

09;10

УСТОЙЧИВОСТЬ ЛИНЕЙНОЙ ЦЕПОЧКИ ДВИЖУЩИХСЯ ЗАРЯДОВ В ОНДУЛЯТОРЕ ВБЛИЗИ ПОРОГА ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© В.И.Курилко, В.В.Огнивенко

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",
310108 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 10 мая 1995 г.)

Представлены результаты теоретического исследования динамики движения моноэнергетического потока точечных заряженных частиц в спиральном ондуляторе с учетом влияния на это движение полей спонтанного ондуляторного излучения (СОИ) этих частиц. На основе результатов этого исследования для простейшей одномерной модели потока излучателей установлено пороговое значение их погонной плотности, превышение которого обеспечивает переход неравновесной системы поток зарядов + ондулятор из режима классического источника некогерентного СОИ в режим интенсивного автоусиления когерентного излучения (режим лазера на свободных электронах).

Введение

Как известно [1,2], режим интенсивного автоусиления собственных шумов пучка в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) обеспечивает возможность получения перестраиваемого по частоте когерентного ультракоротковолнового излучения с помощью достаточно интенсивных ультрарелятивистских пучков электронов.¹ При этом пиковая мощность этого излучения практически не зависит от энергии электронов [4-7]. Последняя определяет лишь длину волны излучения, которая убывает обратно пропорционально квадрату релятивистского фактора пучка (γ_0). Повышение пикового тока в резонансных ускорителях электронов представляет бóльшую сложность, чем увеличение энергии пучка. Поэтому естественно возникает вопрос, насколько можно укорачивать длину волны когерентного излучения в ЛСЭ с увеличением энергии пучка при фиксированном значении его пикового тока. Этот вопрос является актуальным в связи с исследованиями, направленными на получение перестраиваемого по энергии когерентного

¹ Начало теоретическим исследованиям индуцированных процессов при рассеянии внешних электромагнитных полей потоком релятивистских электронов было положено классической работой [3].

рентгеновского излучения (см., например, [8-21]). В самом деле, по качественным внешним признакам ЛСЭ в режиме автоусиления не отличается от классического источника некогерентного СОИ, а именно в обеих этих неравновесных системах используются пучки электронов и ондуляторы, обеспечивающие появление магнитотормозного СОИ. Физически очевидно, что для перехода источника некогерентного СОИ в режим автоусиления когерентного излучения (режим ЛСЭ) должны быть выполнены определенные количественные условия. Одним из главных среди них является наличие достаточно большого числа (\mathcal{N}') индивидуальных излучателей в объеме куба с характерной длиной ребра, равной длине волны СОИ в системе покоя пучка (λ') [15-18]

$$\mathcal{N}'_V \equiv n'_0(\lambda')^3 = \mathcal{N}_V = n_0\lambda^3\gamma_0^2 = n_0D^3/8\gamma_0^4 \gg 1. \quad (1)$$

Если это условие не выполнено, то СОИ индивидуальных электронов пучка не может быть когерентным. Причиной тому является быстрый спад амплитуды поля этого излучения с расстоянием в дальних зонах, где при $\mathcal{N}'_V \ll 1$ находятся соседние электроны-излучатели [19-21].

В предельном случае $\mathcal{N}'_V \gg 1$ самосогласованная линейная корпускулярная теория ЛСЭ усилителя с безграничным пучком электронов была построена в [17,18] на основе аналитического моделирования динамики продольного движения потока точечных электронов в суммарном поле СОИ каждого из них. Для оценок условий самовозбуждения ультракоротковолновых ЛСЭ необходимо обобщение такой теории на область конечных значений параметра \mathcal{N}' . В данной работе представлены метод и результаты теоретического анализа простейшей модели неравновесной системы данного класса — линейной цепочки точечных зарядов-излучателей, движущихся в спиральном ондуляторе.

