

01; 09

МНГОВОЛНОВОЕ УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ АНОМАЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ДОППЛЕРА

А. В. Корженевский, В. А. Черепенин

Представлены результаты теоретического исследования многоволнового взаимодействия электромагнитного излучения и релятивистского электронного потока в условиях аномального эффекта Допплера. Развита линейная теория, позволившая получить условия усиления электромагнитных волн и радиационной неустойчивости прямолинейного электронного пучка. В численном эксперименте исследованы характеристики нелинейного многоволнового взаимодействия пучка и поля в изотропной среде.

Введение

Взаимодействие электронного пучка с несколькими однородными или неоднородными плоскими волнами, имеющими различные проекции волнового вектора на преимущественное направление движения электронов и одинаковую частоту, будем называть многоволновым. Использование многоволнового взаимодействия в источниках когерентного излучения на релятивистских электронных потоках позволяет увеличить выходную мощность и КПД устройств [1] благодаря формированию внутри системы оптимальной структуры поля. В этих устройствах она определяется в основном самими излучающими электронами и соответствует наиболее эффективному «высвечиванию» их энергии. Многоволновость открывает возможность для формирования диаграммы направленности выходного излучения, организации оптимальных обратных связей [2, 3].

В работе излагаются результаты теоретического исследования процесса когерентного многоволнового излучения РЭП, движущегося в продольном магнитном поле \mathbf{B}_0 в изотропной среде. Поступательная скорость электронов v , превышает скорость распространения волны в среде $v_b = c/n$, n — показатель преломления среды. При этом возможна реализация трех механизмов излучения: магнитотормозного излучения при нормальном и аномальном эффектах Допплера и черенковского излучения. Остановимся на магнитотормозном излучении. Привлекательным с практической точки зрения является тот факт, что магнитотормозное излучение в условиях аномального эффекта Допплера сопровождается раскачкой поперечных колебаний электронов и исходный пучок может быть прямолинейным, что значительно облегчает его формирование.

Эффективный энергообмен при аномальном эффекте Допплера предполагает принципиально многоволновой характер взаимодействия. Действительно, пусть начальный угол между направлениями распространения пучка и электромагнитной волны, соответствующий точному синхронизму, равен θ_A , т. е. выполняется условие $\omega = \omega_B / (\beta_{\parallel} \cos \theta_A / \beta_b - 1)$, $\omega_B = |e| B_0 / mc \gamma$, e и m — заряд и масса электрона, $\beta = v/c$, $\gamma = 1 + \mathcal{E}_0 / mc^2$, \mathcal{E}_0 — кинетическая энергия электронов, ω — частота электромагнитной волны. Пусть электрон теряет энергию, передавая ее электромагнитному полю. Тогда циклотронная частота ω_B увели-

чивается из-за уменьшения релятивистского фактора γ . Знаменатель правой части резонансного условия уменьшается при фиксированном θ_A за счет уменьшения β_{\parallel} . Оба фактора, действуя в одном направлении, приводят к быстрому нарушению синхронизма. Условие синхронизма при $\omega = \text{const}$ приводит к необходимости обязательного увеличения $\cos \theta_A$ (уменьшения θ_A) по мере отбора энергии у электронов, т. е. наличия в системе достаточно широкого углового спектра волн. Для взаимодействия на нормальном эффекте Допплера это не имеет столь большого значения, так как изменения ω_{\parallel} и β_{\parallel} в этом случае действуют в противоположных направлениях, взаимно компенсируя уход от резонанса. Высокая эффективность энергообмена при аномальном эффекте Допплера может быть обеспечена только при условии, если угол θ_A в начале взаимодействия не слишком мал и обеспечен достаточный диапазон его изменения.

В одноволновых устройствах на аномальном эффекте Допплера [4, 5] взаимодействие происходит вблизи электродинамической структуры, имеющей селективные свойства и выделяющей волну с нужной поляризацией и фазовой скоростью. При многоволновом взаимодействии такого выделения нет, и в общем случае необходимо учитывать все три механизма излучения. Рассмотрим свойства спонтанного магнитотормозного излучения заряженной частицы в таких условиях. Излучаемая энергия может быть найдена как работа над частицей радиационных сил со стороны собственного излучения. Такие вычисления проведены в работе [6]. При движении по винтовой линии при условии $nR_0 \omega/c \ll 1$, R_0 — радиус спиральной траектории, считая, что частота излучения ω фиксирована периодическим следованием частиц, имеем

$$P_{H,A} = \frac{e^2 R_0^2}{4c^3 \beta_{\parallel}^3} \omega^4 \left[\frac{\omega_B}{\omega^2} + \frac{1}{\beta_{\parallel}^2 n^2} (\beta_{\parallel}^2 n^2 - 1 \pm \frac{\omega_B}{\omega})^2 \right], \quad (1)$$

где P_H и P_A — мощности излучения, соответствующие нормальному и аномальному эффектам Допплера.

