

4829/2-81



сообщения
Объединенного
Института
Ядерных
Исследований
Дубна

28/9-81

P9-81-428

Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн, А.П.Сумбаев,
С.И.Тютюнников, В.Н.Шаляпин, Г.Д.Ширков

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО КОЛЬЦА
В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

1981

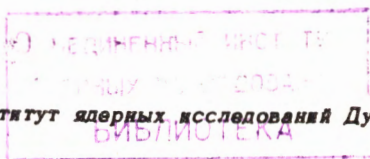
Измерение синхротронного излучения /СИ/ является одним из основных методов бесконтактной диагностики электронных колец в коллективных ускорителях^{1,2/}. По интенсивности СИ определяются энергия электронов, размеры сечения и средний радиус кольца. Большой интерес представляет нахождение полного числа электронов с помощью СИ. В связи с этой проблемой возникает вопрос об угловом распределении СИ, так как обычно угловая апертура датчиков не позволяет перекрыть весь поток излучения. В реальных условиях, например, на коллективном ускорителе ионов /КУТИ/ ОИЯИ¹, угловая ширина распределения излучения в видимой области спектра определяется в основном бетатронными колебаниями электронов.

Уширение углового распределения, обусловленное бетатронными колебаниями, — хорошо известный факт^{3/}. Особенность такого уширения в электронно-ионных кольцах состоит в том, что оно определяется не жесткостью внешней фокусировки, как обычно, а фокусировкой электронов накопленными ионами. Поскольку число ионов и их средний заряд зависят от числа электронов, то и угловая ширина СИ зависит от числа электронов. Для датчиков с узкой апертурой это может привести к нарушению пропорциональности регистрируемого /некогерентного/ света числу электронов.

В данной работе исследуется угловое распределение СИ в видимой области спектра в электронно-ионных кольцах КУТИ.

Угловое распределение полной интенсивности и поляризованного СИ измерялось на прототипе КУТИ ОИЯИ. На рис. 1а показана схема экспериментальной установки. Излучение от электронного кольца /1/ проходило через кварцевое окно /2/ и попадало на приставку /3/. Оптическое окно позволяло выводить излучение сжимающегося кольца, начиная с радиусов, меньших 9 см. В приставке в зависимости от характера измерений помещалась фотопластинка или оптическая система, схематически изображенная на рис. 1б, предназначенная для измерений углового распределения π - и σ -компонент СИ. Аналогичная система использовалась в работе 4.

Расстояние L от источника излучения до фотопластинки /ФП/ составляло 90 см. Линза L_1 сужает световой пучок для того, чтобы он полностью проходил через призму Волластона /ПВ/. Фокус линзы L_2 совмещался с изображением точечного источника в линзе L_1 . Для измерений углового распределения в диапазоне длин волн



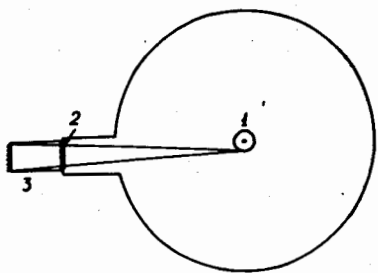


Рис. 1а

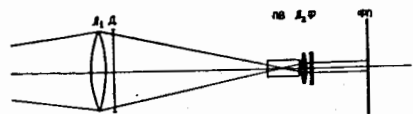


Рис. 1б

$\lambda = 4000 \div 6900 \text{ \AA}$ применялись интерференционные фильтры Φ , выделяющие область $\Delta\lambda \sim 100 \text{ \AA}$. Для раздельной регистрации π - и σ -компонент после линзы L_1 помещалась диафрагма. Здесь же размещался стандартный 9-ступенчатый ослабитель. При измерении углового распределения в схеме рис. 1 перед фотопластинкой располагался 5-ступенчатый ослабитель из лавсана.

