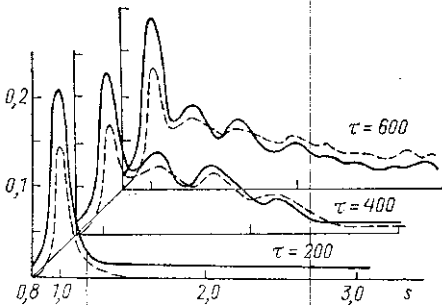


ся и граница неустойчивости смещается в сторону больших s . При $\tau \sim 600$ возбужден практически весь спектр. Механизм возбуждения слабой турбулентности определяется торможением электронного пучка [11] и захватом в полосу резонанса новых электромагнитных мод с большими номерами s . В работах [10, 11] показано, что пучок тормозится до тех пор, пока его скорость станет равной фазовой скорости замедленной электромагнитной волны.



Анализ динамики слабой турбулентности можно провести также на основе уравнения типа Фоккера—Планка. Однако, поскольку в обоих случаях без численных методов

не обойтись, отметим, что интегрирование уравнений в обыкновенных производных типа (28) намного проще, чем решение уравнения Фоккера—Планка.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д. //ЖЭТФ. 1964. 47, № 4. С. 1389.
 [2] Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. //ЖЭТФ. 1969. 57, № 3. С. 966. [3] Брейзман Б. Н., Рюттов Д. Д. //ЖЭТФ. 1971. 66, № 1. С. 408. [4] Кузелев М. В., Рухадзе А. А. //УФН. 1987. 152, № 2. С. 285. [5] Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М., 1976. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М., 1973. [7] Незлин М. В. Динамика пучков в плазме. М., 1982. [8] Александров А. Ф., Кузелев М. В., Халилов А. Н. //Физика плазмы. 1988. 14, № 4. С. 455. [9] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухорукоев А. П. Теория волн. М., 1979. [10] Кузелев М. В., Панин В. А., Плотников А. П., Рухадзе А. А. //Кр. сообщ. по физике ФИАН. 1987. № 6. С. 24. [11] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Бобылев Ю. В., Панин В. А. //ЖЭТФ. 1986. 91, № 5 (11). С. 1620.

Поступила в редакцию
19.12.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 5

УДК 621.385.69

ДИНАМИКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕАДИАБАТИЧЕСКОМ ОНДУЛЯТОРЕ С ВЕДУЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. Ф. Александров, В. Л. Веснин, В. А. Кубарев, В. А. Черепенин

(кафедра физической электроники)

Развита нелинейная теория, позволяющая подробно исследовать динамику релятивистских электронов в неадиабатических ондуляторах с ведущим магнитным полем. Кривые нелинейного резонанса качественно отличаются от кривых для адиабатических ондуляторов. В области резонансных магнитных полей, представляющей наибольший интерес, в обоих случаях стационарные траектории электронов отсутствуют. Рассмотрены особенности динамики электронов для активных и пассивных систем. Показано, что применение неадиабатических ондуляторов обеспечивает значительно более сильную закрутку пучка и перспективно в СВЧ-устройствах с поперечным взаимодействием, особенно в устройствах, использующих резонансное рассеяние.

Ондуляторы различных типов с ведущим магнитным полем широко применяются для накачки осцилляторной скорости релятивистских электронных пучков (РЭП), используемых в гиротронах, мазерах на

циклотронном резонансе, лазерах на свободных электронах и других устройствах с поперечным взаимодействием [1—3]. При этом динамика частиц зависит от способа «включения» поля накачки по длине ондулятора; различают случаи адиабатического и неадиабатического «включения» (соответственно, адиабатический и неадиабатический ондуляторы). Существенное влияние на накачку поперечных скоростей частиц оказывает величина ведущего магнитного поля.

