrow i}$ — амплитуда l -й гармоники индикатрисы рассеяния, описывающей переходы внутри i -й группы; δ — толщина рассматриваемой среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Соколов и др. Сб. «Синхротронное излучение». М., «Наука», 1966.
2. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. Сб. «Ускорители элементарных частиц». М., Атомиздат, 1957.
3. F. Gutbrod. Z. Phys., **168**, 177 (1962).
4. M. Sands. Phys. Rev., **97**, 470 (1955).
5. А. А. Воробьев, И. М. Тернов. «Изв. вузов. «Физика», **1**, 236 (1960).
6. А. А. Воробьев, И. М. Тернов. Там же, **4**, 239 (1960).
7. А. А. Воробьев. «Изв. вузов. «Электромеханика», **5**, 106 (1958).
8. M. Sands. Nuovo cimento, **15**, 599 (1960).
9. Ф. А. Королев, О. Ф. Нуликов. Сб. «Синхротронное излучение», М., «Наука», 1966.
10. А. Г. Ершов. ЖЭТФ, **42**, 606 (1962).
11. А. А. Воробьев и др. «Атомная энергия», **21**, 435 (1966).

Матрица ослабления

$$K_{nl}^i(x, z) = \begin{cases} \int_0^1 P_n(\mu) P_l(\mu) e^{-\frac{y(|x, z|)}{\mu}} \frac{d\mu}{\mu} & \text{при } x > z; \\ (-1)^{n+l} \int_0^1 P_n(\mu) P_l(\mu) e^{-\frac{y(|x, z|)}{\mu}} \frac{d\mu}{\mu} & \text{при } x < z \end{cases} \quad (2)$$

выражается через табулированные функции (интегральные экспоненты). В выражении (2) $P_n(\mu)$, $P_l(\mu)$ — полиномы Лежандра;

$$y^i(|x, z|) = \left| \int_z^x \Sigma^i(t) dt \right|,$$

где Σ^i — полное сечение в i -й группе. Функция $Q_n(x)$ описывает переходы в i -ю группу из верхних групп, а также вклад в $\Phi_n^i(x)$ внешних источников нейтронов. Следует отметить, что внешние источники в выражении (1) могут быть заданы в виде любой зависимости от x и μ , в том числе и δ -образной.

Бесконечная система уравнений (1) строгим образом получена из интегро-дифференциального уравнения Больцмана, записанного в многогрупповом приближении.