УДК 533.95:538.561

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПУЧКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩИХСЯ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В.В. Огнивенко
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина
E-mail: ognivenko@kipt.kharkov.ua

Исследовано влияние радиационных эффектов на релаксацию пучков заряженных частиц, движущихся в периодических полях. Получены коэффициенты диффузии частиц в пространстве импульсов, выраженные через силу парного взаимодействия частиц. Учтено кулоновское взаимодействие отдельных частиц и взаимодействие через их некогерентные поля излучения. Обсуждаются условия реализации процесса самопроизвольного усиления спонтанного излучения в ультракоротковолновых лазерах на свободных электронах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие потоков заряженных частиц с внешними периодическими в пространстве и во времени полями, приводящее к вынужденному излучению к рассеянию электромагнитных волн, как известно, является эффективным механизмом получения интенсивного, перестраиваемого по частоте, когерентного коротковолнового электромагнитного излучения (см., например, [1-3]). При этом увеличение интенсивности когерентного электромагнитного излучения потока частиц по сравнению с интенсивностью спонтанного излучения частиц этого же потока обусловлено процессами коллективного обмена энергией между заряженными частицами и возбуждаемыми ими высокочастотными электромагнитными полями, приводящими к группировке частиц и нарастанию амплитуды этих волн за счет отбора энергии частиц пучка.

В диапазоне длин волн от вакуумного ультрафиолета до мягкого рентгена, где отсутствуют достаточно хорошо отражающие зеркала, получение когерентного излучения связывают с самопроизвольным усилением спонтанного электромагнитного излучения достаточно плотным моноэнергетическим электронным пучком, движущимся в периодическом магнитном поле ондулятора (режим self-amplified spontaneous emission (SASE)) [4-7]. Для реализации такого режима усиления необходимы пучки ультрарелятивистских электронов с достаточно большой средней плотностью электронов и малым энергетическим разбросом. Однако с увеличением энергии частиц и соответственно уменьшением длины волны излучения существенно возрастает интенсивность спонтанного некогерентного излучения. Влияние этого излучения на движение частиц приводит к увеличению разброса частиц пучка по импульсам [8, 9], что значительно ограничивает возможность укорочения длины волны когерентного излучения.

В данной работе исследуется релаксация потока заряженных частиц, движущихся в периодическом поле. Рассматривается стадия спонтанного некогерентного излучения электромагнитных волн частицами пучка. Найдены общие выражения для коэффициентов диффузии частиц в пространстве импульсов, учитывающие электромагнитное взаимодействие между отдельными частицами. Получены оценки среднеквадратичного значения импульса релятивистских электронов в пучке, движущихся в поперечном периодическом в пространстве статическом магнитном поле. Обсуждаются условия реализации процесса интенсивного самопроизвольного усиления собственного спонтанного излучения в ультракоротковолновых лазерах на свободных электронах (ЛСЭ).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Рассмотрим поток идентичных заряженных частиц, движущихся во внешнем периодическом поле. Пусть отдельная заряженная частица (например, s-я) движется в этом поле по некоторой траектории $\mathbf{r}_s(t)$.Из выражений для потенциалов Лиенара-Вихерта создаваемые этой частицей электрическое и магнитное поля запишем в следующем виде [10].

$$\mathbf{E}_s = q\,\frac{\left(\mathbf{n}'_s-\boldsymbol{\beta}'_s\right)\left(1-\boldsymbol{\beta}'^2_s\right)}{R'^2_s\left(1-\mathbf{n}'_s\boldsymbol{\beta}'_s\right)^3}+q\,\frac{\left[\mathbf{n}'_s\left[\left(\mathbf{n}'_s-\boldsymbol{\beta}'_s\right)\dot{\boldsymbol{\beta}}_s\right]\right]}{c\,R'_s\left(1-\mathbf{n}'_s\boldsymbol{\beta}'_s\right)^3}, \quad (1)$$

$$\mathbf{H}_s=\left[\mathbf{n}'_s\mathbf{E}_s\right], \quad (2)$$

где q – заряд частицы; $\mathbf{n}_s=\mathbf{R}_s/R_s$; $\mathbf{R}_s=\mathbf{r}-\mathbf{r}_s(t)$; $\boldsymbol{\beta}=\mathbf{v}/c$; $\mathbf{v}=d\mathbf{r}/dt$; $\dot{\mathbf{v}}=d\mathbf{v}/dt$; штрих означает, что величина взята в запаздывающий момент времени t′, определяемый соотношением: $t'=t-R_s(t')/c$.