В измерениях использовались фотопластинки изопанхрома, нормальная граница области чувствительности которых приходилась на длину волны $\lambda \approx 6500 \text{ \AA}$. Характерная спектральная чувствительность фотопластинок приведена в [5]. Фотопластинки фотометрировались, строились кривые почернения по ослабителям, после чего производилось их преобразование в распределения интенсивности по ширине изображения [5] и определялась полуширина распределения $\delta = L \theta_{\text{изл}}$. Угол $\theta_{\text{изл}}$ соответствует полуширине углового распределения на полувысоте интенсивности. В поляризационных измерениях эффективная база $L = 75 \text{ см}$.

Измерение СИ проводилось при сжатии электронных колец с числом электронов $N_e = 10^{12} \div 6 \cdot 10^{12}$. Относительное мониторингирование числа электронов проводилось по величине сигнала γ -излучения при расжатии кольца U_γ . Предварительные эксперименты показали линейную зависимость N_e от U_γ . Радиус кольца в сжатом состоянии составлял $r_0 = 3,5 \text{ см}$. Расчетное значение релятивистского фактора электронов $\gamma = 37$. Соответствующее значение критической длины волны СИ $\lambda_c = 2,9 \text{ мкм}$. Таким образом, основная часть светового излучения кольца в сжатом состоянии приходилась на красную часть спектра, что связано с сильной зависимостью интенсивности СИ от энергии электронов /при сжатии выполняется условие $r_0 \gamma \approx \text{const} / [1]$.

В экспериментах измерялись зависимости углового распределения СИ от числа электронов в кольце, от давления остаточного газа в камере адгезатора, от длины волны света.

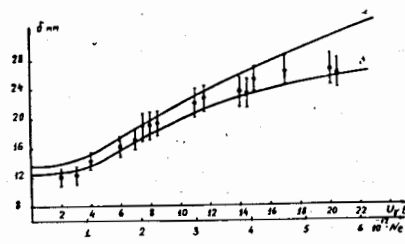


Рис. 2

Зависимость полуширины распределения интенсивности δ от числа электронов N_e , измеренного в единицах U_γ , представлена на рис. 2. На этом же рисунке сплошными линиями показаны зависимости δ от N_e /нижняя шкала оси абсцисс/, рассчитанные для двух моделей сжатия кольца. В первой /кривая а / не учитывалось уменьшение сечения электронного кольца, обусловленное ионной фокусировкой.

Начальные размеры $a_{r0} = a_{z0} = 1,7 \text{ см}$.

Кривая δ получена с учетом пинчевания электронов при накоплении ионов, $a_{r0}, z_0 = 1,5 \text{ см}$.

Расчетные значения δ найдены по распределению /см. в приложении /п. 7// и совпадают с относительной погрешностью 10% с приближенными /П.9/. Среднеквадратичные размеры \bar{a}_z и частоты аксиальных бетатронных колебаний ν_z , входящие в /П.7/, рассчитывались по методике, изложенной в [6]. При небольшом количестве электронов $N_e < 10^{12}$, когда влиянием накопленных ионов можно пренебречь, величина углового разброса электронов θ_z /п. 7/ равна 10^{-2} и сравнима с угловой расходимостью СИ, которая для $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ есть $\Psi_\lambda = 7 \cdot 10^{-3}$. Поэтому зависимость угловой ширины излучения от числа электронов слабая. При большем числе электронов влияние накопленных ионов на жесткость фокусировки становится существенным, угловой разброс растет и достигает значений $\theta_z = 2,3 \cdot 10^{-2}$ при $N_e = 6 \cdot 10^{12}$. Угловая ширина излучения при этом определяется величиной θ_z . Отметим, что расчетное значение θ_z , а следовательно, и угловая ширина излучения практически не зависят от начальных размеров электронного кольца и давления остаточного газа. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных было достигнуто в предположении, что экспериментально измеренной полуширине $\delta \approx 22 \text{ мм}$ соответствует число частиц $N_e = 3 \cdot 10^{12}$. Это приводит к линейной зависимости:

$$N_e = 2,7 \cdot 10^{11} U_\gamma (\text{В}).$$

На рис. 3,4 представлены характерные распределения интенсивности СИ по ширине фотопластинки l для $U_\gamma = 0,2 \text{ В}$ и $U_\gamma = 8 \text{ В}$ соответственно. Сплошные кривые - результаты эксперимента, пунктирные - рассчитанные по формуле /П. 7/.