1. Постановка и метод решения задачи

Рассмотрим моноэнергетический поток точечных излучателей с энергией $W \equiv m_0c^2\gamma_0$ каждый, движущийся вдоль оси OZ спирального ондулятора с периодом D и магнитным полем

$$\mathbf{H}_0 = H_u[\mathbf{e}_x \cos(k_u z) + \mathbf{e}_y \sin(k_u z)], \quad (2)$$

где $k_u \equiv 2\pi/D$; \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y — единичные векторы вдоль осей OX , OY соответственно, $\gamma_0 \equiv (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор излучателя, $\beta_0 = v_0/c$; m_0 — его масса покоя; v_0 — равновесная скорость его движения вдоль оси OZ ; c — скорость света в вакууме.

Найдем зависимость эффективности испускания когерентного излучения частицами данного потока от числа излучателей на длине волны их СОИ в области параметров, где указанное число не слишком велико.

Решение поставленной таким образом задачи будем искать самосогласованным методом моделирования продольной динамики частиц пучка в суммарном поле ондулятора (2) и их СОИ в дипольном приближении, когда выполнено сильное неравенство $|K| \ll 1$ ($K \equiv eH_u D/2\pi m_0 c^2$, e — заряд излучателя) [17,18].

2. Исходные уравнения

Динамику продольного движения излучателя в поле (2) и поле СОИ его соседей определяет соответствующая компонента силы Лоренца [16,17]

$$F_z^{\text{tot}}(\mathbf{r}, t) = \sum_s F_z(\mathbf{r}, t; q_s) =$$

$$= e \sum_s \left\{ E_z(\mathbf{r}, t; q_s) + \beta_{\perp} \operatorname{Re}[(H_y(\mathbf{r}, t; q_s) + iH_x(\mathbf{r}, t; q_s)) \exp(ik_u z)] \right\}. \quad (3)$$

Здесь индекс s обозначает номер излучателя; $q_s \equiv (x_s, y_s, t_s)$ — совокупность его начальных параметров на входе в ондулятор при $z = 0$; t_s — момент влета; $\beta_{\perp} \equiv K/\gamma_0$ — относительная амплитуда его поперечной скорости в поле (2).

В дипольном приближении поля \mathbf{E} и \mathbf{H} СОИ индивидуального заряда в ондуляторе, полученные из формул для поля ускоренно движущейся заряженной частицы (см., например, [22]), принимают вид [18]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t; q_s) = & \frac{e\mathbf{R}_0}{R_*^3\gamma_0^2} + \frac{\beta_{\perp}e}{R_*} \left\{ \frac{\mathbf{R}_0\rho}{R_*^2\gamma_0^2} \left[\frac{3}{R_*} \cos\chi + k_0 \left(1 - \frac{3}{k_0^2 R_*^2} \right) \sin\chi \right] - \right. \\ & \left. - \operatorname{Re}(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)e^{i\vartheta} \left[\frac{1}{R_*} \left(1 + \beta_0 \frac{\Delta_s}{R_*} \right) + ik_0 \left(1 + \beta_0 \frac{\Delta_s}{R_*} - \frac{1}{k_0^2 R_*^2} \right) \right] \right\}, \quad (3a) \end{aligned}$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t; q_s) = \beta_0[\mathbf{e}_z\mathbf{E}] + \frac{e\beta_{\perp}}{R_*^3\gamma_0^2} \left\{ \Delta_s \operatorname{Re}[(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)e^{i\vartheta}(k_0 R_* - i)] - e_z \rho \cos\chi \right\}, \quad (3б)$$

$$c\tau > (z^2 + \rho^2)^{1/2}, \quad (3в)$$

где $Z_s(\tau, q_s) \equiv v_0\tau + \Delta(\tau, q_s)$; $\tau = t - t_s$; $\Delta(\tau, q_s)$ — продольное смещение заряда относительно его равновесной траектории $v_0\tau$, обусловленное влиянием излучаемого поля ($\Delta(0, q_s) = 0$); $R_* \equiv [\Delta_s^2 + \rho^2/\gamma_0^2]^{1/2}$, $\Delta_s \equiv z - Z_s(\tau, q_s)$, $\chi \equiv \varphi - \vartheta$, $\vartheta \equiv k_u\{z - \gamma_0^2[\Delta_s + \beta_0 R_*]\}$, $\rho \equiv [(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2]^{1/2}$, $\varphi = \operatorname{arctg}[(y - y_s)/(x - x_s)]$, $k_0 \equiv k_u\beta_0\gamma_0^2$, $\mathbf{R}_0(t) = \mathbf{e}_x(x - x_s) + \mathbf{e}_y(y - y_s) + \mathbf{e}_z\Delta_s$.