Уравнения движения отдельного заряда во внешнем поле и в полях, создаваемых другими частицами пучка, представим в виде

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt}=q\,\mathrm{E}^{(ext)}+\frac{q}{c}\left[\mathbf{v}\,\mathbf{H}^{(ext)}\right]+\sum_{s=1}^{N}\mathbf{F}^{(s)}\left[\mathbf{r}(t),t;x_s\right], \quad (3)$$

$$\mathbf{F}^{(s)}\left(\mathbf{r},t;x_s\right)=q\mathbf{E}_s+\frac{q}{c}\left[\mathbf{v}\,\mathbf{H}_s\left(\mathbf{r},t;x_s\right)\right], \quad (4)$$

где **p** – импульс частицы; $\mathbf{F}^{(s)}(x,t;x_s)$ – сила парного взаимодействия двух зарядов через электромагнитное поле одного из них (s-го заряда); $x_s=\{\mathbf{r}_s(t);\ \mathbf{p}_s(t)\}$ – совокупность координат и импульс s-го заряда; $\mathbf{E}^{(ext)}$ и $\mathbf{H}^{(ext)}$ – внешние электрическое и магнитное поля.

Найдем изменение во времени среднеквадратичного значения импульса частиц, рассматривая движение некоторого отдельного (пробного) заряда.

Интегрируя уравнения движения (3), найдем отклонение импульса частицы от среднего значения $\Delta\mathbf{p}=\mathbf{p}(t)-\langle\mathbf{p}\rangle$. Произведение компонент этого вектора усредним с помощью функции распределения в фазовом пространстве координат и импульсов всех частиц. Пренебрегая корреляцией частиц в начальный момент времени, находим выражение для скорости изменения среднего квадратичного значения импульса пробного заряда, обусловленного случайными некогерентными полями отдельных частиц (ср. [9]):

$$D_{ij}=\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\left\langle \Delta p_i \Delta p_j\right\rangle=\int_0^\tau dt'\int dx_{01} f\left(x_{01}\right)\times$$
$$\times F_i^{(1)}\left[\mathbf{r}(t),t;x\left(t,x_{01}\right)\right]F_j^{(1)}\left[\mathbf{r}\left(t-t'\right),t-t';x\left(t-t',x_{01}\right)\right], \tag{5}$$

где $\tau=t-t_0$, $f(x_{01})$ – одночастичная функция распределения в начальный момент времени t_0; $x_{0s}=x_s(t_0)$.

Ниже будем рассматривать движение зарядов на временах τ, меньших по сравнению со временем t_r ($\tau<t_r$) релаксации пучка вследствие процессов коллективного взаимодействия зарядов с электромагнитными полями.

3. ПОТОК НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯДОВ

Рассмотрим первоначально поток нерелятивистских заряженных частиц при отсутствии внешних полей. В этом случае поле, создаваемое отдельной частицей (например, s-й), имеет вид: $\mathbf{E}_s=q\,\mathbf{R}_s/R_s^3$. Предполагая, что поток частиц является пространственно-однородным, тензор коэффициентов диффузии (5) представим в виде:

$$D_{ij}^{(Q)}=\int d\mathbf{p}_0 f\left(\mathbf{p}_0\right)I_{ij}\left(\mathbf{p}_0,\tau\right), \tag{6}$$

$$I_{ij}=q^4\int_0^\tau d\tau'\int d\mathbf{r}_0\,\frac{R_i'\left(R_j'+\rho_j\right)_i}{R'^3\left|\mathbf{R}'+\boldsymbol{\rho}\right|^3}, \tag{7}$$

где $\mathbf{R}'=\mathbf{r}'-\mathbf{r}_0-\mathbf{v}_0\tau'$; $\boldsymbol{\rho}=\mathbf{r}-\mathbf{r}'-\mathbf{v}_0(\tau-\tau')$; $\tau'=t'-t_0$; интегрирование по $\mathbf{r}_0$ производится по всему пространству.

