

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Влияние постоянного магнитного поля на излучение плоского ондулятора

Д. Даттоли^{1,a}, К. В. Жуковский^{2,b}, В. В. Михайлин²

¹ENEA Research Centre, Fis.-Mat., 00044 Frascati, Rome, Italy.

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра оптики и спектроскопии. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^adattoli@frascati.enea.it, ^bzhukovsk@phys.msu.ru

Статья поступила 24.02.2009, подписана в печать 12.05.2009.

С использованием обобщенных функций Бесселя проводится аналитическое исследование влияния постоянного магнитного поля на излучение плоского ондулятора. Изучается поведение интенсивности излучения на оси ондулятора, а также влияние магнитного поля на излучение вне оси. Аналитически вычисляется критическая величина силы постоянной составляющей магнитного поля, имеющей значительное влияние на движение электронов в ондуляторе. Рассмотрены примеры нескольких плоских ондуляторов, проведена оценка влияния земного магнетизма на спектр их излучения.

Ключевые слова: ондулятор, излучение, траектория, магнитное поле, спектр.

УДК: 539.12.01. PACS: 41.60.-m, 41.60.Ap, 41.60.Cr, 52.59.Rz.

Введение

Синхротронное и ондуляторное излучения находятся в центре постоянного внимания исследователей с момента их открытия. В течение последних 50 лет их свойства — высокая интенсивность пучка и локализация в узком конусе — являлись решающими для многих приложений СОИ и для появления и развития лазеров на свободных электронах ЛСЭ [1]. Развитие теории излучения электронов в магнитных полях различных конфигураций [1–4] дало мощный импульс для совершенствования технологии и улучшения конструкции ондуляторных магнитов, вигглеров [2], а также разработки новых конфигураций этих устройств [4, 5]. Новые модели ондуляторов с более сложными магнитными полями и большим числом периодов позволяют получить излучение с заданными характеристиками, однако они могут быть более подвержены негативному влиянию разного рода магнитных помех и неоднородностей магнитного поля в них. Высокое качество электронных пучков особенно важно для источников СИ нового поколения и ЛСЭ, работающих в рентгеновском диапазоне с самоусилением спонтанного излучения [6]. Даже небольшое отклонение в движении электронов может значительно уменьшить мощность излучения и повлиять на работу ЛСЭ [7]. Изучение движения электронов в сложных ондуляторах возможно с помощью обобщенных функций Бесселя. С другой стороны, ондуляторное излучение может быть использовано для контроля качества и диагностики самого ондулятора, что очень важно для высокочастотных ЛСЭ. Ниже мы продемонстрируем, как небольшая неоднородность магнитного поля в ондуляторе, вызванная влиянием земного магнетизма, может существенно исказить спектр излучения, и таким образом продемонстрируем необходимость учета постоянной составляющей магнитного поля, особенно в ондуляторах с большим числом периодов.

Магнитное поле плоского ондулятора с линейной поляризацией задается осциллирующей вдоль его оси функцией. Искажение структуры этого поля в простейшем случае может произойти под влиянием дипольной компоненты, обычно присутствующей в ондуляторах, составленных из постоянных магнитов [8]. Полностью скомпенсировать все магнитные неоднородности в синусоидальном магнитном поле ондулятора, включая магнитное поле Земли, и не вызвать другие магнитные помехи сложно. Настоящим мы продемонстрируем возможность аналитически учесть влияние этих остаточных неоднородностей, а также найдем условия, при которых ими можно пренебречь.