Зависимости ширины распределения СИ от длины волны излучения λ и давления P остаточного газа в камере адгезатора приведены на рис. 5.

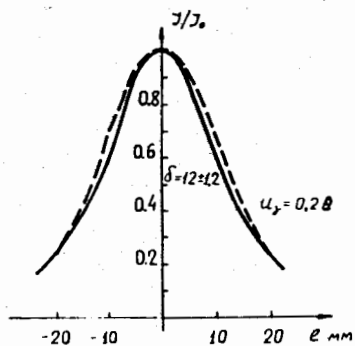


Рис. 3

Наиболее отчетливо зависимость от λ должна проявляться при небольшом числе электронов, поэтому в спектральных измерениях число электронов $N_e \approx 5 \cdot 10^{11} / U_\gamma = 2$ В/. Зависимость полуширины δ от величины P регистрировалась при $N_e \approx 2 \cdot 10^{12} / U_\gamma = 8$ В/. В соответствии с расчетами величина δ в пределах ошибок не зависит от λ и P .

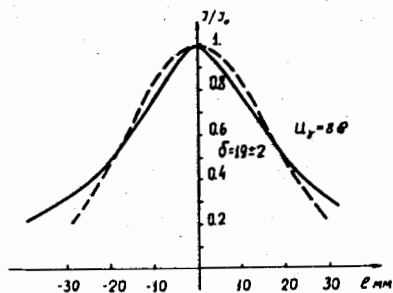


Рис. 4

На рис. 6 показано распределение интенсивности π -компоненты СИ при $U_\gamma = 3$ В. Сплошная кривая - экспериментальные значения, пунктирная - расчет согласно формулам /П. 6, П. 7/. Форма распределения интенсивности π -компоненты существенно зависит от углового разброса электронов. При $\theta_z^2 < \frac{\lambda}{3\lambda_0 \gamma^2}$ распределение имеет характерную двугорбую форму. Такие распределения экспериментально наблюдались в/4/. При выполнении обратного неравенства распределение имеет один максимум. Экспериментально измеренное отношение интенсивности π - и σ -компонент в центре распределения составляло $\sim 3\%$ и соответствовало расчетному.

В заключение сформулируем основные результаты работы:

1. Угловое распределение синхротронного излучения электронного кольца в коллективном ускорителе существенно зависит от числа накопленных ионов, изменяющих угловое распределение электронов. Так как число ионов растет с увеличением числа электронов в кольце, то в проведенных экспериментах проявлялась зависимость углового распределения СИ от числа электронов. При изменении числа электронов от $5 \cdot 10^{11}$ до $6 \cdot 10^{12}$ ширина углового распределения СИ в видимой области спектра менялась более чем в два раза.

2. В соответствии с теоретическими расчетами угловая ширина СИ практически не зависела от длины волны излучения в интервале $\Delta\lambda = 4100 \div 6900 \text{ \AA}$ и от давления остаточного газа в камере в диапазоне давлений $1 \div 5 \cdot 10^{-7}$ Торр.

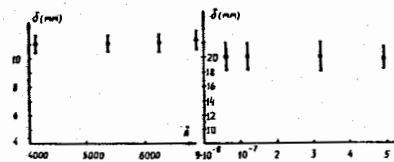


Рис. 5

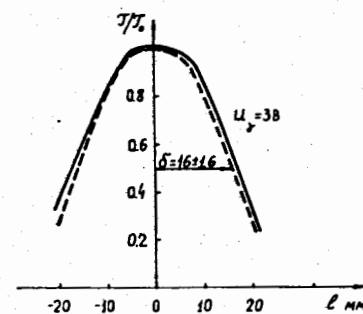


Рис. 6

3. Измеренные угловые распределения π - и σ -компонент излучения хорошо согласуются с расчетными.

4. Зависимость углового распределения от числа электронов в кольце следует учитывать при абсолютных измерениях числа электронов по СИ.