В подынтегральном выражении в правой части уравнения (7) заменим переменную интегрирования $\mathbf{r}_0$ на $\mathbf{R}'$ и перейдем к сферической системе координат R', θ', φ'. Интегрируя по R' от 0 до ∞, получаем

$$I_{ij}=\int_0^\tau\frac{d\tau'}{\rho}\int_0^{2\pi}d\varphi'\int_0^\pi d\theta'\sin\theta'\,n_i'\,\frac{n_j'+n_j}{1+\cos\psi}, \tag{8}$$

где $\mathbf{n}'=\mathbf{R}'/R'$; $\mathbf{n}=\boldsymbol{\rho}/\rho$; $\mathbf{n}=(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$; $\mathbf{n}'=\mathbf{n}(\theta',\varphi')$; $\cos\psi=\cos\theta\cos\theta'+\sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi-\varphi')$.

Найдем, например, z-ю (продольную) компоненту тензора (8). Предполагая, что за время рассматриваемого процесса движение частиц существенно не изменяется, подставим невозмущенные значения $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ ($\mathbf{r}=\mathbf{r}_0+\mathbf{v}(t-t_0)$, $\mathbf{r}'=\mathbf{r}(t')$) в выражение для ρ: $\rho=u(\tau-\tau')$, где $\mathbf{u}=\mathbf{v}-\mathbf{v}_0$. Для устранения расходимости интеграла по τ' в уравнении (8) учтём, что заряды находятся на некотором конечном расстоянии друг от друга. Пусть минимальное расстояние между зарядами равно r_{min}. Тогда величина $|\mathbf{R}'+\boldsymbol{\rho}|$ в знаменателе правой части уравнения (7) должна быть больше r_{min}. Этот факт можно учесть, например, заменив $|\mathbf{R}'+\boldsymbol{\rho}|$ на $(|\mathbf{R}'+\boldsymbol{\rho}|^2+r_{min}^2)^{1/2}$ в знаменателе подынтегрального выражения (7). Интегрируя затем полученное выражение по R', θ', φ' и τ' при $\tau'>r_{min}/u$, находим

$$I_{zz}=2\pi q^4\Lambda\frac{u^2-u_z^2}{u^3}, \tag{9}$$

где $\Lambda=\ln\dfrac{u\tau}{r_{min}}$.

Если характерный размер области, которую занимают заряженные частицы, равен R_{max} и за время τ в результате теплового разлета частицы достигают границ этой области, то при $u\tau>R_{max}$ в выражении для Λ величину $u\tau$ следует заменить на R_{max}: $\Lambda=\ln\left(R_{max}/r_{min}\right)$.

В классическом случае минимальное расстояние между частицами определяется как $r_{min}=q^2/m\,v_{отн}^2$, где $v_{отн}$ – среднее значение относительной скорости двух частиц.

Заметим, что выражение (9) соответствует ядру интеграла столкновений при кулоновском взаимодействии нерелятивистских частиц [11].

4. РЕЛАКСАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ПУЧКА В ОНДУЛЯТОРЕ

При движении заряженных частиц в периодических в пространстве или во времени полях частицы излучают электромагнитные волны. В этом случае изменение разброса частиц по импульсам будет связано с электромагнитным взаимодействием между частицами.

Рассмотрим пучок релятивистских заряженных частиц ($\gamma_0>>1$, где γ_{0s} – релятивистский фактор) с однородной средней плотностью n_0 и радиусом r_b, движущихся в положительном направлении оси z (z>0) в периодическом спиральном магнитном поле ондулятора $\mathbf{H_u}$:

$$\mathbf{H}_u=H_0\left[\mathbf{e}_x\cos\left(k_u z\right)+\mathbf{e}_y\sin\left(k_u z\right)\right], \tag{10}$$

где $k_u=2\pi/\lambda_u$; H_0 и λ_u – амплитуда и период магнитного поля; $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$ – единичные векторы вдоль осей OX и OY декартовой системы координат.

В магнитном поле (10) заряды движутся по траектории

$$r_s=r_{0s}-\mathbf{e}_x r_u\sin\left(k_u z_s\right)+\mathbf{e}_y r_u\left[\cos\left(k_u z_s\right)-1\right]+z_s, \tag{11}$$

где $z_s=v_{0z}(t-t_{0s})$; $r_{0s}=\{x_{0s}, y_{0s}, 0\}$ и v_{0s} – радиус-вектор и продольная скорость s-го заряда в начальный момент времени t_{0s}, когда он пересекает плоскость z=0; $r_u=cK/(k_u v_{0s}\gamma_{0s})$; $K=|q|H_0/(mc^2k_u)$.