Как было показано в [17,18], в случае безграничного пучка при $\mathcal{N} \gg 1$ в правой части (3) можно перейти от суммирования по номерам частиц к интегрированию по $\mathbf{r}_s \equiv \mathbf{e}_x x_s + \mathbf{e}_y y_s$ и моментам влета в ондулятор t_s . В результате этих вычислений для линейного приближения (режим малых амплитуд) из уравнений движения частиц пучка в поле (3) получаем хорошо известный комплексный коэффициент усиления ЛСЭ [4-7]

$$\alpha \equiv \frac{\varkappa}{D\gamma_0} \exp(\pi i/6), \quad (4)$$

где $\varkappa \equiv [4\pi^2 n_0 r_e D^2 K^2]^{1/3}$, $r_e \equiv e_e^2/m_0 c^2$ — классический радиус электрона (e_e — заряд электрона).

При конечных значениях параметра N_V замена суммирования интегрированием в правой части (3) недопустима. Для получения искомой функциональной зависимости эффективности генерации когерентного излучения в режиме автоусиления спонтанного излучения (SASE²) в явном виде ниже будет рассмотрен простейший случай одномерного потока зарядов-излучателей, когда все они входят в ондулятор строго по оси OZ ($x_s = y_s = 0$). В этом предельном случае система линеаризованных лагранжевых уравнений движения излучателей в поле (3) приобретает следующий вид:

$$m_0 \gamma_0^3 \frac{d}{dt} v_{zi} = F_{zi}(z_i, t), \quad \frac{d}{dt} Z_i = v_{zi}, \quad (5a)$$

$$F_{zi}(z, t) = \mathcal{F}_R \left[1 + \sum_s \Phi(\psi_{si}) \right], \quad (5b)$$

$$\Psi(x) = \frac{12}{x^2} \left[\cos x + \left(\frac{x}{2} - \frac{1}{x} \right) \sin x \right], \quad (5c)$$

где $\psi_{si} = k_{(+)}(\Delta_s - \Delta_i)$, $k_{(+)} \equiv k_u / (1 - \beta_0)$, $\mathcal{F}_R \equiv -\frac{2}{3} \beta_0 (r_0 H_u \beta_0 \gamma_0)^2$ — сила торможения излучением одиночного заряда, $r_0 \equiv e^2 / m_0 c^2$ — классический радиус излучателя.

Физически функция Φ описывает степень ослабления парного радиационного взаимодействия зарядов с номерами s и i . При этом эффект релятивистского изменения масштабов приводит к тому, что удаление этих зарядов на длину волны СОИ эквивалентно изменению аргумента этой функции на 2π (см. (8)).

Следует подчеркнуть, что уравнения Лагранжа (5a), описывающие динамику движения частиц пучка под действием силы Лоренца, фактически определяют характеристики кинетического уравнения Власова-Климонтовича (см., например, [23]). По этой причине рассматриваемый метод решения поставленной выше задачи по существу является не только самосогласованным, но и кинетическим.

Физически первое слагаемое в правой части силы (5b) описывает торможение заряда с номером i собственным полем его СОИ. Второе слагаемое в правой части этого выражения учитывает радиационное взаимодействие частиц пучка между собой. Именно это слагаемое при определенных условиях обеспечивает группировку зарядов пучка в когерентные сгустки и развитие радиационной неустойчивости рассматриваемой неравновесной системы. Заметим, что суммирование в этом слагаемом производится по всем зарядам, в областях влияния полей СОИ которых находится рассматриваемый (пробный) заряд с номером i .

КПД будем определять как усредненное по всему ансамблю частиц отношение потерь энергии потока зарядов к первоначальной их энергии

$$\eta = \frac{1}{N} \sum_{s=1}^N \left[1 - \frac{\gamma(z, q_s)}{\gamma_0} \right]. \quad (6)$$

Изменение этого КПД по сравнению с КПД спонтанных потерь энергии зарядов в ондуляторе характеризует степень когерентности их коллективного радиационного взаимодействия с ондулятором.