Авторы выражают благодарность В.П.Саранцеву и Г.В.Долбилу за поддержку работы, В.С.Александрову за помощь при ее проведении и В.А.Свиридову за обсуждение результатов, а также А.П.Кобзеву за предоставленную для измерений призму Валластона.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Влияние бетатронных колебаний на угловое распределение синхротронного излучения

Уширение углового распределения СИ, связанное с бетатронными колебаниями электронов в ускорителе, объясняется на основе простых качественных соображений. Так как излучение сосредоточено в малой области углов ($\Psi_\lambda \sim \frac{1}{\gamma}$) вблизи направления скорости электрона в момент излучения, а среднеквадратичное угловое отклонение частиц от медианной плоскости θ_z определяется аксиальными бетатронными колебаниями, то полуширина углового распределения есть /3/

$$\theta_{\text{изл.}} = \sqrt{\Psi_\lambda^2 + \theta_z^2}. \quad /П.1/$$

Здесь приводится вывод этого соотношения и рассчитывается форма углового распределения спектральной линии.

Для расчета используем систему координат и выражение для фурье-компоненты вектор-потенциала из/7/:

$$\vec{A}_\omega = \frac{e^{ikR_0}}{cR_0} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{e} \dot{r}_0 e^{i[\omega t - k_0^2(t)]} dt, \quad /П.2/$$

где e - заряд электрона; c - скорость света в вакууме; R_0 - расстояние от излучателя до точки наблюдения; \vec{k} - волновой вектор; \vec{r}_0, \vec{v}_0 - радиус-вектор и скорость частицы, учитывающие бетатронные колебания.

Используя стандартную процедуру, разложим показатель экспоненты в /П.2/ по степеням $(t-t_0)$, вплоть до членов третьего порядка / t_0 - момент излучения частицы/. Кроме того, разложим угловую скорость электрона по амплитудам бетатронных колебаний $a_{r,z}$, оставляя члены второго порядка малости^{8/}. Для экспоненциала получаем выражение

$$\omega t - \vec{k} \vec{r}_0(t) = \frac{\omega(t-t_0)}{2} \left[\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\dot{x}_0^2}{\omega_0^2 r_0^2} + \left(\theta - \frac{a_z v_z \sin \phi_z}{r_0} + \frac{1}{3} \omega_0^2 (t-t_0)^2 \right) \right] \quad /П.3/$$

Здесь r_0, ω_0 - радиус и частота обращения равновесной частицы; v_z, ϕ_z - безразмерная частота и начальная фаза аксиальных бетатронных колебаний; x_0 - отклонение частицы от равновесного радиуса; θ - угол между плоскостью орбиты равновесной частицы и волновым вектором.

Наибольший вклад в интеграл /П.2/ дают участки траектории электрона /соответственно моменты излучения t_0 / , на которых выполняется условие

$$\frac{\dot{x}_0^2}{\omega_0^2 r_0^2} \ll \frac{1}{\gamma^2} \quad /П.4/$$

Подставим /П.3/ в /П.2/ с учетом /П.4/ и вычислим интенсивность излучения в единицу времени, пренебрегая членами $\sim a_{r,z}/r_0$ в \vec{r} , в результате получим

$$DI_{\Sigma} = DI_{\sigma} + DI_{\pi} \quad /П.5/$$

Интенсивности излучения π -, σ -компонент $I_{\pi,\sigma}$ равны

$$DI_{\sigma} = \frac{d^2 I_{\sigma}(\lambda, \theta)}{d\lambda d\theta} = \frac{27}{\pi^2} I_0 \frac{\gamma}{\lambda_c} \xi^4 (1+u^2)^2 K_{2/3}^2 (\xi(1+u^2)^{3/2}) \quad /П.6а/$$

$$DI_{\pi} = \frac{d^2 I_{\pi}(\lambda, \theta)}{d\lambda d\theta} = \frac{27}{\pi^2} I_0 \frac{\gamma}{\lambda_c} \xi^4 (1+u^2) u^2 K_{1/3}^2 (\xi(1+u^2)^{3/2}) \quad /П.6б/$$