Рассмотрим ондулятор с N периодами длины λ_u вдоль оси z с периодическим магнитным полем и постоянным полем B_d , заданными следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= B_0(\rho, \kappa + \sin(k_\lambda z), 0), \quad k_\lambda = (2\pi/\lambda_u), \\ B_d &= B_0\kappa_1, \quad \kappa_1 = \sqrt{\kappa^2 + \rho^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где κ и ρ — коэффициенты, относящие силу постоянного магнитного поля B_d к амплитуде переменного магнитного поля ондулятора B_0 . Для ультраквантристических электронов, движущихся в поле (1), предполагаем, что их поперечная скорость β_\perp мала:

$$\gamma \gg 1, \quad \beta_\perp \ll 1. \quad (2)$$

В выражение для траектории движения электронов теперь входят дополнительные слагаемые вследствие влияния постоянного магнитного поля B_d . Оно заставляет электроны уйти с их обычной траектории, имеющей вид восьмерки (в системе отсчета, движущейся с постоянной скоростью). В поле (1) электроны движутся, как показано на рис. 1, по более сложной траектории под влиянием не осциллирующего слагаемого B_d . Этот член значительно меняет результат для дифференциальной интенсивности излучения электрона в дальней

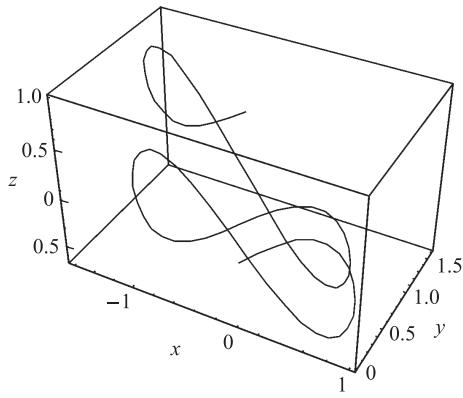


Рис. 1. Траектория электрона в ондуляторе с постоянной компонентой магнитного поля с коэффициентами $\kappa = 0.01$, $\rho = 0.01$ в системе отсчета, движущейся с постоянной скоростью $\beta_z^0 c$ (масштаб по осям изменен для большей наглядности)

зоне [9], заданной следующим радиационным интегралом [2]:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2c} \left| \omega \int_{-\infty}^{\infty} dt [\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta}]] \exp[i\omega(t - \mathbf{nr}/c)] \right|^2. \quad (3)$$

1. Излучение ондулятора в магнитном поле с постоянной составляющей

Как обычно, для релятивистских частиц, предполагая $K/\gamma \approx \psi$, $K/\gamma \ll 1$, где $K = \frac{eH_u}{mc^2} \frac{\lambda_u}{2\pi}$ — ондуляторный параметр, разложим экспоненту в радиационном интеграле в ряд по малому параметру K/γ с точностью ψ^3 и $(K/\gamma)^3$ и получим следующее выражение:

$$\exp\left[i\omega\left(t - \frac{\mathbf{nr}}{c}\right)\right] \cong \exp[i(\Xi_1 + \Xi_2 + \Xi_3 + \Xi_{\text{osc}} + \Xi_{\text{sec}})], \quad (4)$$

где $\mathbf{n} \cong (\psi \cos \varphi, \psi \sin \varphi, 1 - \psi^2)$ — единичный вектор из точки наблюдения. Экспонента (4) содержит как обычный для ОИ член Ξ_1 , так и новые неосциллирующие слагаемые:

$$\begin{aligned} \Xi_1 &= \frac{\omega t}{2\gamma^2} \left(1 + \gamma^2 \psi^2 + \frac{K^2}{2} \right), \\ \Xi_2 &= -\left(\xi \frac{\kappa}{2} + \xi_0 \frac{\rho}{2} \right) (\omega_0 t)^2, \\ \Xi_3 &= \xi \frac{\kappa^2}{6} (\omega_0 t)^3, \end{aligned} \quad (5)$$

появившиеся в присутствии поля B_d . Эти слагаемые зависят от обеих компонент поля через коэффициенты κ и ρ . Однако только y -компоненты поля B_d влияют на осциллирующий член Ξ_{osc} и на вековой член Ξ_{sec} :

$$\begin{aligned} \Xi_{\text{osc}} &= -\kappa \xi \cos \omega_0 t + \xi_1 \sin \omega_0 t + \frac{1}{8} \xi \sin 2\omega_0 t, \\ \Xi_{\text{sec}} &= -\kappa \xi (\omega_0 t) \sin \omega_0 t. \end{aligned} \quad (6)$$

