

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.124 : 621.384.612

О. Ф. КУЛИКОВ, А. С. ЯРОВ

ЕСТЕСТВЕННАЯ КОЛЛИМАЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И АКСИАЛЬНЫЕ РАЗМЕРЫ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА

По теории, учитывающей радиационное затухание аксиальных колебаний электронов в синхротроне, амплитуда колебаний быстро падает практически до нуля. Однако в работе Королева и др. [1] было обнаружено, что примерно в середине синхротронного цикла затухание прекращается, а затем начинается раскачка колебаний. В связи с этим привлекает внимание высказанное предположение [2] о том, что возможность измерения амплитуд колебаний существенно ограничивается эффектом коллимации синхротронного излучения и уширение сгустка за счет этого эффекта весьма значительно.

Такой вывод основан на следующих соображениях. При испускании фотона электрон получает импульс отдачи $p = \hbar\omega/c = \hbar/\lambda$; его аксиальная составляющая $p_z \approx (\hbar\omega/c) \alpha$, где α — вероятный угол вылета фотона, который, как известно, варьируется в пределах узкого конуса с угловым раствором $\theta \sim mc^2/E = 1/\gamma$. Используя соотношение неопределенности $\Delta z \Delta p_z \approx \hbar$, получаем формулу для минимальных размеров по вертикали электронного сгустка

$$(\Delta z)_{\min} \approx 2\lambda (E/m_0c^2). \quad (1)$$

Учитывая параметры эксперимента [1] и положив $\lambda = 500$ мкм (средняя длина волны в видимом диапазоне спектра, в котором велось наблюдение), получаем $(\Delta z)_{\min} \approx 1$ мм и линейную зависимость $(\Delta z)_{\min} \sim E$ в области больших энергий, которая наблюдалась в эксперименте. Однако из формулы (1) следует также зависимость минимальных размеров сгустка от длины волны излучения, на которой ведется наблюдение.

Для проверки этой зависимости на синхротроне ФИАН СССР на 680 Мэв нами проводилась скоростная съемка синхротронного излучения через два различных светофильтра: $\lambda 578$ мкм с полушириной $\Delta\lambda \approx 30$ мкм и $\lambda 436$ мкм с $\Delta\lambda \approx 40$ мкм. Более узкополосные и длинноволновые фильтры использовать не удалось из-за недостаточного количества пропускаемого ими света и ограниченной спектральной чувствительности пленки. Кадры с изображениями поперечного сечения сгустка обрабатывались методом, описанным в [1].

Результаты приведены на рис. 1. На экспериментальной кривой (1) представлены значения среднеквадратичных амплитуд (σ_a) аксиальных колебаний электронов при фотографировании сгустка соответственно через желтый ($\lambda 578$ мкм) и синий ($\lambda 436$ мкм) светофильтры. Сплошная кривая (2) описывает изменение энергии электронов во времени. Пунктирные кривые соответствуют моменту «перезахвата» (выключения первого и включения второго резонатора) и началу «плато» (отрезок времени, в течение которого энергия электронов остается постоянной). Разница в величинах амплитуд вблизи момента перезахвата, по-видимому, обусловлена различием условий захвата электронов в режим ускорения вторым резонатором. В дальнейшем среднеквадратичные амплитуды колебаний становятся одинаковыми и затухание их протекает совершенно идентично. Примечательно, что в минимуме кривые также совпадают. По формуле (1) минимальные размеры сгустка при фотографировании через разные

фильтры должны различаться в 1,33 раза, однако даже максимальный разброс экспериментальных точек не превышает 15%.