² SASE — Self Amplification of Spontaneous Emission.

В общем случае аналитические решения системы (5), (6) могут быть получены лишь при наличии малого параметра. Основным параметром данной задачи является погонное число зарядов \mathcal{N} , т. е. их число на длине волны СОИ $\mathcal{N} \equiv N_0 \lambda_{\text{СОИ}}$, где N_0 — число зарядов на единице длины цепочки (N_0 — линейная плотность излучателей (м^{-1})). Ниже мы рассмотрим раздельно предельные случаи больших и конечных значений этого числа. В первом из них ($\mathcal{N} \gg 1$) самосогласованная система уравнений динамики пучка сводится к неоднородному дифференциальному уравнению для малых отклонений траекторий частиц пучка от соответствующих равномерному и прямолинейному движению вдоль оси ондулятора (см. раздел 3а). Во втором из них, когда число \mathcal{N} не слишком велико ($1 < \mathcal{N} \leq 20$), указанные решения будут получены численными методами для ряда фиксированных значений параметра \mathcal{N} (см. раздел 3б).

Итак, рассмотрим пространственное автоусиление вдоль оси OZ СОИ потока точечных излучателей. Будем предполагать, что эти излучатели на входе в ондулятор моноэнергетичны и равномерно распределены по начальным фазам влета на полной длине импульса пучка t_p

$$t_p \equiv p/N_0 v_0; \quad p = 1, 2, 3, \dots, N - 1, N.$$

Рассчитаем зависимость потерь кинетической энергии пучка от продольной координаты как функцию погонного числа излучателей \mathcal{N} .

а) Большие значения погонной плотности излучателей ($\mathcal{N} \gg 1$). В этом предельном случае в правой части формулы (5б) можно перейти от суммирования по номерам излучателей к интегрированию по ним с помощью замены

$$\sum_s (\dots) \int_0^{q_{\max}} dq (\dots); \quad q = s - i.$$

При равномерном распределении излучателей по моментам влета в ондулятор t_q , такая замена позволяет свести исходную систему к уравнению³

$$\frac{d^2}{d\zeta^2} \delta_i(\zeta) = -g \left\{ 1 + \int_0^{q_{\max}(\zeta)} dq \Phi[2\pi q/\mathcal{N} + \delta_i(\zeta) - \delta_{i+q}(\zeta)] \right\}, \quad (7a)$$

$$q_{\max}(\zeta) = \mathcal{N}[\zeta - \delta_i(\zeta)/2\pi], \quad (7б)$$

где $g \equiv 32\pi^3 K^2 \gamma_0 r_0 / 3D$, $\delta_i(\zeta) \equiv k_{(+)} \Delta_i(\zeta)$, $|\delta_i| \ll 1$, а символом $\zeta = z/D$ обозначена безразмерная длина пути излучателя в ондуляторе.

³ Структура силы торможения излучением для ультрарелятивистского сгустка в ондуляторе исследована в [24].

Физически параметр g представляет безразмерную интенсивность радиационного взаимодействия одиночного заряда с ондулятором. Верхний предел интегрирования в интеграле (7а) однозначно определен конечной скоростью распространения поля СОИ вперед от излучателя, а также требованием, чтобы в точке пребывания пробного заряда ($z_i \equiv v_0 t + \Delta_i$) это поле не обогнало последний ($c(t - t_{s \max}) = v_0(t - t_i) + \Delta_i$).