Частота ондулятора ω_0 , ондуляторный параметр K и параметры ξ and ξ_1 and ξ_0 определены следующим

образом:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \frac{2\pi}{\lambda} \beta_z^0 c, \quad K = \frac{eH_u}{mc^2} \frac{\lambda_u}{2\pi}, \quad \xi = \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{K}{\gamma} \right)^2, \\ \xi_1 &= \frac{\omega}{\omega_0} \frac{K}{\gamma} \psi \cos \varphi, \quad \xi_0 = \frac{\omega}{\omega_0} \frac{K}{\gamma} \psi \sin \varphi. \end{aligned} \quad (7)$$

Заметим, что в случае, если магнитное поле B_d ориентировано по оси x , слагаемое Ξ_{sec} обращается в ноль и Ξ_{osc} совпадает с соответствующим членом в обычном выражении для ондулятора, тем самым упрощая вычисления. Спектр ОИ на оси состоит из пиков с резонансными частотами, соответствующими максимумам спектрального распределения, которые, как обычно в задачах с ОИ, приходятся на нули фазы экспоненты в радиационном интеграле (3). В нашем случае это экспонента (4), которая наряду с обычным для ОИ членом Ξ_1 содержит слагаемые Ξ_2 и Ξ_3 второго и третьего порядка по t . Для их учета необходимо использовать обобщения функций Эйри $S(\alpha, \beta, \varepsilon)$ и $S(\alpha, \beta)$ [10]:

$$\begin{aligned} S(\alpha, \beta, \varepsilon) &\equiv \int_0^1 e^{i(\alpha\tau + \varepsilon\tau^2 + \beta\tau^3)} d\tau, \\ S(\alpha, \beta) &= \int_0^1 e^{i(\alpha\tau + \beta\tau^3)} d\tau, \\ S(\alpha, 0, 0) &= e^{i\alpha/2} \sin c\left(\frac{\alpha}{2}\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Слагаемые Ξ_2 и Ξ_3 , появившиеся в (4) в присутствии магнитного поля B_d под интегралом в (3), соответствуют $\varepsilon\tau^2$ и $\beta\tau^3$ в (8) и приводят к смещению максимума функции $|S(\alpha, \beta, \varepsilon)|$. На оси $\Xi_2 = 0$ и максимум функции $|S(\alpha, \beta)|$ приходится на $\alpha \cong -\beta$ как видно из рис. 2. Спектр ондулятора на оси в магнитном поле (1) состоит из следующих частот ω_n :

$$\begin{aligned} \omega_n|_{\psi=0} &= n\omega_R = \frac{2n\gamma^2\omega_0}{\left(1 + \frac{K^2}{2}\right) + (\gamma\vartheta_H)^2}, \\ n &= 0, 1, 2, 3, \dots, \quad \vartheta_H = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{K}{\gamma} \right) \kappa_1(\pi N), \end{aligned} \quad (9)$$

где n — номер гармоники. Спектр (9) отличен от спектра обычного ондуляторного излучения, состоящего

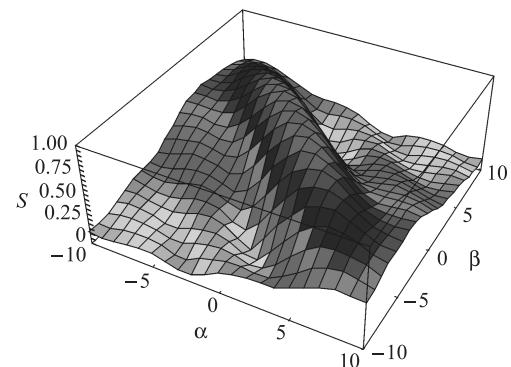


Рис. 2. Зависимость абсолютного значения функции $S(\alpha, \beta)$ от параметров α и β . $|S(\alpha, \beta)| = |S(\alpha, \beta, 0)|$