Мощности, черпаемые из колебательного движения частиц,

$$P_{\perp H} = \frac{\omega_B}{\omega} P_H, \quad P_{\perp A} = -\frac{\omega_B}{\omega} P_A, \quad (2)$$

где $P_{\perp H,A} = |e| v_{\perp}^2 E_{H,A}$, $E_{H,A}$ — напряженность электрического поля соответствующего излучения. Таким образом, излучение, соответствующее нормальному эффекту Допплера, приводит к затуханию поперечных осцилляций, аномальному — к их раскату, причем $P_{\perp H} \geq |P_{\perp A}|$, и спонтанное излучение в изотропной среде всегда сопровождается затуханием осцилляций. Электрон, имеющий нулевую поперечную скорость, устойчив к ее возмущениям, спонтанное магнитотормозное излучение при этом невозможно.

Индукированное излучение

Рассмотрим в линейном по полю приближении процесс взаимодействия электромагнитной волны с немодулированным электронным потоком в изотропной среде. Воспользуемся методом коэффициентов Эйнштейна [7]. Мощность индуцированного излучения в расчете на одну частицу

$$P_{\text{инд}} = I_{\omega} \Sigma \hbar \omega B_{\omega} \Delta N / N, \quad (3)$$

где I_{ω} — спектральная интенсивность падающего излучения на частоте ω , B_{ω} — коэффициент вынужденного излучения, ΔN — разность населенностей между верхним и нижним рассматриваемыми энергетическими уровнями, N — число частиц, \hbar — постоянная Планка, Σ — сумма по всем возможным переходам с данной частотой излучения.

Используем связь между коэффициентами вынужденного и спонтанного излучения. Вводя функцию распределения частиц по энергиям $f(\mathcal{E})$, учтем, что $\Delta N \approx (df/d\mathcal{E}) \hbar \omega$ и выберем $f = 1/\mathcal{E}_0 \delta(\mathcal{E}/\mathcal{E}_0 - 1)$. Считая, что линия спонтанного излучения осцилляторов описывается выражением $P_0 G(\tau, \Omega - \omega)$, G — форм-фактор, зависящий от функции распределения осцилляторов по

времени жизни τ [8], P_0 не зависит от ω и τ , Ω — частота излучения, соответствующая собственной частоте осцилляторов (с учетом доплеровского сдвига), из (3) получим

$$P_{\text{инд}} = -\frac{(2\pi)^3}{\omega^2 m} \left[G \frac{dP_{\parallel}}{d\gamma} \Big|_{\theta=\theta_0} + P_0 \frac{d\Omega}{d\gamma} \Big|_{\theta=\theta_0} \frac{dG}{d\Omega} + P_0 \frac{d\tau}{d\gamma} \Big|_{\theta=\theta_0} \frac{dG}{d\tau} \right] I_{\omega}. \quad (4)$$

Производные $dP_0/d\gamma$, $d\Omega/d\gamma$ и $d\tau/d\gamma$ вычисляются при фиксированном направлении приращения вектора импульса, определяемом направлением волнового вектора излучения (угол между направлениями распространения излучения и электронного пучка θ_0). Выбрав в качестве элементарного объема, в котором происходит акт индуцированного излучения, элемент пучка, заключенный между двумя его бесконечно близкими сечениями z и $z+dz$ (введена декартова система координат с осью, совпадающей с направлением распространения пучка), для приращения интенсивности в нем получим $dI_{\omega} = P_{\text{инд}} N/S = I_{\omega} (P_{\text{инд}}/I_{\omega}) n_0 dz$, n_0 — концентрация частиц, S — площадь поперечного сечения пучка, фактор G при этом должен соответствовать распределению частиц в интервале от $\tau = Z/v_{\parallel}$ до $\tau_{\parallel} + d\tau = (z+dz)/v_{\parallel}$ по времени жизни. Таким образом, получаем уравнение переноса излучения

$$\frac{dI_{\omega}}{dz} = \alpha(z) I_{\omega}, \quad \alpha(z) = \left(\frac{P_{\text{инд}}(z)}{I_{\omega}} \right) n_0. \quad (5)$$