При адиабатическом «включении» накачки электроны далее движутся по квазистационарным спиральным траекториям [4—8]. Эта модель широко используется при теоретических исследованиях процессов взаимодействия потока и поля в устройствах типа ЛСЭ [9, 10]. Однако, чем ближе циклотронная частота электронов к баунс-частоте в ондуляторе: $\omega_B/\gamma = k_0 v_z$ (ω_B , γ , v_z — соответственно нерелятивистская циклотронная частота, релятивистский фактор и продольная скорость электронов, $k_0 = 2\pi/d$, d — период ондулятора), при которой достигается максимальная закрутка пучка, тем больше требуемая длина адиабатического участка, в ряде случаев превышающая оптимальную длину пространства взаимодействия для данного устройства. Кроме того, моделирование показывает, что наличие возмущений, например электромагнитных полей, разрушает указанное стационарное состояние пучка. В этом случае не существует характерных для адиабатического ондулятора квазистационарных траекторий. Вблизи резонанса качественно изменяется сам процесс индуцированного рассеяния, оно становится резонансным [11]. Использование этого режима позволяет значительно уменьшить длину устройства и, следовательно, смягчить требования, предъявляемые к моноэнергетичности РЭП, а также существенно повысить эффективность энергообмена [12]. Как будет показано ниже, применение неадиабатических ондуляторов обеспечивает большую, чем в адиабатических, закрутку пучка при тех же амплитудах ондуляторного поля. В связи с этим в настоящей работе исследуется нелинейная динамика электронов в неадиабатических ондуляторах с ведущим магнитным полем.

Будем рассматривать модель взаимодействия в следующих предположениях:

— на электроны действует только синхронная пространственная гармоника поля ондулятора,

— не учитываются поперечная и продольная неоднородности ондуляторного поля, дрейф ведущих центров, а также эффекты, связанные с пространственным зарядом пучка.

В этих приближениях система уравнений движения частиц имеет вид

$$\begin{cases} \frac{dp}{d\xi} = -\alpha \cos \varphi, \\ \frac{d\varphi}{d\xi} = 1 - \frac{\Delta}{p_z} + \frac{\alpha \sin \varphi}{p}, \end{cases} \quad (1)$$

где $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ и p_z — соответственно безразмерные модуль поперечного импульса и продольный импульс, $\alpha = eB_t/(mk_0c)$ и $\Delta = eB_z/(mk_0c)$ — нормированные амплитуды ондуляторного B_t и ведущего B_z магнитных полей, φ — медленная фаза вращения, $\xi = k_0 z$, z — продольная координата. Так как в магнитостатическом поле энергия ча-

стиц сохраняется ($\gamma = \text{const}$), имеется дополнительное соотношение, связывающее p и p_z :

$$p_z^2 + p^2 = p_0^2 = \gamma^2 - 1. \quad (2)$$

Отметим, что стационарным траекториям в случае адиабатического ондулятора соответствует условие равенства нулю левых частей в (1) [4]:

$$p = -\frac{\alpha}{1 - \Delta/(p_z)}, \quad \Phi = \pm \frac{\pi}{2}. \quad (3)$$

В рассматриваемом случае первоначально прямолинейного пучка начальные условия имеют вид

$$\xi = 0, \quad p = 0, \quad p_z = p_0. \quad (4)$$

Система уравнений (1) имеет фазовый интеграл:

$$I = \alpha p \sin \Phi = \left[\frac{p_z^2}{2} - \Delta p_z \right] - \left[\frac{p_0^2}{2} - \Delta p_0 \right] = (p_z - p_0) \left[\frac{(p_z + p_0)}{2} - \Delta \right]. \quad (5)$$

С помощью (2), (5) первое из уравнений (1) можно представить в виде

$$p \frac{dp}{d\xi} = \pm [\alpha^2 (p_0^2 - p_z^2) - I^2]^{1/2}. \quad (6)$$

Учитывая выражение для I и следующее из (2) соотношение

$$p \frac{dp}{d\xi} = -p_z \frac{dp_z}{d\xi},$$

получим

$$p_z \frac{dp_z}{d\xi} = \pm [(p_0 - p_z) F(\alpha, \Delta, p_z)]^{1/2}, \quad (7)$$

$$F(\alpha, \Delta, p_z) = \alpha^2 (p_0 + p_z) - (p_0 - p_z) \left[\frac{(p_z + p_0)}{2} - \Delta \right]^2.$$

Из уравнения (7) следует, что движение частиц является периодическим (консервативная нелинейная система), за исключением особой точки $\Delta_0(\alpha), p_{z_0}(\alpha)$, где $F(\alpha, \Delta, p_z)$ имеет двукратный корень, а минимальное значение p_z определяется из кубического относительно p_z уравнения $F(\alpha, \Delta, p_z) = 0$; соответственно должны выбираться знаки перед корнем.