из гармоник $n\omega_{R0}$ и характеризуемого параметром ν_n :

$$\omega_{R0} = \frac{2\omega_0\gamma^2}{1+K^2/2}, \quad \nu_n = 2\pi N n \left(\frac{\omega}{\omega_n} - 1 \right). \quad (10)$$

В выражении для резонансных частот (9) присутствует угол изгиба ϑ_H , появившейся в магнитном поле B_d (см. (1)). Как видно из (9), его эффект накапливается вдоль ондулятора и зависит от числа периодов N . В общем случае угловое распределение излучения ондулятора записывается через обобщенные функции Бесселя $J_{n,p}(x_0, x_1, x_2, x_3)$ [10], которые при условии слабой постоянной компоненты магнитного поля, а именно $\kappa, \rho \ll 1$, на оси ондулятора превращаются в обыкновенные функции Бесселя. Тогда выражение для интенсивности излучения ондулятора на его оси можно записать следующим образом:

$$E(\omega) = \frac{d^2 I}{d\Omega d\omega} \Big|_{\psi=0} = \frac{e^2 N^2 \gamma^2}{c} \frac{K^2}{(1+K^2/2)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{ T_n^{\text{odd}} + T_n^{\text{even}} \}. \quad (11)$$

Нечетные гармоники, как обычно, определяются осциллирующим полем ондулятора:

$$T_n^{\text{odd}} = \left[n S(\Phi_n T, \Psi T^3) \Big|_{\psi=0} \times \right. \\ \left. \times \left(J_{(n+1)/2} \left(-\frac{\xi}{8} \right) + J_{(n-1)/2} \left(-\frac{\xi}{8} \right) \right) \right]^2, \quad (12)$$

где $T = \frac{2\pi N}{\omega_0}$, N — число периодов ондулятора, $J_n(\xi)$ — обычные функции Бесселя и $S(\alpha, \beta)$ — обобщенные функции Эйри со следующим аргументом:

$$\Phi_n = \frac{\omega(1+\gamma^2\psi^2+K^2/2)}{2\gamma^2} - n\omega_0, \quad (13)$$

$$\alpha = \Phi_n \Big|_{\psi=0} T = 2\pi N \left(\frac{\omega}{\omega_0} \frac{1+K^2/2}{2\gamma^2} - n \right) = \nu_n.$$

Аргумент β функции $S(\alpha, \beta)$, ответственный за член третьего порядка в экспоненте в (8), зависит от угла изгиба ϑ_H и от параметра ν_n следующим образом:

$$\Psi = \frac{\xi}{6} \kappa_1^2 \omega_0^3, \quad \beta = \Psi T^3 = \frac{4}{3} \pi^3 N^3 \kappa_1^2 \left(\frac{K}{\gamma} \right)^2 \frac{\omega}{\omega_0} = \\ = (\nu_n + 2\pi n N) \frac{K^2}{1+K^2/2} \frac{\theta_H^2}{(K/\gamma)^2}. \quad (14)$$

Постоянное поле в ондуляторе приводит к появлению дополнительных членов в выражении для $[\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \beta]]$ с коэффициентами κ и ρ , так что появляются четные гармоники

$$T_n^{\text{even}} = \kappa_1^2 \left[4\pi N n \frac{\partial S}{\partial \Phi_n} \Big|_{\psi=0} J_{n/2} \left(-\frac{\xi}{8} \right) \right]^2 \quad (15)$$

с весом κ_1 (см. (1)) — абсолютным значением величины постоянной компоненты магнитного поля в ондуляторе. Как следует из формулы (9), хорошо известное выражение (10) для частоты основного резонанса ω_{R0} плоского ондулятора применимо также и в слабом постоянном

магнитном поле при условии, что его величина значительно меньше $B_0 \tilde{\kappa}$:

$$\kappa_1 \ll \tilde{\kappa} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi N K}. \quad (16)$$