Для индуцированного излучения, естественно, сохраняется связь между мощностью излучения, соответствующего нормальному и аномальному эффектам Доплера, затуханием и раскачкой поперечных осцилляций. Изменение энергии поперечных осцилляций описывается уравнением, аналогичным (5). Для инкремента нарастания этой энергии, используя (2), получим

$$\alpha_{\perp} = \alpha_0 \frac{\omega_B}{\omega} (P_{\text{инд А}} - P_{\text{инд Н}}) \simeq \alpha_0 I_{\omega} \frac{\omega_B}{\omega} \left(\frac{P_{\text{инд А}}}{I_{\omega А}} - \frac{P_{\text{инд Н}}}{I_{\omega Н}} \right), \quad \alpha_0 = \frac{2}{m\omega_B^2 R_0^2 v_{\parallel}}, \quad (6)$$

предполагается, что $I_{\omega А} \sim I_{\omega Н} \sim I_{\omega}$. Учитывая, что вблизи резонанса ($\omega \sim \Omega$) в правой части выражения (4) основной вклад дает второй член в квадратных скобках, получим

$$\alpha_{\perp} = \alpha_0 \frac{\omega_B}{\omega} \left(P_{0А} \left| \frac{d\Omega_A}{d\gamma} \right| - P_{0Н} \left| \frac{d\Omega_H}{d\gamma} \right| \right),$$

$$\alpha_0 = \alpha_0 I_{\omega} (2\pi)^3 \frac{dG}{d\Omega} \Big|_{\Omega=\omega+\delta_{\text{опт}}} / (\omega^2 m), \quad (7)$$

$\delta_{\text{опт}}$ — расстройка, соответствующая максимуму индуцированного излучения.

Условие радиационной неустойчивости незакрученного электронного пучка: $\alpha_{\perp} > 0$. При его выполнении взаимодействие электромагнитного излучения с пучком сопровождается усилением излучения и раскачкой поперечных колебаний электронов. Такая ситуация оказывается возможной благодаря тому, что меньшая мощность спонтанного излучения, соответствующего аномальному эффекту Доплера, может компенсироваться большей неизохронностью осцилляторов по отношению к этому излучению, приводящей к преобладанию соответствующего индуцированного излучения. Подставляя в (7) $\Omega_A = \omega_B/(\beta_{\parallel} n \cos \theta_A - 1)$, $\Omega_H = \omega_B/(1 - \beta_{\parallel} n \cos \theta_H)$, а также (1), получим

$$\alpha_{\perp} = \alpha \left\{ \left[\frac{\omega_B^2}{\omega^2} + \frac{1}{\beta_{\parallel}^2 n^2} \left(\beta_{\parallel}^2 n^2 - 1 - \frac{\omega_B}{\omega} \right)^2 \right] \left[\frac{1}{\beta_{\parallel}^2} \left(1 + \frac{\omega_B}{\omega} \right) - 1 \right] - \right.$$

$$\left. - \left[\frac{\omega_B^2}{\omega^2} + \frac{1}{\beta_{\parallel}^2 n^2} \left(\beta_{\parallel}^2 n^2 - 1 + \frac{\omega_B}{\omega} \right)^2 \right] \left[\frac{1}{\beta_{\parallel}^2} \left(1 - \frac{\omega_B}{\omega} \right) - 1 \right] \right\},$$

$$\alpha = \alpha_0 e^2 R_0^2 \omega^5 / 4c^3 \beta_{\parallel} \gamma. \quad (8)$$

При вычислении производных $d\Omega_{A,H}/d\gamma$ использован инвариант $\gamma [1 - \beta_{\parallel} \times (1+k) \beta_{\phi 1} \beta_{\phi 2} / (\beta_{\phi 2} + k\beta_{\phi 1})] = \text{const}$, $\beta_{\phi 1,2} = 1/(n \cos \theta_{1,2})$ — фазовая скорость волны вдоль оси z , сохраняющийся при взаимодействии циклотронного осцил-