Подставляя (7б) в (7а), раскладывая подынтегральное выражение в (7а) по δ_i , δ_{i+q} и дифференцируя затем по ζ обе части полученного уравнения, окончательно получим неоднородное дифференциальное уравнение в полных производных для малых отклонений траекторий частиц от соответствующих равномерному и прямолинейному движению вдоль оси ондулятора

$$\frac{d^3}{d\zeta^3} \delta_i(\zeta) - g \mathcal{N} \Phi'(2\pi\zeta) \delta_{i+\mathcal{N}\zeta}(\zeta) - g \mathcal{N} \delta'_i(\zeta) / \pi = -g \mathcal{N} \Phi(2\pi\zeta). \quad (8)$$

Из этого уравнения следует аналитическая зависимость характерной длины коллективного радиационного взаимодействия рассматриваемого потока излучателей с ондулятором (\mathcal{L}_R) от внешних параметров данной неравновесной системы

$$\mathcal{L}_R \approx (g \mathcal{N})^{-1/2}. \quad (9)$$

Как и следовало ожидать, эта длина убывает с ростом не только интенсивности радиационного взаимодействия излучателей с ондулятором (g), но и их погонного числа (\mathcal{N}). Последний эффект свидетельствует, в частности, о наличии усиления указанного взаимодействия, обусловленного когерентностью элементарных излучателей. Заметим, что аналогичная зависимость от тока пучка имеет место и в случае радиационной неустойчивости кольцевого пучка в однородном магнитном поле [25].

Более детальную информацию о характеристиках рассматриваемого взаимодействия вблизи порога радиационной неустойчивости можно получить методом численного решения исходной системы (5), (6). Ниже мы представим результаты соответствующих расчетов.

б) К о н е ч н ы е з н а ч е н и я п а р а м е т р а \mathcal{N} . При $1 < \mathcal{N} \leq 20$ численное моделирование процесса автоусиления (регулярный сигнал на входе в ондулятор отсутствует), описываемого уравнениями (5), было проведено для значений полной длительности импульса пучка, равных десяти и пятнадцати периодам генерируемой волны при значении параметра g , равном $4 \cdot 10^{-8}$. Это значение параметра g , в частности, соответствует периоду ондулятора $D = 1$ см, амплитуде магнитного поля ондулятора $H_u = 5$ кГс (ондуляторный параметр $K = 0.5$) и начальной энергии электронов $E_b = 850$ МэВ. Длина волны СОИ при этом составляет порядка 2 нм.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 1–3. На рис. 1 и 2 приведены зависимости КПД от нормированного расстояния вдоль оси ондулятора для нескольких значений числа частиц на длине волны $\mathcal{N} = 0.5, 3.0, 4.0, 5.0$ (рис. 1) и $\mathcal{N} = 7, 10, 20$ (рис. 2). Длина импульса тока пучка для приведенных на этих рисунках результатов

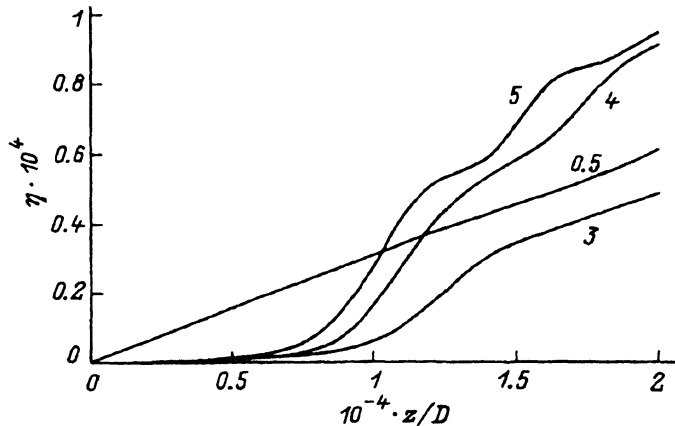


Рис. 1. Зависимости КПД от нормированного расстояния вдоль оси ондулятора для разных значений погонного числа частиц \mathcal{N} (цифры у кривых).

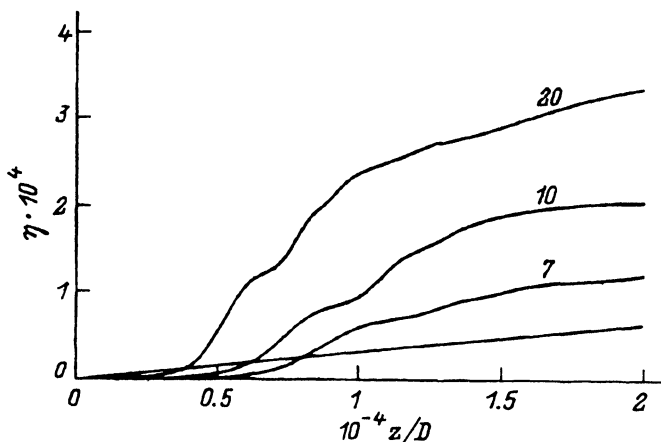


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для больших значений параметра \mathcal{N} . Кривая без обозначений — спонтанные потери отдельного заряда η_{sp} в ондуляторе.

