жений и связанных с этим эффектов "убегания" электронов, жесткого излучения ВР.

Для проверки данного предположения цепь резистора R отключалась. Между электродами вспомогательного разряда включался дополнительный малоиндуктивный генератор с емкостью в ударе 3 нф, запускающийся на 0.1–1 мкс раньше основного ГИНа. На рис. 2,*а* приведена зависимость ΔU_g от напряжения $U_{\text{в}}$ холостого хода вспомогательного генератора. Насыщение ΔU_g достигается уже при $U_{\text{в}}$, ненамного превосходящих напряжение статического пробоя вспомогательного зазора. Дальнейшее повышение перенапряжения не влияло на величину диапазона устойчивости основного разряда.

Таким образом, основным механизмом реализации больших длительностей горения основного разряда при инициировании его вспомогательным ОСР следует считать однородную подпитку его катодной зоны электронами, эмиттируемыми из плазмы уже сформированного ВР. Плотность и длительность тока ВР целесообразно иметь существенно (примерно на порядок) меньше, чем в основном разряде. Большие перенапряжения на ВР не являются необходимым условием формирования устойчивого основного разряда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 93-02-3482.

Список литературы

[1] *Ковальчук О.Б., Миненков В.Р., Шубин Б.Г., Фирсов К.Н.* // Тез. докл. VI конф. по физике газового разряда. Казань, 1992. С. 35–36.

[2] *Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Прохоров А.М., Фирсов К.Н.* // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 12. С. 2538–2540.

[3] *Павловский О.И., Басманов В.Ф., Босамыкин В.С.* и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 3. С. 428–431.

01;02;10 *Журнал технической физики, т. 64, в. 8, 1994*

СВОЙСТВА СИНХРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СИСТЕМЕ FODO

О.Е.Шишанин

Московский автомобилестроительный институт,
109280

(Поступило в Редакцию 25 января 1994 г.)

Эта заметка является продолжением работ [1,2], где прямолинейные промежутки не рассматривались. Необходимость данной задачи обусловлена тем, что именно система FODO наиболее часто используется при создании мощных электронных синхротронов, таких как DESY, и полученные здесь формулы могли бы быть проверены экспериментально.

В рассматриваемом случае будем раскладывать в ряд Фурье не градиент магнитного поля n, как в [1,2], а сами составляющие этого поля H_z, H_r. Пусть вся орбита состоит из N периодов, где фокусирующие и дефокусирующие магнитные поля действуют на криволинейных участках длиной a и с радиусом R, а расстояние между магнитами l. Тогда длина орбиты

$$S = 2\pi R_0 = 2\pi R + 2Nl,$$

где R_0 — так называемый средний радиус, причем

$$R_0 = R(1+k), \qquad k = \frac{Nl}{\pi R} = \frac{l}{a} \ll 1.$$

В итоге компоненты магнитного поля можно представить как

$$H_z = H_0\left(\frac{a}{a+l} - \frac{\rho}{R}f(\tau)\right), \qquad H_z = -H_0\frac{z}{R}f(\tau), \tag{1}$$

где

$$f(\tau) = \frac{4n}{\pi}\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{1}{2\nu+1}\sin(2\nu+1)\frac{\tau_1}{2}\cos\left((2\nu+1)\left(\tau - \frac{\tau_1}{2}\right)\right),$$

$$\tau = N\varphi, \qquad \tau_1 = \frac{\pi a}{a+l}.$$

Функция $f(\tau)$ "включает" фокусировку и дефокусировку в соответсвующих местах траектрории, в прямолинейных промежутках она равна нулю. Ведущее магнитное поле H_0 усреднили по всей длине периода.

С помощью (1) система уравнений для движения электрона примет вид

$$\frac{d^2\rho}{d\tau^2} + \frac{1}{N^2}\left(1-(1+k)^2 f(\tau)\right)\rho = 0, \tag{2}$$

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} + \frac{1}{N^2}(1+k)^2 f(\tau) z = 0,$$

$$\dot\varphi = \frac{a\omega_0}{a+l}\left(1 - \frac{\rho}{R} + \frac{3}{2}\frac{\rho^2}{R^2} + \int\left(\frac{z\dot z}{R^2} - \frac{\rho\dot\rho}{R^2}\right)f(\tau)dt\right), \tag{3}$$

где $\rho = r - R_0$, $\omega_0 = ceH_0/E$.