Заметим, что выражение для частот (9) может быть приблизительно записано как

$$\omega_n \Big|_{\psi=0} \cong n \omega_{R0} \left(1 - \frac{2}{3} (\pi N)^2 \kappa_1^2 \left(\frac{K}{\gamma} \right)^2 \frac{\omega_{R0}}{\omega_0} \right), \quad (17)$$

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots,$$

при условии, что

$$\kappa_1 \ll \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{\pi N K} \sqrt{1+K^2}. \quad (18)$$

Интенсивность излучения в направлении, заданном углом ψ от оси, определяется обобщенной функцией Эйри $S(\alpha = \Phi_n T, \varepsilon = \Theta T^2, \beta = \Psi T^3)$ (8), которая зависит от трех аргументов: (13), (14) и от угла ψ , как следует из выражений

$$\Theta = (\xi_1 \kappa + \xi_0 \rho) \frac{\omega_0^2}{2}, \quad (19)$$

$$\varepsilon = \Theta T^2 = -2\pi^2 N^2 (\kappa \cos \varphi + \rho \sin \varphi) \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{K}{\gamma} \right) \psi.$$

Формула (19) демонстрирует зависимость обобщенной функцией Эйри $S(\alpha, \varepsilon, \beta)$ от постоянной компоненты магнитного поля в ондуляторе через коэффициенты κ и ρ , а также зависимость от угла φ вокруг ондуляторной оси z и от угла отклонения от этой оси — ψ . Аргумент $\varepsilon = \Theta T^2$ обращается в нуль как на оси ондулятора, так и при $B_d = 0$. Сравнив вклад постоянного магнитного поля в изменение интенсивности излучения на оси и в направлении на угол ψ от оси, находим из условия $\Psi T^3 \approx \Theta T^2$ следующую величину угла ψ_0 , при котором это влияние равносильно

$$\psi_0 \propto \sqrt{\frac{2}{3}} \vartheta_H. \quad (20)$$

На рис. 3 продемонстрирован сдвиг частоты основной гармоники за счет воздействия постоянного магнитного поля при $\beta = 4$ на оси при $\beta = 2$ и $\varepsilon = 2$ вне оси. Видно, что они практически одинаковы, в то время как ослабление интенсивности за счет B_d более заметно на оси ондулятора при $\beta = 4$ и $\varepsilon = 0$,

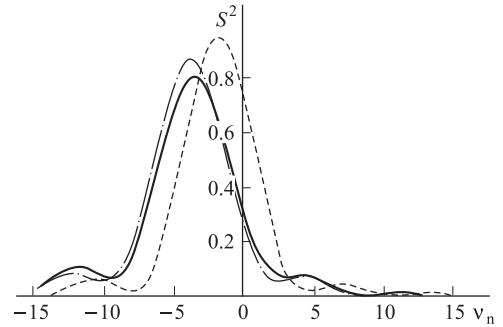


Рис. 3. Уширение спектральных линий основной гармоники на оси ондулятора для $\beta = 4$ (сплошная линия), $\beta = 2$ (короткая пунктирная линия) и уширение основной гармоники вне оси ондулятора для $\beta = 2$, $\varepsilon = 2$ (пунктирная линия) как функция параметра ν_n

чем при $\beta = 2$ и $\varepsilon = 2$. Вообще угол изгиба ϑ_H сильнее влияет на ослабление интенсивности, чем угол ψ . Конечно, при $\beta = 2$, $\varepsilon = 0$ на оси интенсивность гармоники выше и сдвиг частоты в два раза меньше.

2. Влияние постоянного магнитного поля Земли на излучение ондулятора

Ниже мы приведем некоторые оценки влияния постоянного магнитного поля Земли на характеристики излучения ондуляторов. В условиях земного магнетизма получаем следующую оценку: $\kappa_1 \cong 2 \cdot 10^{-4}$, что означает 1 Г к 0.5 Т на оси ондулятора — разумное значение силы поля на его оси. Рассмотрим ондулятор со 100 периодами и получим эффективный угол изгиба $\vartheta_E \cong 0.1K/\gamma$. Из неравенства (16) для $N = 100$, $\kappa = \rho \cong 1.4 \cdot 10^{-4}$ и $K = 1$ следует, что $\kappa_1 \ll 0.0005$, и это условие выполняется с трудом. Еще более трудно выполнимым условие (16) становится в ондуляторах с большим числом периодов.