равна десяти периодам волны СОИ $\omega t_p / 2\pi = 10$. Кроме того, на рис. 2 приведена прямая, соответствующая спонтанным потерям отдельного заряда в ондуляторе, вычисленная согласно уравнениям (5), (6) по формуле

$$\eta_{sp} = g\zeta / 4\pi. \quad (10)$$

Зависимость КПД η от координаты z для $\mathcal{N} = 0.5$ (рис. 1) соответствует случаю, когда расстояние между соседними частицами приблизительно равно двум длинам волн. Эта зависимость практически не отличается от прямой, соответствующей спонтанным потерям энергии отдельным зарядом (см. формулу (10)).

Из этих рисунков видно, что при $\mathcal{N} > 1$ с увеличением числа частиц на длине волны первоначально происходит уменьшение полных потерь энергии частиц пучка по сравнению с некогерентными спонтанными потерями. Этот эффект обусловлен взаимным гашением полей СОИ отдельных излучателей, находящихся в пределах одной длины волны

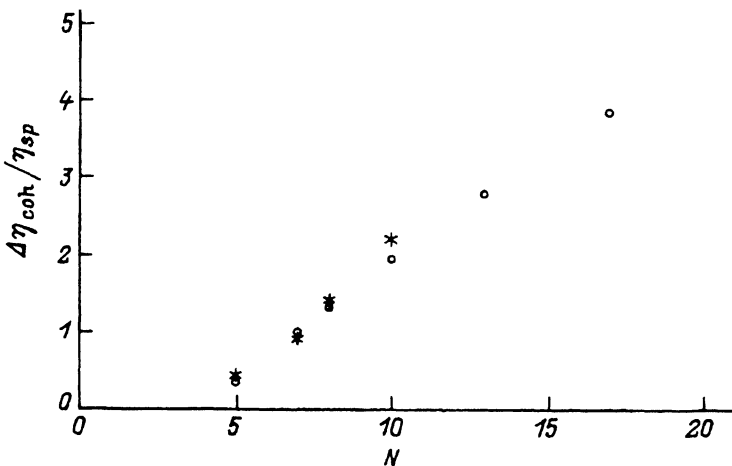


Рис. 3. Зависимость относительного превышения максимального значения КПД над спонтанными потерями $\Delta\eta_{\text{coh}}/\eta_{\text{sp}}$ от числа частиц на длине волны \mathcal{N} , для полной длины сгустка, равной десяти (o) и пятнадцати (*) длинам волн СОИ.

(для случая томпсоновского рассеяния электромагнитной волны сгустками заряженных частиц этот процесс детально исследован в [10,19]). На больших расстояниях обратное влияние возбуждаемых полей приводит к смещению излучателей относительно их невозмущенной траектории. Как видно из рис. 1, полные потери энергии при малых числах зарядов на длине волны ($\mathcal{N} \leq 4$) с ростом расстояния вдоль оси ондулятора z незначительно отличаются от некогерентных потерь. Другими словами, даже при четырех излучателях на длине волны полные потери энергии пучка практически не превышают потерь, обусловленных некогерентным тормозным излучением его частиц. С ростом числа частиц на длине волны в области $\mathcal{N} \geq 4$ за счет когерентности элементарных излучателей увеличиваются максимальная величина полных потерь энергии зарядов и уменьшается длина радиационной релаксации пучка (характерное расстояние, на котором это максимальное значение достигается; рис. 2). Следует отметить, что характерное расстояние, на котором наблюдается максимум выхода когерентного излучения, по порядку величины совпадает с приведенной выше оценкой характерной длины коллективного радиационного взаимодействия \mathcal{L}_R , полученной из анализа уравнения (8) (см. формулу (9)). Из рис. 2 также видно, что при $n \geq 7$ радиационное взаимодействие частиц приводит к дальнейшему росту потерь энергии пучка с увеличением параметра \mathcal{N} . При этом стабилизация указанного роста происходит на уровне потерь, заметно превышающем спонтанные некогерентные потери энергии пучка.