В области устойчивости решения уравнений (2) и (3) будем искать в форме $\exp(i\gamma_i\tau)\varphi_i(\tau)$, где $i = \rho, z$. Величины γ_i, $\varphi_i(\tau)$ разложим в ряд по степеням малого параметра $1/N$. Для решения задачи об излучении достаточно в асимптотиках ограничиться точностью $1/N^3$. Тогда можно записать

$$\rho = A\cos\left(\frac{\nu_\rho}{N}\tau + \chi\right)(1 - S_1) - A\sin\left(\frac{\nu_\rho}{N}\tau + \chi\right)S_2,$$

$$z = B\cos\left(\frac{\nu_z}{N}\tau + \psi\right)(1 + S_1) + B\nu_z\sin\left(\frac{\nu_z}{N}\tau + \psi\right)S_2,$$

где

$$S_1 = \frac{4n(1+k)^2}{\pi N^2} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\sin(2\nu+1)\frac{\tau_1}{2}}{(2\nu+1)^3} \cos\left((2\nu+1)\left(\tau - \frac{\tau_1}{2}\right)\right),$$

$$S_2 = \frac{8n(1+k)^2}{\pi N^3} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\sin(2\nu+1)\frac{\tau_1}{2}}{(2\nu+1)^4} \cos\left((2\nu+1)\left(\tau - \frac{\tau_1}{2}\right)\right),$$

$$\nu_z = \frac{\pi n}{2\sqrt{3}N}\sqrt{1+4k+3k^2}, \qquad \nu_\rho = \sqrt{1+\nu_z^2},$$

A и B — амплитуды первых гармоник радиальных и вертикальных колебаний, χ и ψ — их начальные фазы.

Частота ν_z совпадает с формулой (6.17) монографии [3], если учесть, что $\nu_z = \mu_z N/2\pi$.

Квадрат полной скорости, усредненный по быстрым осцилляциям,

$$\langle v^2 \rangle = R^2\omega_0^2\left(1 + \left(1+\nu_z^2\right)\frac{A^2}{R_0^2} + \nu_z^2\frac{B^2}{R_0^2}\right)$$

будет постоянной величиной.

Вопрос об излучении электрона в такой системе рассмотрим с помощью операторного метода [4]. Компоненты линейной поляризации излучения обозначим через σ и π, причем $\mathbf{e}_\sigma = \{1,0,0\}$, $\mathbf{e}_\pi = \{0, \cos\theta, -\sin\theta\}$, а θ — сферический угол.

Спектрально-угловые распределения интенсивности излучения в первом квантовом приближении можем записать как

$$\frac{dW_\sigma(\psi)}{d\Omega} = \frac{ce^2\nu\nu'}{(2\pi)^3 R_0^2}\left|\int d\xi\cdot\xi\exp\left(i\nu'\left(\frac{1}{2}\varepsilon_1\xi + \frac{1}{6}\xi^3\right)\right)\right|^2,$$

$$\frac{dW_\pi(\psi)}{d\Omega} = \frac{ce^2\nu\nu'}{(2\pi)^3 R_0^2}\varepsilon_2\left|\int d\xi\exp\left(i\nu'\left(\frac{1}{2}\varepsilon_1\xi + \frac{1}{6}\xi^3\right)\right)\right|^2, \qquad (4)$$

где

$$\nu' = \nu\left(1 + \frac{h\omega}{E}\right), \quad \varepsilon_1 = 1 - \beta^2 + \varepsilon_2, \quad \varepsilon_2 = \left(\cos\theta - \frac{B}{R_0}\nu(\psi)\right)^2, \quad \beta = \frac{v}{c},$$

$$\nu(\psi) = \frac{\pi n}{\sqrt{3}N}\sqrt{1+\frac{5}{2}k+\frac{3}{2}k^2}\cos(\psi+\psi_0),$$

$$\cos\psi_0 = \frac{\sqrt{3}}{2}(1+k)\Big/\sqrt{1+\frac{5}{2}k+\frac{3}{2}k^2}.$$

С помощью быстрозатухающих с ростом x функции Эйри и ее производной (см. рис. 2 в [5]) свойства излучения можно описать в виде

$$\frac{dW_\sigma(\psi)}{d\Omega} = \left(1 - \frac{1}{3}\frac{h\omega}{E}\right)W_1 V'^2(x),$$

$$\frac{dW_\pi(\psi)}{d\Omega} = \left(1 + \frac{1}{3}\frac{h\omega}{E}\right) W_1 (\nu/2)^{2/3} \varepsilon_2 V^2(x), \qquad (5)$$

где $W_1 = 2^{1/3} c e^2 \nu^{2/3} / \pi^2 R_0^2$, $x = (\nu'/2)^{2/3} \varepsilon_1$.

Выражения (5) уже не зависят от радикальных колебаний, их еще нужно усреднить по фазе ψ. Здесь при малых $\cos\theta$ можно воспользоваться разложением $V(x)$ и $V'(x)$ в ряды [5], а с ростом $\cos\theta$ нужно учесть, что мало́ отношение $(\nu_z^2 B^2/R_0^2)/\varepsilon$, где $\varepsilon = 1 - \beta^2 \sin^2\theta \approx 1 - \beta^2 + \cos^2\theta$.