Рассмотрим уширение спектральных линий ОИ в постоянном дипольном магнитном поле вместе с вкладом неоднородного уширения в ондуляторах, эффективно учитывающего искажения и неидеальности гармонического поля $\sin(k_x z)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |S(\nu_n + 4\pi N \varepsilon, \beta)|^2 e^{-\varepsilon^2/2\sigma} / (\sqrt{2\pi\sigma_\varepsilon}) d\varepsilon. \quad (21)$$

Например, влияние величины постоянной составляющей магнитного поля через параметр κ_1 (см. (1)) на основную гармонику ондулятора с коэффициентом $\sigma_\varepsilon = 10^{-6}$ и числом периодов $N = 100$ изображено на рис. 4, где видно, что постоянным магнитным полем можно пренебречь, пока $\kappa < 10^{-4}$.

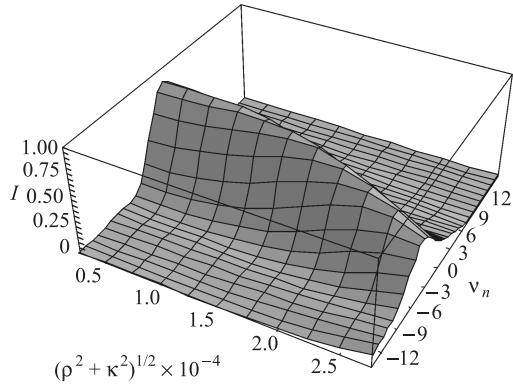


Рис. 4. Зависимость формы спектральной линии основной гармоники ондулятора с $N = 100$ периодами и затуханием $\sigma_\varepsilon = 10^{-6}$ от параметра постоянного поля κ_1 (см. (1)) и параметра ν_n в безразмерных единицах

Заметное искажение спектральной линии в ондуляторе с $N = 100$ происходит при $B_d > 1.5 \cdot 10^{-4} B_0$. Ситуация меняется при увеличении числа периодов N . На рис. 5 изображена форма основной гармоники ондулятора с $N = 200$ периодами.

Искажение спектральной линии заметно уже при $\kappa_1 \sim 0.5 \cdot 10^{-4}$, и более того — разумная граница для постоянной компоненты магнитного поля составляет

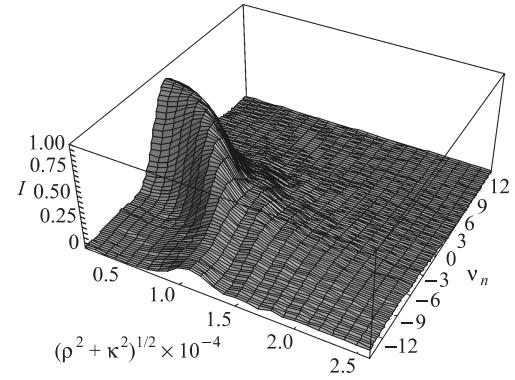


Рис. 5. Зависимость формы спектральной линии основной гармоники ондулятора с $N = 200$ периодами и затуханием $\sigma_\varepsilon = 10^{-6}$ от параметра постоянного поля κ_1 (см. (1)) и параметра ν_n в безразмерных единицах

$\sim 0.7 \cdot 10^{-4} B_0$. С усилением постоянного поля спектральная линия сильно расплывается, и интенсивность излучения уменьшается очень быстро. Для ондулятора с $N = 200$, магнитным полем $B_d \approx 1 \cdot 10^{-4} B_0$ не только нельзя пренебречь, но его можно считать выше критического для эффективной работы, так как искажение спектра и ослабление излучения очень значительны. Напомним, что это соответствует условиям работы ондулятора с 1 Т на оси, на Земле. В этом случае необходимо предпринять все усилия для экранирования и тщательной компенсации влияния этого поля.