лителя с двумя волнами, интенсивности которых связаны соотношением $I_2/I_1 = k$, $k = \text{const}$. Мы полагаем $k \approx 1$. Раскрытие модуля в правой части разбивает соотношение (8) на два: одно — для области $\omega_B/\omega \leq 1 - \beta_{\parallel}^2$, второе — для $\omega_B/\omega > 1 - \beta_{\parallel}^2$. В первой области основной вклад в неизохронность осцилляторов вносит зависимость коэффициента доплеровского преобразования частоты от продольной скорости. Это означает, что индуцированное излучение связано в основном с продольной фазировкой электронов. Во второй области неизохронность больше обусловлена зависимостью циклотронной частоты от энергии электрона, фазовая группировка связана с эффектом отрицательной массы. Окончательно имеем

$$\alpha_{\perp} = \frac{2a}{\beta_{\parallel}^4 n^2} \begin{cases} \frac{\omega_B}{\omega} \left[\frac{\omega_B^2}{\omega^2} (1 + \beta_{\parallel}^2 n^2) + (\beta_{\parallel}^2 n^2 - 1) (\beta_{\parallel}^2 (n^2 + 2) - 3) \right], & \frac{\omega_B}{\omega} \leq 1 - \beta_{\parallel}^2, \\ \frac{\omega_B^2}{\omega^2} (3 - \beta_{\parallel}^2 n^2 (1 + \beta_{\parallel}^2) - \beta_{\parallel}^2) + (\beta_{\parallel}^2 n^2 - 1) (1 - \beta_{\parallel}^2); & \frac{\omega_B}{\omega} > 1 - \beta_{\parallel}^2. \end{cases}$$

Пороговому условию неустойчивости соответствуют корни уравнения $\alpha_{\perp} = 0$. Одним из них всегда является $\omega_B/\omega = 0$. Рассмотрим возможное поведение остальных корней. Физический смысл имеет область параметров $0 < \omega_B/\omega < n\beta_{\parallel} - 1$ (правая граница соответствует условию $\cos \theta_A = 1$). В области $0 < \omega_B/\omega < 1 - \beta_{\parallel}^2$ возможен корень

$$\left(\frac{\omega_B}{\omega} \right)^2 = \frac{(\beta_{\parallel}^2 n^2 - 1) (3 - \beta_{\parallel}^2 (n^2 + 2))}{1 + \beta_{\parallel}^2 n^2}.$$

В области левее этого корня $\alpha_{\perp} < 0$, неустойчивость отсутствует, правее него $\alpha_{\perp} > 0$, возможно индуцированное излучение незакрученного электронного потока. Для $\omega_B/\omega > 1 - \beta_{\parallel}^2$ может существовать корень, соответствующий

$$\left(\frac{\omega_B}{\omega} \right)^2 = \frac{(\beta_{\parallel}^2 n - 1) (1 - \beta_{\parallel}^2)}{\beta_{\parallel}^2 n^2 (1 + \beta_{\parallel}^2) + \beta_{\parallel}^2 - 3}.$$

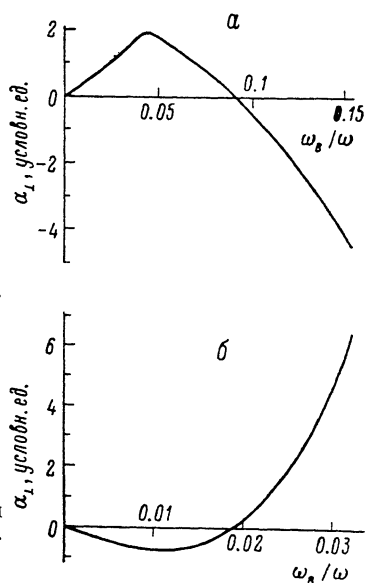


Рис. 1. Характерные зависимости инкремента нарастания энергии поперечных осцилляций α_{\perp} от параметра ω_B/ω .
 $\beta_{\parallel} = 0.98$; $\beta_{\perp} = 0.85$.

Если корень существует, то левее его $\alpha_{\perp} > 0$, правее $\alpha_{\perp} < 0$. Если существует корень в области $0 < \omega_B/\omega < 1 - \beta_{\parallel}^2$, то и вся физически допустимая область изменения параметра ω_B/ω лежит внутри интервала $(0, 1 - \beta_{\parallel}^2)$ и других корней нет. Характерные зависимости инкремента нарастания поперечных осцилляций от параметра ω_B/ω приведены на рис. 1. Рис. 1, а соответствует отсутствию корней в области $\omega_B/\omega < 1 - \beta_{\parallel}^2$ и наличию корня в области $1 - \beta_{\parallel}^2 < \omega_B/\omega < n\beta_{\parallel} - 1$. Полоса неустойчивости ограничена со стороны низких частот, усиление падает в области высоких частот, хотя всюду, вплоть до $\omega \rightarrow \infty$, оно положительно. Рис. 1, б соответствует случаю наличия корня в области $0 < \omega_B/\omega < 1 - \beta_{\parallel}^2$. Полоса усиления ограничена в области высоких частот и простирается по всей физически реализуемой области в сторону низких частот. Такой характер поведения системы возможен лишь при показателе преломления среды n , удовлетворяющем условию $1/\beta_{\parallel}^2 < n^2 < 3/\beta_{\parallel}^2 - 2$, т. е. если скорость волн в среде мало отличается от продольной скорости электронов. При этом $\theta_A \sim 0$, угловой спектр волн, соответствующих аномальному эффекту Доплера, очень узок. Быстрый выход из синхронизма при невозможности его компенсации изменением углового спектра при этом не позволит реализовать эффективный энергообмен.