Здесь $I_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{r_0^2} \gamma^4$ - полная интенсивность излучения в единицу

времени; $\lambda_c = \frac{4\pi r_0}{3\gamma^3}$ - критическая длина волны; $\xi = \frac{\lambda_c}{2\lambda}$;

$$u = \gamma \left(\theta - \frac{a_z v_z \sin \phi_z}{r_0} \right).$$

Для нахождения интенсивности излучения электронного кольца предположим, что электроны равномерно распределены по фазам аксиальных бетатронных колебаний и имеют гауссовское распределение по амплитудам a_z . Усредняя выражения /П.6/ по распределению электронов, получим

$$\overline{DI}_{\Sigma,\sigma,\pi} = \frac{N_e}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} DI_{\Sigma,\sigma,\pi}(\xi, \gamma(\theta - \theta_z v)) e^{-v^2/2} dv, \quad /П.7/$$

$$\theta_z = \frac{\bar{a}_z v_z}{r_0},$$

где \bar{a}_z - среднеквадратичный аксиальный размер сечения электронного кольца; N_e - число электронов.

Аналогичное выражение для интенсивности СИ получено в работах^{9,10/}. В соответствии с /П.7/ бетатронные колебания не влияют на полную интенсивность излучения, что вполне естественно.

В случае $\xi \gg 1$ из формулы /П.7/ получаем асимптотическое выражение для интенсивности излучения электронного кольца:

$$\overline{DI} = \frac{I(\xi) N_e}{\sigma \sqrt{2\pi} (\theta_z^2 + \frac{1}{6\xi\gamma^2})} \exp \left[- \frac{\theta^2}{2 (\theta_z^2 + \frac{1}{6\xi\gamma^2})} \right] \quad /П.8/$$

В этой формуле $I(\xi)$ - спектральная плотность излучения электрона.

Таким образом, мы получили полуширину углового распределения синхротронного излучения вида /П.1/:

$$\theta = \sqrt{\theta_z^2 + \frac{1}{6\xi\gamma^2}} \quad /П.9/$$

со значением

$$\Psi_{\lambda}^2 = \frac{1}{6\xi\gamma^2} \quad /П.10/$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
2. Olson C.L., Schumacher U. Collective Ion Acceleration. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979.
3. Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. УФН, 1977, 122, 3, с. 369.

4. Королев Ф.А., Куликов О.Ф. В кн.: Синхротронное излучение. "Наука", М., 1966, с. 195.
5. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. "Наука", М., 1979.
6. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ЖТФ, 1980, 50, с. 1722.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. "Наука", М., 1967.
8. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. Физматгиз, М., 1962.
9. Жуковский В.Ч., Шишанин О.Е. ЖЭТФ, 1971, 61, с. 1371.
10. Гук И.С., Гладких П.И., Кононенко С.Г. Письма в ЖТФ, 1981, 7, 1, с. 44.

Казаринов Н.Ю. и др. Угловое распределение синхротронного излучения электронно-ионного кольца в видимой области спектра P9-81-428

Исследуется угловое распределение синхротронного излучения электронно-ионного кольца в видимой области спектра. Экспериментально обнаружено уширение углового распределения излучения при накоплении ионов, связанное с увеличением углового разброса электронов. Получены зависимости ширины углового распределения от числа электронов, длины волны света, давления остаточного газа в камере адгезатора. Проведены измерения углового распределения поляризованного света. Измеренные угловые распределения сравниваются с расчетными.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1981

Kazarinov N.Yu. et al. Angular Distribution of Synchrotron Radiation of Electron Ion Ring in Spectral Visible Region P9-81-428

The angular distribution of the synchrotron radiation of the electron ion ring in the spectral visible region was studied. The experimental results give the light angular distribution spreading induced by increasing of the electron angular spread during the ion loading. Dependences of the light angular distribution width on the electron number, light wave length, residual gas pressure in the compressor chamber are obtained. Measurements of the angular distribution of the polarized light were performed. The experimental angular distribution is compared with the calculated one.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1981

Перевод аннотации О.С.Виноградовой.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июня 1981 года.