Из (4) можно также перейти к модифицированным функциям Бесселя $k_i((\nu/3)\varepsilon^{3/2})$ и для малых колебаний в классическом приближении получим более наглядный результат

$$\frac{dW_\sigma}{d\Omega} = W_2 \left\{ K_{2/3}^2 + \frac{1}{2} q^2 \varepsilon \cos^2\theta \nu^2 \left(K_{1/3}^2 + K_{2/3}^2\right) - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{2} q^2 \varepsilon^{1/2} \nu \left(1 + 2\cos^2\theta/\varepsilon\right) K_{1/3} K_{2/3} \right\},$$
$$\frac{dW_\pi}{d\Omega} = W_2 \frac{1}{\varepsilon} \left\{ \left(\cos^2\theta + \frac{1}{2}q^2\right) K_{1/3}^2 + \frac{1}{2} q^2 \varepsilon \cos^4\theta \nu^2 \left(K_{1/3}^2 + K_{2/3}^2\right) - \right.$$
$$\left. - \frac{5}{2} q^2 \varepsilon^{1/2} \cos^2\theta \nu K_{1/3} K_{2/3} \right\}, \qquad (6)$$

где $W_2 = c e^2 \varepsilon^2 \nu^2 / 6\pi^3 R_0^2$,

$$q = \frac{\pi n}{\sqrt{3} N} \frac{B}{R_0} \sqrt{1 + \frac{5}{2}k + \frac{3}{2}k^2}.$$

Отсюда видим, в частности, что в плоскости орбиты ($\theta = \pi/2$)

$$\frac{dW_\pi}{d\Omega} = \frac{c e^2 \nu^2}{12\pi^3 R_0^2} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^4 q^2 K_{1/3}^2 \left[\frac{\nu}{3}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^3\right] \qquad (7)$$

и свет не является линейно поляризованным.

Параметр k в полученных формулах (5)–(7) отражает роль прямолинейных промежутков при формировании излучения; если его положить равным нулю, то придем к результатам работ [1,2].

Если в (5) провести интегрирование по спектру и по ψ, то получим угловые распределения, аналогичные формулам (5) в [2], только параметр q будет другой

$$\left(\frac{\pi n}{2\sqrt{3} N} \frac{B}{R} \to \frac{q}{2}\right).$$

Роль сильной фокусировки такова, что бетатронные колебания становятся малыми ($\leqslant 1$ мм), тогда кривые угловых распределений интенсивности будут наиболее размытыми по сравнению со случаем однородного поля при больших x или ν, это приводит нас в ультрафиолетовую и рентгеновскую области излучения.

Список литературы

[1] *Шишанин О.Е.* // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. С. 1117–1125.
[2] *Шишанин О.Е.* // Письма в ЖЭТФ. Т. 57. Вып. 12. С. 772–776.
[3] *Брук Г.* Циклические ускорители заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1970. 311 с.
[4] *Schwinger J.* // Proc. Nat. Acad. Sci. 1954. Vol. 40. P. 132–134.
[5] *Яковлева Г.Д.* Таблицы функций Эйри и их производных. М.: Наука, 1969. 377 с.

05; 12 *Журнал технической физики, т. 64, в. 8, 1994*

СОЕДИНЕНИЕ КЕРАМИЧЕСКИХ ВТСП ОБРАЗЦОВ МЕТОДОМ СПЛАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДОМЕНА

В.Ф.Хирный, П.В.Матейченко, С.Е.Логвинова, В.П.Шокуров, В.Т.Загоскин

Институт монокристаллов,
310001, Харьков

(Поступило в Редакцию 19 июля 1993 г.)

С открытием высокотемпературных керамических сверхпроводников (ВТСП) становится актуальным нахождение надежного способа их соединения, поскольку традиционные методы, разработанные ранее для низкотемпературных сверхпроводников, непригодны. Известен способ соединения двух образцов, например YB_6 с помощью обычной зонной плавки [1]. К его недостатку относится ограниченность длины соединяемых образцов. Известно [2], что протекание постоянного тока большой величины [до 100 А/см^2] через керамические иттриевые образцы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при комнатной температуре вызывает появление в них движущегося термоэлектрического домена. Исследование этого эффекта [3] показало, что когда в образце имеется трещина, то домен тормозится на ней. При дальнейшем изучении оказалось, что если привести в соприкосновение два иттриевых образца и пропустить через них постоянный или переменный электрический токи, то в месте их соприкосновения появляется стационарный термоэлектрический домен. Изменяя электрическое напряжение, можно было менять температуру места соединения. Эта особенность в поведении домена была принята за основу впервые разработанного нами метода сплавления нескольких керамических ВТСП образцов одинакового и различного составов с помощью модифицированной зонной плавки в электрическом поле теплового домена.

Методика соединения проводников состояла в следующем. Вертикально расположенные стержни из иттриевой керамики размером $0.3 \times 0.3 \times 7.5$ см подсоединялись к источнику постоянного электрического напряжения типа СИП-30. Регулируя электрическое напряжение от 6 до 8 В и разогревая место соединения до 950–1020 °С, проводили плавление на воздухе до получения однородного вида образца