Выше предполагалось, что $I_{\omega H} \sim I_{\omega A}$ (см. (6)). Не делая этого предположения, тем же путем можно вывести более общие и громоздкие выражения для α_{\perp} ,

содержащие отношение интенсивностей k . Учет различий в интенсивности излучений, соответствующих нормальному и аномальному эффектам Дошлера, может оказаться необходимым, когда эти различия велики, а амплитуды соответствующих волн не являются независимыми и жестко связаны между собой (например, если в качестве замедляющей системы используется проводящая периодическая структура).

Методика и результаты численного моделирования

Нетривиальное поведение системы при изменении параметров было обнаружено и в численном эксперименте, который позволил исследовать нелинейные самосогласованные процессы энергообмена РЭП с электромагнитным полем при многоволновом взаимодействии в изотропной среде.

Рассмотрим физическую модель, положенную в основу численной. Пусть электронный пучок, ток которого I_0 движется в пространстве взаимодействия длиной L_0 в продольном магнитном поле \mathbf{B}_0 . Пучок считается нитевидным, начальная скорость электронов направлена вдоль магнитного поля. Пространство заполнено изотропной средой с диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ и μ , влиянием границ пренебрегаем. На электронный пучок извне падает линейно поляризованная электромагнитная волна, волновой фронт которой близок к плоскому в области прохождения пучка. Амплитуда \mathbf{E}_0 и угол падения волны θ_0 заданы. Процессы считаются стационарными, предполагается, что электромагнитное поле содержит одну спектральную компоненту с частотой ω , определяемой частотой входного сигнала. Пренебрежение остальными спектральными компонентами поля в усилителе эквивалентно предположению об отсутствии шума электронного пучка на входе и взаимодействия на высших гармониках основной частоты $n\omega$.

В качестве основы численной модели использовалась методика, описанная в работе [3], предназначенная для исследования процессов в свободном пространстве. В модель внесены изменения, позволяющие рассматривать процессы в среде. Замена выражений для запаздывающих потенциалов в вакууме на соответствующие выражения для потенциалов в среде приводит к следующим соотношениям для полей, создаваемых электронным пучком и внешней электромагнитной волной:

$$\mathbf{E}_\sim = - \left\{ \frac{I}{N} \sum_{k=1}^N \int_{t_k}^{T_k} \left[\frac{\mathbf{R}_k}{\epsilon \rho_k^3} + i \left(\frac{\mu \beta_k}{\rho_k} - \frac{\mathbf{R}_k}{\epsilon \beta_k \rho_k^2} \right) \right] e^{i(\tau_0 + R_k/\beta_b)} d\tau_0 - \frac{|e| \mathbf{E}_0}{mc\omega} e^{i\mathbf{n}_0 \mathbf{r}/\beta_b} \right\} e^{-i\tau},$$

$$\mathbf{B}_\sim = \mu \left\{ \frac{I}{N} \sum_{k=1}^N \int_{t_k}^{T_k} \left[\mathbf{R}_k, \beta_k \right] \left(\frac{1}{\rho_k^3} - \frac{i}{\beta_b \rho_k^2} \right) e^{i(\tau_0 + R_k/\beta_b)} d\tau_0 + \frac{|e| |\mathbf{n}_0, \mathbf{E}_0|}{\beta_b mc\omega} e^{i\mathbf{n}_0 \mathbf{r}/\beta_b} \right\} e^{-i\tau},$$

