

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 621.384.63

## АСИММЕТРИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. М. Хапаев, А. С. Яров, А. В. Подвезько

*(кафедра физики ускорителей высоких энергий)*

Асимметрия углового распределения мощности излучения релятивистских электронов в синхротроне интерпретируется на базе предложенной модели ангармоничных бетатронных колебаний электронов. В анализе использован метод Боголюбова—Крылова; результаты компьютерного расчета согласуются с экспериментом.

Уникальные свойства синхротронного излучения (СИ) релятивистских электронов широко известны и хорошо изучены [1, 2]. Одним из них является ярко выраженная направленность СИ. Спектрально-угловое распределение СИ в квазиклассическом приближении описывается формулой Шотта [2]

$$W(\lambda, \psi) = \frac{27}{32\pi^3} \frac{e^2 c}{R^2} \left( \frac{4\pi R}{3\lambda\gamma^3} \right)^4 \gamma^8 [1 + (\gamma\psi)^2] \times \\ \times \left\{ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{(\gamma\psi)^2}{1 + (\gamma\psi)^2} K_{1/3}^2(\xi) \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $W(\lambda, \psi)$  — мощность излучения в единицу телесного угла,  $\xi = (4\pi R/6\lambda\gamma^3) [1 + (\gamma\psi)^2]^{3/2}$ ,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $R$  — радиус орбиты,  $\gamma = \mathcal{E}/mc^2$  — релятивистский фактор,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $\psi$  — угол наклона луча к плоскости орбиты.

Эксперимент показал в целом неплохое согласие с теорией [3, 4], тем не менее имеются и систематические отклонения, которые особенно четко наблюдаются для  $\pi$ -компоненты поляризации излучения: с электрическим вектором, перпендикулярным к плоскости орбиты (второе слагаемое в фигурных скобках (1)).

Первое разногласие с теорией — наличие излучения  $\pi$ -компоненты в плоскости орбиты — адекватно объяснялось в [3] влиянием аксиальных бетатронных колебаний. В дальнейшем был предложен эффективный метод коррекции диаграммы направленности СИ за счет подавления бетатронных колебаний [5]. Второе расхождение проявилось в четко выраженной асимметрии углового распределения — неравенстве максимумов  $\pi$ -компоненты СИ. Существование асимметрии в [3] не вызывает никаких сомнений ввиду систематического воспроизведения при многократном исследовании СИ в самых разных условиях. Интересно, что при магнитной коррекции [5] диаграммы направленности асимметрия была элиминирована. Ввиду этого изначальная магнитная природа ее очевидна; однако механизм ее возникновения еще не ясен и до настоящего времени не изучался.

Логичным представляется предположение о связи указанной асимметрии с ангармоничным характером аксиальных бетатронных колебаний; при этом интуиция подсказывает, что весьма вероятным может быть искажение колебаний, изображенное на рис. 1. Рассмотрим воп-

рос о конкретном виде нелинейности. По существу, требуется построить модифицированное уравнение Керста—Сербера вида

$$\ddot{z} + \omega_0 n z = \mu f(z, \dot{z}), \quad (2)$$

где  $n$  — показатель магнитного поля,  $\omega_0$  — циклическая частота,  $\omega_0 \sqrt{n} = \omega_z$  — частота аксиальных бетатронных колебаний,  $\mu$  — малый параметр,  $f$  — искомая функция.

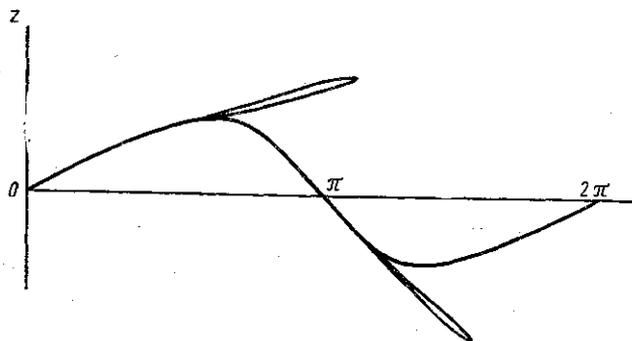


Рис. 1. Трансформированная траектория электрона в вертикальной плоскости

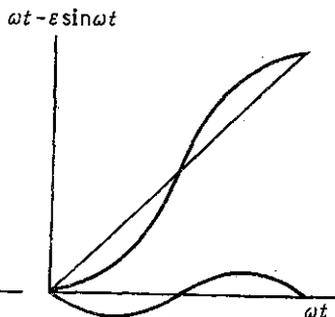


Рис. 2. Динамика фазы для нелинейного колебания (3)