Результат эксперимента можно объяснить следующим образом. Во-первых, поскольку речь идет о минимальных размерах сгустка, при выводе зависимости $\Delta z = f(\lambda, E)$ следует воспользоваться более точным выражением соотношения неопределенности $\Delta z \Delta p_z \approx \hbar/2$ и учитывать полный угол коллимации, а не его половину. При этом расчетная величина $(\Delta z)_{\min}$ уменьшается в 25 раз. Во-вторых, угол коллимации обусловлен не только фотонами видимого света, а всем квазинепрерывным спектром. Известно, что максимум энергии излучения приходится на частоту $\omega_m \approx (3/2) \omega_0 \gamma^3$,

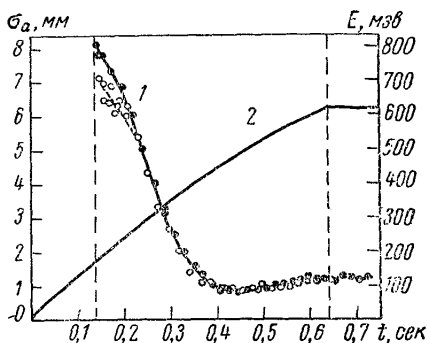


Рис. 1

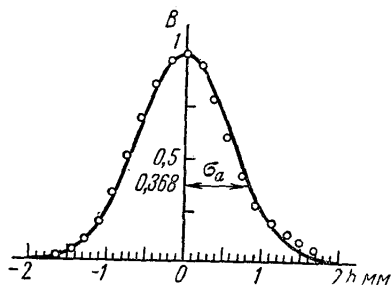


Рис. 2

(ω_0 — частота обращения электрона по орбите). Положив среднюю энергию фотона равной $\hbar\omega_m$, получим величину вертикальной составляющей импульса отдачи электрона $p_z \approx (3/2) (\hbar\omega_0/c) \gamma^3 \alpha$. Неопределенность вертикальной составляющей импульса и минимальный размер сгустка в этом случае соответственно равны $\Delta p_z \approx (3/2) (\hbar\omega_0/c) \gamma^2$ и

$$\Delta z_{\min} \approx \left(\frac{R}{3} \right) \left(\frac{m_0 c^2}{E} \right)^2, \quad (2)$$

где $R = c/\omega_0$ — радиус орбиты электрона. Результат, идентичный (2) с точностью до постоянного коэффициента, близкого к единице, получен Ю. М. Лоскутовым путем интегрирования по всему спектру излучаемых фотонов. Таким образом, $(\Delta z)_{\min}$ не зависит от длины волны излучения, на которой ведется наблюдение, и уменьшается с увеличением энергии электрона. В нашем случае $(\Delta z)_{\min} \sim 10^{-3}$ мм; следовательно, эффект уширения сгустка за счет неопределенности угла вылета фотона не должен сказываться на результатах наших измерений.

Этот вывод подтверждается следующими соображениями. Распределение электронов по амплитудам колебаний подчиняется закону Рэлея — Гаусса $p(a) = (2N/\sigma^2) a \exp(-a^2/\sigma^2)$, где N — число электронов. При этом яркость в сечении сгустка, как показано Ершовым [3], изменяется по закону Гаусса. Уширение сгустка должно исказить это распределение симметрично относительно максимума. Нами было промерено распределение яркости сгустка в аксиальном направлении в момент времени, соответствующий минимуму кривой 1. Экспериментальные точки, как видно на рис. 2, хорошо ложатся на гауссовскую кривую. Это говорит о том, что мы определяем именно среднеквадратичную амплитуду колебаний. Небольшое искажение формы сгустка асимметрично относительно максимума и не может быть объяснено указанным эффектом.

Явления стабилизации и раскачки аксиальных колебаний еще не нашли достаточного объяснения, хотя попытки такого рода были сделаны (например, [4]).

В заключение выражаем благодарность Ю. М. Лоскутову за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Korolev F. A., Ersov A. G., Kulikov O. F. Nuovo Cim., 18, 1033, 1960; ЖЭТФ, 40, 1644, 1961.
2. Bernardini C. et al. Laboratori Nazionali di Frascati (LNF), 63/63, 1963.
3. Ершов А. Г. ЖЭТФ, 42, 669, 1962.
4. Соколов А. А., Тернов И. М., Лоскутов Ю. М. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 3, 101, 1964.

Поступила в редакцию
16.1 1965 г.

Кафедра оптики