На рис. 3 приведена зависимость $\Delta\eta_{\text{coh}}/\eta_{\text{sp}}$ максимального превышения полных радиационных потерь над некогерентными (т. е. КПД автоусиления когерентного СОИ частицами пучка $\Delta\eta_{\text{coh}} = \eta - \eta_{\text{sp}}$) от погонного числа излучателей \mathcal{N} для полной длины сгустка, равной десяти и пятнадцати периодам длин волн СОИ. Из этого графика видно, что увеличение КПД, обусловленное когерентным взаимодействием частиц в пучке, становится заметным лишь при количестве частиц на длине волны, превышающем значение $\mathcal{N}_* = 4$.

Основной целью наших исследований было установление условий, обеспечивающих переход системы пучков + ондулятор в режим вынужденного излучения, в котором само поле излучения группирует излучатели в когерентно излучающие сгустки [26,27]. В качестве главного инструмента достижения этой цели был использован метод самосогласованного описания движения потока точечных зарядов в суммарном поле СОИ каждого из них уравнениями Максвелла-Климонтовича. Представленные на рис. 1-3 графики описывают результаты этой теории для простейшей модели пучка, имеющего вид линейной цепочки излучателей. Из этих графиков, в частности, следует, что в данной модели интенсивное вынужденное (когерентное) излучение наблюдается при значении погонной плотности излучателей, превышающих 6 ($\mathcal{N} \geq \mathcal{N}_* \approx 7$): при $\mathcal{N} = 7$ выигрыш за счет когерентности излучения равен спонтанным потерям. Действительно, для меньших значений параметра \mathcal{N} ($\mathcal{N} \leq 4$) их коллективное радиационное взаимодействие с ондулятором не дает заметного результирующего превышения полной интенсивности излучения над уровнем, соответствующим некогерентному спонтанному излучению (рис. 1). Именно в этих условиях рассматриваемая неравновесная система функционирует как классический источник некогерентного СОИ. С другой стороны, при $\mathcal{N} \geq 5$ такое превышение наблюдается (рис. 1,2). При этом с увеличением погонной плотности излучателей \mathcal{N} его амплитуда растет, а положение максимума интенсивности когерентного излучения приближается ко входу ондулятора (как это и следует из формулы (9)). Физически единственным источником наблюдаемого эффекта (превышение потерь энергии пучка над спонтанным уровнем) в рассматриваемых условиях является когерентность элементарных излучателей.

Отметим кратко некоторые моменты, касающиеся области применимости изложенных выше результатов и вытекающих из них выводов.

Прежде всего, следует заметить, что последний вывод дает нижнюю границу порогового значения объемной плотности для трехмерного потока излучателей. Действительно, в одномерной цепочке поперечный размер равен нулю, так что степень когерентности излучателей выше, чем в трехмерном (подробнее см. [20]). По этой причине для трехмерного пучка соответствующее пороговое значение объемной плотности излучателей (\mathcal{N}'_*) будет заведомо большим, чем для одномерного $\mathcal{N}'_* > 4$. Кроме того, в реальных пучках, имеющих конечный тепловой разброс и конечный эмиттанс, эти факторы также будут ослаблять степень когерентности излучателей, повышая тем самым пороговое значение их объемной плотности.

Далее, использованное нами предположение о равномерном начальном распределении излучателей по фазам влета на входе в ондулятор не ограничивает степень общности полученных результатов и вытекающих из них выводов. Однако выбор случайного закона распределения электронов по этим фазам потребовал бы значительно больших затрат ресурсов рабочего времени ЭВМ. При этом соответствующие результаты, содержащие дополнительный параметр (характерную ширину распределения излучателей по начальным фазам), были бы менее обозримы информативно.