Рассмотрение более общей задачи, включающей продольную компоненту постоянного магнитного поля в ондуляторе, выходит за рамки настоящей работы. Мы обратимся к этому вопросу в следующих публикациях.

Заключение

Теоретическое изучение влияния постоянного магнитного поля на излучение ондулятора, проведенное в настоящей статье, выявило некоторые его новые свойства, в частности изменение спектра излучения электрона. Математически это контролируется обобщенными функциями Эйри $S(\alpha, \beta, \varepsilon)$ и $S(\alpha, \beta)$. Физическая причина этого состоит в том, что электрон отклоняется от своей обычной траектории в ондуляторе под влиянием постоянного магнитного поля, как показано на рис. 1. В результате происходит сдвиг резонансных частот ондулятора (см. (9) и (17), а также рис. 2 и 3) и ослабление интенсивности излучения как на его оси, так и под углом ψ . Полученное условие (16) определяет максимальное значение силы постоянной компоненты магнитного поля B_d , при котором можно пользоваться широко известными формулами для ондулятора (10). Заметный сдвиг резонансных частот, расплывание спектра и ослабление интенсивности излучения ондуляторов может происходить под влиянием магнитного поля Земли. При этом решающее значение имеет величина магнитного поля Земли по сравнению с полем ондулятора. Произвольная ориентация вектора магнитной компоненты B_d в плоскости, перпендикулярной оси ондулятора, не влияет на ОИ и спектр на его оси, а зависимость углового распределения от ориен-

тации вектора B_d , выражаясь через обобщенные функции Бесселя $J_{n,p}(x_0, x_1, x_2, x_3)$, менее важна для практических целей. Интенсивность такого излучения зависит от пространственных углов и от эффективного угла изгиба θ_H (см. также (20)). Если условие малости магнитного поля B_d (16) не выполняется, учет его влияния может быть произведен с помощью формул (11), (12), (15), а также (17) и (9). Анализ влияния магнитного поля Земли порядка $10^{-4}B_0$ показал, что в нем могут возникнуть значительные искажения спектра излучения ондуляторов. Ондуляторы с большим числом периодов могут работать неэффективно в магнитном поле Земли (см. рис. 4 и рис. 5). Причина резкого ухудшения характеристик таких ондуляторов при отсутствии компенсации Земного магнетизма заключается в накапливании искажений по всей длине ондулятора. Это приводит к формированию значительного эффективного угла изгиба и дополняется нежелательным эффектом неоднородного расширения спектра. Угол изгиба θ_H определяется исключительно силой постоянной составляющей магнитного поля B_d , и он не может быть устранен поворотом ондулятора в пространстве. Тщательный теоретический анализ влияния постоянного магнитного поля на ондуляторное излучение, проведенный в настоящей статье, может быть с успехом использован на практике для изучения и устранения нежелательных эффектов искажения поля в источниках СИ и ЛСЭ, как это продемонстрировано на примерах, приведенных на рис. 3–5.

Заметим, что, как известно, магнитное поле в ондуляторе не является точно синусоидальным и в определенной мере влияет на излучение (см., напр., [11]). Если бы магнитное поле было точно гармоническим и зависело только от одной координаты z , то уравнения Максвелла не выполнялись. Накладывая условие выполнения уравнений Максвелла, мы приходим к зависимости магнитного поля также и от других координат. В контексте того, что сказано выше, можно включить в рассмотрение более высокие мультипольные вклады магнитного поля и попытаться решить гораздо более сложную математическую задачу. Однако реально задача с точным учетом всех компонент магнитного поля в ондуляторах и их зависимости от координат представляет значительные сложности, и обычно все подобные эффекты учитываются как неоднородное уширение спектральных линий ОИ. Такой эффективный учет искажения и неидеальности гармонического поля $\sin(k_\lambda z)$

и проделан в нашей работе в разделе 2. Другая проблема — это учет ошибок намагничивания, которые могут быть отрегулированы магнитным шиммированием.