Нетрудно видеть, что уравнение траектории, изображенной на рис. 1, должно иметь вид

$$z = a \sin(\varphi - \varepsilon \sin \varphi), \quad (3)$$

так как фаза в этом случае меняется в соответствии с рис. 2: около значений  $\pi + 2k\pi$  ( $k=0, 1, 2, \dots$ ) наблюдается быстрый рост фазы, а около значений  $2k\pi$  — более медленный.

Для решения уравнения (2) используем метод Боголюбова—Крылова [6]; с этой целью введем замену переменных:

$$z = a(t) \sin(\omega_z t + \vartheta(t)), \quad (4a)$$

$$\dot{z} = a(t) \omega_z \cos(\omega_z t + \vartheta(t)). \quad (4б)$$

Иными словами, мы предполагаем зависимость амплитуды и фазы от времени. Подставив (4) в (2) и опуская промежуточные расчеты, получим

$$\frac{da}{dt} = \frac{\mu}{\omega_z} f(a \sin \omega_z t, -a \omega_z \cos \omega_z t) \cos \omega_z t, \quad (5a)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -\frac{\mu}{\omega_z a} f(a \sin \omega_z t, -a \omega_z \cos \omega_z t) \sin \omega_z t. \quad (5б)$$

Для более полного соответствия траектории рис. 1 фаза в (3) может быть выражена также в виде

$$\Phi = \varphi - \varepsilon \sin^m \varphi \quad (6)$$

с нечетным  $m$  (последнее условие следует из рис. 2). Следовательно, проинтегрировав (5б), мы должны получить

$$\vartheta = C \sin^m \omega_z t. \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что мы удовлетворим этому условию, выбрав функцию  $f$  в виде

$$f = a^2 \omega_z \sin \omega_z t \cos \omega_z t, \quad (8)$$

что с учетом (3) преобразует исходное уравнение (2) к виду

$$\ddot{z} + \omega_z^2 n z = \mu z \dot{z}. \quad (9)$$

Тогда из (4) получаем

$$a = \bar{a} - \frac{\mu \bar{a}}{3\omega_z} \cos^3 \omega_z t, \quad (10a)$$

$$\vartheta = -\frac{\mu \bar{a}}{3\omega_z} \sin^3 \omega_z t, \quad (10б)$$

где  $\bar{a}$  есть среднее значение величины  $a(t)$  за период колебания. В свою очередь, так как  $\vartheta(t)$  представляет собой возмущение фазы, среднее значение за период  $\overline{\vartheta(t)} = 0$ .

Подставив решения (10) в (3), имеем

$$z(t) = \bar{a} (1 - \varepsilon \cos^3 \omega_z t) \sin [\omega_z t - \varepsilon \sin^3 \omega_z t], \quad (11)$$

где вводится для удобства величина

$$\varepsilon = \mu \bar{a} / 3\omega_z. \quad (12)$$

Функция (11) была протабулирована для различных значений  $\varepsilon$ . Результаты представлены на рис. 3, где изображены развернутые по азимуту траектории электрона в вертикальной плоскости; нетрудно ви-

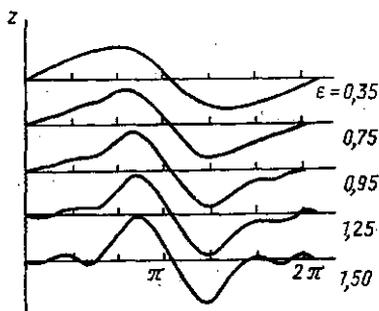


Рис. 3. Динамика фазы для нелинейного колебания электрона для различных  $\varepsilon$ , рассчитанная по формуле (11)