В уравнении (7) удобно перейти к переменным

$$x = \frac{p_z}{p_0}, \quad \delta = \frac{\Delta}{p_0}, \quad a = \frac{\alpha}{p_0}.$$

Тогда

$$x \frac{dx}{d\xi} = \pm [(1-x) f(a, \delta, x)]^{1/2}, \quad (8)$$

$$f(a, \delta, x) = a^2 (1+x) - (1-x) \left[\frac{(1+x)}{2} - \delta \right]^2.$$

В принципе неявное решение этого уравнения $\xi(x)$ может быть пред-

ставлено в виде эллиптических интегралов, однако получающиеся выражения слишком громоздки и необозримы. Поэтому ниже будет приведена соответствующая информация, полученная численно. Отметим, что решение уравнения $f(a, \delta, x) = 0$ $x(\delta, a)$ описывает кривую нелинейного резонанса в рассматриваемом неадиабатическом ондуляторе, причем единственным параметром является a — нормированная амплитуда ондуляторного поля. Соответственно расстояние $\xi_0(\delta, a)$, на котором достигаются экстремальные при фиксированном значении δ (минимальное для p_z и максимальное для p) значения импульсов, зависит только от этого параметра при любых энергиях электронов.

Наиболее просто кривая резонанса задается в виде $\delta(x, a)$:

$$\delta_{1,2} = \frac{1+x}{2} \pm a \sqrt{\frac{1+x}{1-x}}. \quad (9)$$

Особая точка $\delta_0(a)$, $x_0(a)$ определяется из условия $\partial\delta_2/\partial x = 0$:

$$a = \frac{1}{2} (1-x_0)^2 \sqrt{\frac{1+x_0}{1-x_0}}, \quad (10)$$

приводящего к уравнению четвертого порядка. Приближенное решение может быть получено в случае слабого ондулятора ($a \ll 1$):

$$\begin{aligned} x_0 &\approx 1 - (2a^2)^{1/3}, \\ \delta_0 &\approx 1 - \frac{3}{2} (2a^2)^{1/3}. \end{aligned} \quad (11)$$

Выражения (9)–(11) соответствуют «активным» ондуляторам, в которых амплитуда ондуляторного поля задается независимо от величины продольного магнитного поля. В случае «пассивных» ондуляторов (например, в виде периодической системы проводящих колец) амплитуда ондуляторного поля пропорциональна B_z : $B_1 = \alpha_i B_z$, тогда $a = \alpha_i \Delta$, $a = \alpha_i \delta$, при этом вид резонансной кривой несколько изменяется:

$$\delta_{1,2} = \frac{1}{2} \frac{1+x}{1 \pm \alpha_i \sqrt{(1+x)/(1-x)}}. \quad (12)$$

Положение особой точки в этом случае определяется из уравнения

$$\alpha_i = \frac{1-x_0}{x_0} \sqrt{\frac{1-x_0}{1+x_0}} \quad (13)$$

и для слабого ондулятора ($\alpha_i \ll 1$) дается формулами, аналогичными (11):

$$\begin{aligned} x_0 &\approx 1 - (2\alpha_i^2)^{1/3}, \\ \delta_0 &\approx 1 - \frac{3}{2} (2\alpha_i^2)^{1/3}. \end{aligned} \quad (14)$$

Отметим, что в неадиабатическом ондуляторе возможна значительно более сильная, чем в адиабатическом, раскрутка частиц, вплоть до их продольной остановки ($p_z = 0$) и отражения. Соответствующие кривые, полученные с помощью (3), (12), приведены на рис. 1. Выбрана амплитуда ондуляторного поля $\alpha_i = 0,17$, соответствующая критическому режиму, когда возможна остановка частиц ($x = 0$ при $\delta = \delta_0$ на правой ветви для неадиабатического ондулятора). Интересно заметить, что левые ветви кривых пересекаются в особой точке (x_0, δ_0) . На

рис. 2 приведены значения расстройки $D=1-\delta_0$ в особой точке, а также соответствующие значения относительных минимального продольного $x=(p_z/p_0)_{\min}$ и максимального поперечного $y=(p/p_0)_{\max}$ импульсов (точки m_1 и m_2 на рис. 1) для адиабатического и неадиабатического ондуляторов.