Период, амплитуда поля ондулятора и энергия заряда однозначно определяют длину волны, излучаемой зарядом в направлении оси его спиральной траектории в ондуляторе, $\lambda=\lambda_u/2\gamma_z^2$, где $\gamma_z^2=\gamma_0^2/\left(1+K^2\right)$.

Развитие коллективной неустойчивости в потоке заряженных частиц в ондуляторе обеспечивает группировка частиц по фазе комбинационной волны в продольном направлении. Поэтому рассмотрим изменение среднеквадратичного значения продольного импульса частиц. Предполагая параметр $K^2<<1$, из уравнений (1)-(4) находим выражение для продольной компоненты силы, действующей со стороны s-го заряда на заряд (пробный), находящийся в координате **r** в момент времени t (ср. [8, 9]):

$$F_z^{(s)}\left[X\left(t,x_{0s}\right)\right]=\frac{q^2\left(\delta z\right)_s}{\gamma_s^2 R_*^3}-\frac{q^2K^2k_{os}^2}{\gamma\gamma_s}G\left[X\left(t,x_{0s}\right)\right], \quad (12)$$

$$G\left[X\left(t,x_{0s}\right)\right]=\left(\beta_{0z}+\frac{\delta z}{R_*}-\frac{\beta_{0z}}{k_0^2R_*^2}-\frac{\beta_{0z}\rho_s^2}{2\gamma_{0z}^2R_*^2}\right)\frac{\sin\psi}{k_0R_*}+$$

$$+\left(\beta_{0z}+\frac{\delta z}{R_*}\right)\frac{\cos\psi}{k_0^2R_*^2},$$

$$c\left(t-t_{0s}\right)>\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s\left(t_{0s}\right)\right|, \quad (13)$$

где $\Delta p_я=p_{я0}-|\Delta p_я|_R$; $\rho_s=|\mathbf{r}_\perp-\mathbf{r}_{0\perp s}|$; $\delta z=z-z_s(t)$; $\psi=k_u\gamma_{0z}^2\left[\left(\delta z\right)_s+\beta_{0z}R_*\right]$; $R_*=\sqrt{\left(\delta z\right)_s^2+\rho_s^2/\gamma_{0z}^2}$ $k_0=\beta_{0z}\gamma_{0z}^2k_u$; $\left(\Delta p_z\right)_R\equiv-\left(2/3\right)q^2\mathrm{K}^2k_u^2\gamma_0^2\tau$ – изменение продольного импульса, вследствие радиационного торможения; $X\left(t,x_0\right)=\left[x(t),t;x_s\left(t,x_0\right)\right]$.

Первое слагаемое в правой части выражения (12) описывает кулоновское взаимодействие зарядов и соответствует силе взаимодействия равномерно и прямолинейно движущихся зарядов в ондуляторе. Второе слагаемое в этом выражении обусловлено взаимодействием зарядов через создаваемые ими электромагнитные поля. Подставляя выражение (12) в формулу (5), после соответствующих вычислений коэффициент диффузии представим в виде

$$D_\parallel=D_\parallel^{(Q)}+D_\parallel^{(R)}, \quad (14)$$

где $D_\parallel^{(Q)}\equiv D_{zz}^{(Q)}$ отвечает кулоновскому взаимодействию зарядов и определяется произведением первых слагаемых в правой части выражения (12). С помощью уравнения (5) при $\beta_\perp<<1$ получаем

$$D_\parallel^{(Q)}=2\pi q^4\int d\mathbf{p}_0f\left(\mathbf{p}_0\right)\frac{\left(\mathbf{u}_\perp\right)^2}{\gamma^4\left[\left(\mathbf{u}\right)^2/\gamma_0^2+\left(\boldsymbol{\beta}_0\mathbf{u}\right)^2\right]^{3/2}}. \quad (15)$$

Это выражение отвечает коэффициенту диффузии в продольном направлении при релятивистских кулоновских столкновениях [12].