В отличие от них дипольная компонента магнитного поля B_d , рассмотренная нами, присутствует по всей длине ондулятора. В некоторых случаях она может быть присуща самому ондулятору ввиду, например, конструкции магнитов и тому подобное. Она также, несомненно, присутствует из-за магнитного поля Земли и может возникнуть от корректирующих катушек (если они есть). Мы приняли во внимание оба явления — как однородное, так и неоднородное уширение спектральных линий ОИ. Мы показали, что влияние дипольной компоненты магнитного поля накладывается на эффекты неоднородного уширения в плоском ондуляторе и изменяет форму спектра сложным образом, не просто сдвигая частоту максимума кривой спонтанного излучения или расширяя ее.

К сожалению, ввиду ограничений объема статьи мы не могли подробно остановиться на более детальном описании подобных эффектов.

Авторы благодарны А. В. Борисову и А. Е. Лобанову за обсуждение результатов работы, а также рецензенту за полезные замечания и предложения.

Список литературы

1. Тернов И.М., Михайлин В.В., Халилов В.Р. Синхротронное излучение и его применение. М., 1980.
2. Bordovitsyn V.A. Synchrotron Radiation theory and its development (in the memory of I. M. Ternov). Singapore, 1999.
3. Koch E.E. Handbook of Synchrotron Radiation. Amsterdam, 1983.
4. Соколов А.А., Гальцов Д.И., Жуковский В.Ч. // Журн. техн. физики. 1973. № 43. С. 682.
5. Dattoli G., Mikhailin V.V., Ottaviani P.L., Zhukovsky K. // J. Appl. Phys. 2006. **100**. Р. 084507.
6. Iracane D., Bamas P. // Phys. Rev. Lett. 1991. **67**. Р. 3086.
7. Dattoli G., Renieri A., Torre A. Lectures on the Free Electron Laser Theory and Related Topics. Singapore, 1993.
8. Reiss H.R. // Phys. Rev. 1980. **A22**. Р. 1786.
9. Ландай Л.Д., Лицшиц Е.М. Теория поля. М., 1975.
10. Dattoli G., Mikhailin V.V., Zhukovsky K.V. // J. Appl. Phys. 2008. **104**. Р. 124507.
11. Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Черенков П.А. // УФН. 1989. **157**, № 3. С. 389.

Influence of the constant magnetic field on the emission of a planar undulator**G. Dattoli^{1,a}, V. V. Mikhailin², K. V. Zhukovsky^{2,b}**¹*ENEA Research Centre, Fis.-Mat., 00044 Frascati, Rome, Italy.*²*Department of Optics and Spectroscopy, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail:* ^adattoli@frascati.enea.it, ^bzhukovsk@phys.msu.ru.

Analytical investigation of the influence of the constant magnetic field on the undulator radiation is made with the help of the generalized Bessel functions. Intensity of the radiation on the undulator axis and off-axis are studied. The critical value of the constant constituent of the magnetic field, having significant influence on the motion of electrons in the undulator, is estimated. Examples of few planar undulators are considered, the effect of the terrestrial magnetic field on their spectrum is evaluated.

Keywords: undulator, radiation, trajectory, magnetic field, spectrum.

PACS: 41.60.-m, 41.60.Ap, 41.60.Cr, 52.59.Rz.

Received 24 February 2009.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2009).

Сведения об авторах

1. Джузеппе Даттоли (G. Dattoli) — профессор ENEA Research Centre, Fis.-Mat., 00044 Frascati, Rome, Italy; E-mail: dattoli@frascati.enea.it.
2. Константин Владимирович Жуковский — канд. физ.-мат. наук, мл. научн. сотр., тел.: 939-31-77, e-mail: zhukovsk@phys.msu.ru.
3. Виталий Васильевич Михайлин — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: 939-26-73.