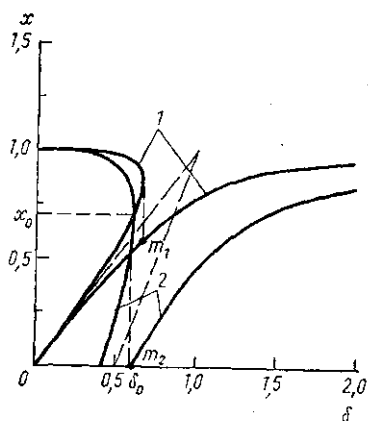


Рис. 1. Кривые нелинейного резонанса для адиабатического (1) и пассивного неадиабатического (2) ондуляторов, $\alpha_i=0,17$. Пунктир — директрисы $x=\delta$ и $x=2\delta$ — 1 соответственно

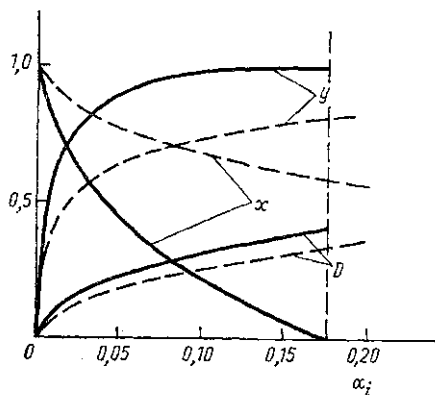


Рис. 2. Зависимости минимального продольного импульса $x=p_z/p_0$, максимального поперечного импульса $y=p/p_0$ и расстройки $D=1-\delta_0$ от амплитуды α_i для неадиабатического (сплошные линии) и для адиабатического (пунктир) ондуляторов. Вертикальный пунктир — критические значения $\alpha_i=0,17$

Следует отметить, что в соответствии с (8) при $\delta=\delta_0$ длина раскочки (расстояние, на котором достигается максимальная поперечная скорость), вообще говоря, бесконечна (двухкратный корень у функции $f(x, \delta, a)$ соответствует особой точке). Однако численное моделирова-

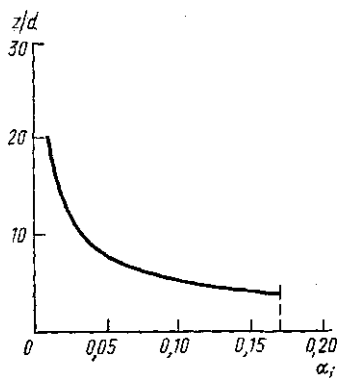


Рис. 3. Длина неадиабатического ондулятора (в периодах), необходимая для максимальной раскрутки пучка, при различных амплитудах α_i ; z — длина системы, d — период ондулятора

ние показывает, что в окрестности особой точки ($\delta>\delta_0$), особенно при наличии возмущений, длина раскочки конечна и слабо зависит от расстройки. В связи с этим приведенная на рис. 3 зависимость должна рассматриваться как ориентировочная.

Результаты работы позволяют считать неадиабатические ондуляторы с ведущим магнитным полем перспективными для накачки релятивистских электронных пучков в устройствах с поперечным взаимодействием, особенно использующих режим резонансного рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М., 1987. [2] Александров А. Ф., Власов А. Н., Галузо С. Ю. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983. Вып. 3. С. 96. [3] Братман В. Л., Денисов Г. Г., Офицеров М. М. // Там же. С. 127. [4] Parker R. K., Jackson R. H., Gold S. H. et al. // High-Power Beams 81/Ed. H. J. Doucet, J. M. Buzzi. Ecole polytechnique, Palaiseau, France, 1981. P. 923. [5] Гинзбург Н. С., Новожилова Ю. В. // ЖТФ. 1986. 56, № 9. С. 1709. [6] Freund H. P., Kehs P. A., Granatstein V. L. // IEEE J. Quant. Electron. 1985. 21, N 7. P. 1080. [7] Freund H. P., Ganguly A. K. // Ibid. P. 1073. [8] Fajans J., Kirkpatrick D. A., Bekefi G. // Phys. Rev. 1985. A32, N 6. P. 3448. [9] Гинзбург Н. С., Петелин М. И. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1984. Вып. 4. С. 49. [10] Pandya T. P., Bali L. M., Vakshi J., Jha P. // Phys. Rev. 1987. A35, N 12. P. 5131. [11] Канавец В. И., Кубарев В. А., Черепенин В. А. // ЖТФ. 1977. 47, № 12. С. 2472. [12] Кубарев В. А., Черепенин В. А. // ЖТФ. 1986. 56, № 9. С. 1673.

Поступила в редакцию
06.02.91