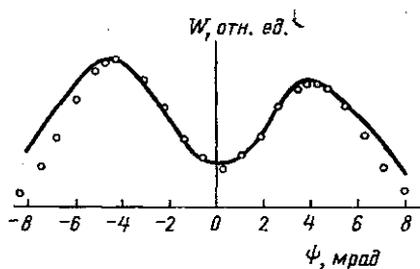


Рис. 4. Угловое распределение интенсивности  $l$ -компоненты СИ для случая  $\varepsilon = 0,95$ . Точки — эксперимент, кривая — теория,  $\lambda = 436$  нм

деть, что они, отличаясь друг от друга в деталях, в целом напоминают идеализированную траекторию на рис. 1. Очевидно, что лишь конкретный расчет может выделить преимущество одной из них в аспекте соответствия результатам эксперимента.

Мгновенное направление вектора скорости в произвольный момент времени определяется углом отклонения от плоскости орбиты  $\alpha = \dot{z}/v_0$ , где  $v_0 = \omega_0 R \approx \text{const}$ , а  $z$  следует из (4); иными словами, угол подвержен колебаниям с уже исследованной нелинейностью. Это означает, что при расчете углового распределения СИ в формуле (1) необходимо вертикальный угол  $\psi$  заменить на  $\psi + \alpha$ . В результате физическая картина сводится к ангармоничным колебаниям диаграммы направленности, что при усреднении должно привести к асимметричному угловому распределению СИ.

На рис. 4 приведен результат расчета по (1) интенсивности  $\pi$ -компоненты для случая  $\epsilon = 0,95$  в сравнении с экспериментальной кривой. Согласие можно считать вполне удовлетворительным.

Отметим одно важное практическое обстоятельство. Как известно, СИ широко используется в спектроскопических исследованиях; при этом наиболее тонкие эксперименты проводятся с поляризованным излучением. Полученный результат предоставляет дополнительные возможности для управления поляризационными свойствами реального излучения. В частности, с учетом фазового сдвига  $\pi/2$  между линейными компонентами излучения можно увеличить степень циркулярной поляризации в определенном диапазоне углов. В этом аспекте представляется целесообразным поиск новых нелинейностей магнитного поля.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974.  
 [2] Кунц К. Синхротронное излучение. М., 1981. [3] Королев Ф. А., Куликов О. Ф., Яров А. С. // ЖЭТФ. 1962. 43. С. 1653. [4] Joos P. // Phys. Rev. Lett. 1960. 4. P. 558. [5] Шорин К. Н., Яров А. С., Орлов В. А. // Опт. и спектр. 1981. 51, № 5. С. 855. [6] Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., 1974.

Поступила в редакцию  
20.06.90

УДК 539.12.01

### ПОДАВЛЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ЧАРМОНИЯ В АДРОННОМ ГАЗЕ

Р. Н. Фаустов, И. Г. Василевская

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Исследуется проблема подавления рождения чармония  $J/\psi$  при столкновениях тяжелых ионов. Рассмотрены процессы дезинтеграции чармония в адронном газе  $\pi + J/\psi \rightarrow \pi + c + \bar{c}$  и  $\rho + J/\psi \rightarrow D + D$ . На основании полученных результатов можно полагать, что вклад дезинтеграции чармония при столкновениях с адронами газа в подавление рождения  $J/\psi$  и вклад, обусловленный образованием кварк-глюонной плазмы, являются эффектами одинакового порядка величины.

Эффект подавления рождения  $J/\psi$ -частиц при столкновениях тяжелых ионов был предсказан Мацуи и Затцем в работе [1]. В экспериментах группы NA-38 наблюдалось подавление рождения чармония  $J/\psi$  при столкновениях  $^{16}\text{O} - ^{238}\text{U}$  с энергией 200 ГэВ на нуклон [2]. Интерпретация полученных данных неоднозначна. Экспериментально найденная зависимость подавления рождения чармония от полных передаваемых энергии и импульса может быть объяснена в рамках различных моделей, основанных на следующих механизмах подавления  $J/\psi$ : а) дис-