В заключение данного раздела необходимо отметить следующее. Как видно из рис. 3, вблизи порога самовозбуждения данной неравновесной системы выход вынужденного (когерентного) излучения быстро растет с увеличением погонного числа излучателей. Отсюда следует, что пороговое значение этого числа зависит от того, каким считать пороговое значение отношения выходов когерентного и некогерентного излучения (R). Физически наиболее оправдано, по-видимому, определять порог из условия равенства обоих выходов ($R_* = 1$). Более низкое значение относительного выхода когерентного излучения в работе авторов [28] обусловлено тем, что оно определялось в момент возникновения пересечения траекторий частиц в пучке (в начале сильной нелинейности движения излучателей). Тем не менее установленное в [28] пороговое значение погонной плотности излучателей ($N_* = 8$) практически совпадает с полученным выше из условия равенства выходов когерентного и некогерентного излучения.

Список литературы

- [1] *Bonifachio R., Pellegrini C., Narducci L.M.* // Opt. Commun. 1984. Vol. 50. N 6. P. 373-379.
- [2] *Murphy J.B., Pellegrini C.* // Nucl. Instr. and Meth. 1985. Vol. A237. P. 159-167.
- [3] *Pantell R.H., Soncini G., Puthoff H.E.* // IEEE J. Quant Electron. 1968. Vol. 4. N 11. P. 905-907.
- [4] *Sprangle P., Smith R.A.* // Phys. Rev. 1980. Vol. A21. N 1. P. 293-301.
- [5] *Pellegrini C.* // Nucl. Instr. and Meth. 1985. Vol. A239. N 1. P. 127-129.
- [6] *Kim K.-J.* // Nucl. Instr. and Meth. 1986. Vol. A250. P. 396-403.
- [7] *Roberson C.W., Sprangle P.* // Phys. of Fluids. 1989. Vol. B1. N 1. P. 3-42.
- [8] *Cornacchia M., Bisongano J., Chattopadhyay S. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1986. Vol. A250. P. 57-63.
- [9] *Gover A., Jerby E., La Sala J.E. et al.* // Ibid. P. 183-191.
- [10] *La Sala J.E., Deacon D.A.J., Madey J.M.J.* // Ibid. P. 262-273.
- [11] *Negra S., Brinker F., Friedl G. et al.* // Part. Accel. 1990. Vol. 33. Pt V. P. 171-176.
- [12] *Newman B.* // Proc. Workshop on Fourth Generation Light Sources. Stanford, 1992. P. 33-53.
- [13] *Ben-Zvi J., Corbett J., Johnson E. et al.* // Ibid. P. 68-85.
- [14] *Barletta W., Sessler A.M., Yu L.-H.* // Ibid. P. 376-384.
- [15] *Курилко В.И., Ткач Ю.В.* // Плазменная электроника. Киев: Наукова думка, 1989. С. 207-218.
- [16] *Kurilko V.I., Tkach Yu.V.* // Nucl. Instr. and Meth. 1989. Vol. A282. P. 431-435.
- [17] *Курилко В.И., Огнивенко В.В.* // ДАН России. 1994. Т. 335. № 4. С. 437-439.
- [18] *Курилко В.И., Огнивенко В.В.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 7/8. С. 634-639.
- [19] *Курилко В.И., Огнивенко В.В.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 5 (11). С. 1496-1505.
- [20] *Kurilko V.I., Ognivenko V.V.* // Proc. of the Kharkov Intern. Seminar/Workshop on Plasma, Laser and Linear Collective Accelerators. Krakov: Test Radio Co., 1993. P. 178.
- [21] *Курилко В.И., Огнивенко В.В.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 5. С. 475-482.
- [22] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1967. С. 221.
- [23] *Климонтович Ю.Л.* Кинетический теория электромагнитных процессов. М.: Наука, 1980. 376 с.
- [24] *Лебедев А.Н., Серов А.В.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 8. С. 147-158.
- [25] *Саранцев В.П., Перельштейн Э.А.* Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1974. 216 с.
- [26] *Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 10. № 10/11. С. 1414-1453.
- [27] *Кузнецов М.В., Рухадзе А.А.* // УФН. 1987. № 2. С. 285-316.
- [28] *Ognivenko V.V., Kurilko V.I.* // Nuclear Instr. and Meth. To be published.