Второе слагаемое в правой части формулы (14) описывает радиационное взаимодействие зарядов:

$$D_\parallel^{(R)}=\left(qKk_u\right)^4\int_0^\tau dt'\int_{V_0}dx_0f\left(x_0\right)\left(\frac{\gamma_{0z,s}^4\beta_{0z,s}}{\gamma\gamma_s}\right)^2\times \quad (16)$$

$$\times G\left[X\left(t,x_0\right)\right]G\left[X\left(t-t',x_0\right)\right],$$

где V_0 – область интегрирования по начальным координатам и импульсам, определяемая соотношением (13) и условием: $r_{\perp s}\equiv\left(x_{os}^2+y_{0s}^2\right)^{1/2}\le r_b$.

В предельном случае достаточно малого начального энергетического разброса частиц, $\Delta\gamma/\gamma_0<<\lambda_u/z$, на расстоянии $z>>\gamma_zr_b>\lambda_u$, выражение (16) принимает следующий вид (ср. [9]):

$$D_\parallel^{(R)}=4\left(\pi qK\frac{\gamma_z}{\gamma_0}\right)^4n_b\frac{\gamma_zr_bz}{\lambda_u^2\,\mathrm{v}_z}. \quad (17)$$

Здесь мы перешли к независимой переменной z – расстоянию от входа в ондулятор.

ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, в результате проведенного рассмотрения с помощью метода, заключающегося в усреднении произведения сил парного взаимодействия частиц по их распределению в пространстве координат и импульсов в начальный момент времени, в явном аналитическом виде получены коэффициенты диффузии частиц по импульсам при электромагнитном взаимодействии частиц друг с другом.

При отсутствии внешних полей полученные выражения для коэффициентов диффузии соответствуют известным, описывающим кулоновское взаимодействие [11, 12].

Для интенсивных ультрарелятивистских пучков с достаточно малым начальным энергетическим разбросом изменения среднеквадратичного значения продольного импульса зарядов в ондуляторе обусловлено, в основном, их радиационным взаимодействием, поскольку коэффициент диффузии, связанный с кулоновским взаимодействием, уменьшается с увеличением энергии частиц. При $z>>\gamma_zr_b$ величина этого разброса описывается формулой:

$$\left\langle\left(\Delta p_z\right)^2\right\rangle=D_\parallel^{(R)}\left(z\right)\cdot z/\mathrm{v}_z. \quad (18)$$

Заметим, что при кулоновском взаимодействии зарядов разброс частиц по импульсам, $\sigma=(<(\Delta p_z)^2>)^{1/2}/p_0$, увеличивается пропорционально квадратному корню расстояния, пройденного ими в ондуляторе, в то время как вследствие радиационного взаимодействия «моноэнергетических» частиц ($\Delta\gamma/\gamma_0<<\lambda_u/z$) этот разброс увеличивается пропорционально расстоянию в первой степени. Это связано с тем, что отклонение импульса частиц от среднего значения, в рассматриваемом случае, происходит под действием независящих от времени сил парного взаимодействия. Кроме того, при $z>\gamma_zr_b$ число заряженных частиц, эффективно взаимодействующих с пробным зарядом, практически не увеличивается со временем.

Для интенсивного усиления спонтанного излучения релятивистским электронным пучком, движущимся в периодическом поле (10), разброс по импульсам в пучке должен удовлетворять условию: $\sigma<\sigma_{max}$, где $\sigma_{\max}=\rho_F$; $\rho_F=\left(K^2n_0r_0\lambda_u^2/16\pi\right)^{1/3}/\gamma_0$ (см., напр., [3-6,13]). При этом интенсивность излучения достигает максимального значения на характерном расстоянии $L_{sat}=\lambda_u/\rho_F$.

Если разброс по импульсам достигает значения σ_{max} на расстоянии z_{rad} значительно меньшем L_{sat}, то частицы не смогут группироваться в когерентно излучающие сгустки.

Приведем оценку величины среднеквадратичного разброса электронов по продольному импульсу для следующих параметров пучка и ондулятора: энергия электронов пучка E_b=7,6 ГэВ;, ток пучка I_p=5 кА; радиус и плотность пучка $r_b=20\lambda_u/\gamma_z$; $n_b=1{,}3\cdot10^{16}$ см$^{-3}$; период ондулятора λ_u=3 см; амплитуда магнитного поля ондулятора H_u=2,5 кГс. Длина волны излучения λ=0,1 нм. Для самопроизвольного усиления собственного спонтанного излучения электронным пучком разброс по импульсам не должен превышать значение $\sigma_{max} \approx 5 \cdot 10^{-4}$. При этом $L_{sat} \approx 55$ м. Пренебрегая начальным энергетическим разбросом электронов, находим: $\sigma = \sigma_{max}$ при $z = z_{rad} \approx 46$ м. Таким образом, для приведенных параметров электронного пучка и ондулятора разброс по импульсам будет равен предельно допустимому значению на расстоянии, меньшем характерного расстояния, необходимого для формирования вынужденного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Генераторы когерентного излучения на свободных электронах*: Сб. статей. Пер. с англ. / Под ред. А.А. Рухадзе. М.: «Мир», 1983, с.282.
2. Th. C. Marshall. *Free-Electron Lasers*. New York; London. Mc. Millan Pabl. Co., 1985. (Пер. с англ.: Т. Маршалл. *Лазеры на свободных электронах*. М.: «Мир». 1987, с.240).
3. В.И. Курилко, В.В. Огнивенко. Динамика моноэнергетического потока точечных электронов в спиральном ондуляторе // *Физика плазмы*. 1994, т.20, №7,8, р.634-639.
4. C. Pellegrini. Summary of the Working Group on FEL theory // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*. 1985, v.239, №1, p.127-129.
5. R. Bonifachio, C. Pellegrini, L.M. Narducci. Collective instabilities and high-gain regime in a free-electron laser // *Opt. Commun.* 1984, v.50, №6, p.373-379.
6. K.-J. Kim. An analysis of self-amplified spontaneous emission // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 1986, v.A250, №1-2, p.396-403.
7. Е.Н. Рагозин, И.И. Собельман. Продвижение лазеров на свободных электронах в рентгеновскую область спектра // *УФН*. 2004, т.147, №2, с.207-208.
8. V.V. Ognivenko. Radiative relaxation of relativistic electron beam in helical undulator *// Вопросы атомной науки и техники. Серия "Плазменная электроника и новые методы ускорения" (5).* 2006, №5, p.7-9.
9. V.V. Ognivenko. Threshold of spontaneous emission amplification by relativistic electron beam in undulator *// Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nuclear Physics Investigations" (49).* 2008, №3, p.145-147.
10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля*. М.: «Наука», 1967, с.460.
11. Л.Д. Ландау. Кинетическое уравнение в случае кулоновского взаимодействия // *ЖЭТФ*. 1937, т.7, №2, с.203-209.
12. С.Т. Беляев, Г.И. Будкер. Релятивистское кинетическое уравнение // *Докл. АН СССР*. 1956, т.107, №6, с.807-810.
13. P. Sprangle, R.A. Smith. Theory of free-electron lasers // *Phys. Rev. A*. 1980, (21), №1, p.293-301.

Статья поступила в редакцию 02.12.2009 г.

RADIATION EFFECTS IN THE CHARGED PARTICLES BEAMS MOVING IN PERIODIC FIELDS

V.V. Ognivenko

Influence of radiation effects on the relaxation of the charged particles beams, moving in the periodic fields is investigated. The general formulas for the diffusion coefficients in momentum space expressed in term of force of pair particles interaction are derived. Both Coulomb interaction of individual particles and interaction via its incoherent radiation fields are taken into account. The conditions of realization of intense self-amplified spontaneous emission in the ultrashort-wavelength free-electron lasers are considered.

РАДІАЦІЙНІ ЕФЕКТИ В ПУЧКАХ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК, ЩО РУХАЮТЬСЯ В ПЕРІОДИЧНИХ ПОЛЯХ

В.В. Огнівенко

Досліджено вплив радіаційних ефектів на релаксацію пучків заряджених частинок, що рухаються в періодичних полях. Отримано загальні формули для коефіцієнтів дифузії частинок у просторі імпульсів, що виражені через силу парної взаємодії частинок. Враховано кулонівську взаємодію окремих частинок та взаємодію через їх некогерентні поля випромінювання. Обговорюються умови реалізації процесу самочинного посилення спонтанного випромінювання в ультракороткохвильових лазерах на вільних електронах.