где используются безразмерные координаты и время $\mathbf{r} = (\omega/c) \mathbf{r}'$, $\tau = \omega t$; \mathbf{r}' и t — размерные координаты и время; \mathbf{E}_\sim и \mathbf{B}_\sim — безразмерные напряженность электрического и индукция магнитного высокочастотных полей, связанные с соответствующими размерами величинами \mathbf{E} и \mathbf{B} соотношениями $\mathbf{E}_\sim = (|e| \mathbf{E}) / (mc\omega)$, $\mathbf{B}_\sim = (|e| \mathbf{B}) / (mc\omega)$; $I = I_0 / I_A$, $I_A = mc^3 / |e|$ — альфвеновский ток; N — число крупных частиц в ансамбле; t_k и T_k — моменты влета и вылета из пространства взаимодействия k -й частицы; $\mathbf{R}_k = \mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_k(\tau)$; \mathbf{r}_k и β_k — координаты и скорость k -й частицы; \mathbf{r}_0 — координаты точки наблюдения; $\beta_b = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$; $\mathbf{n}_0 = \{\sin \theta_0, 0, \cos \theta_0\}$ — единичный вектор в направлении распространения внешней волны; $\beta_k = R_k + \delta$, δ — параметр сглаживания, вводимый для устранения особенностей подынтегральных выражений в точках $R_k = 0$. Он выбирается из условия максимальной точности вычислений при допустимом уровне счетных шумов и заданных шагах дискретизации. Такой способ устранения особенности, отличающийся от метода, использованного в [2, 3], позволяет более достоверно вычислять z -компоненту электрического поля, что важно при наличии черенковского взаимодействия.

В численном эксперименте исследованы энергетические и пространственные характеристики излучения при различных значениях параметра ω_B/ω . Параметры системы $\mu=1$, $\epsilon=1.33$, начальная энергия электронов $\mathcal{E}_0=2.4$ МэВ, $\beta_{||0}=0.945$. Характер поведения инкремента α_{\perp} , следующий из линейной теории, при таком сочетании параметров близок к описываемому кривой на рис. 1, а. Неотрицательность α_{\perp} для сколь угодно высоких частот позволяет рассчитывать на эффективную работу устройства при коэффициентах доплеровского преобразования частоты, существенно превосходящих максимально достижимые в вакууме. Ток пучка $I \sim 0.4$, длина пространства взаимодействия выбиралась достаточной для ~ 5 циклотронных оборотов электронов, $\theta_0=0$. Результаты численного моделирования подтверждают выводы, следующие из линейной теории. Хорошее совпадение данных линейной теории и численного эксперимента обусловлено линейным характером процессов на начальной стадии взаимодействия при нулевой поперечной скорости электронов. Условие $\alpha_{\perp} > 0$ обеспечивает развитие неустойчивости с переходом процессов в нелинейную стадию, которая определяет реальную эффективность устройства и характеристики выходного излучения.

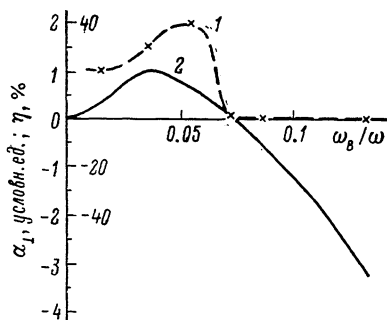


Рис. 2. Зависимость электронного КПД η (по данным численного эксперимента) (1) и инкремента α_{\perp} (согласно линейной теории) (2) от параметра ω_B/ω .

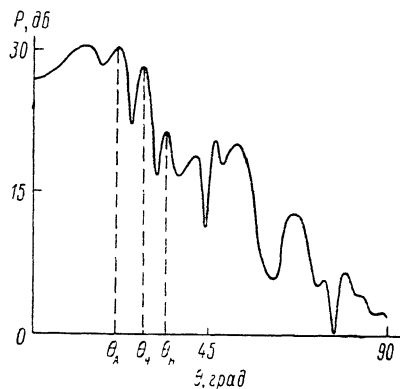


Рис. 3. Зависимость мощности излучения P от угла θ при высокой эффективности энергообмена.

На рис. 2 (кривая 1) приведена зависимость электронного КПД устройства от параметра ω_B/ω , построенная по данным численного эксперимента. Кривая 2 соответствует изменению α_{\perp} согласно линейной теории. На рис. 3 представлена диаграмма направленности когерентного излучения для $\omega_B/\omega=5.7 \cdot 10^{-2}$. На этом рисунке углы θ_n , θ_A и θ_r соответствуют точному синхронизму для нормального и аномального эффектов Доплера и черенковского излучения при начальных значениях параметров пучка. Характерной особенностью диаграммы направленности выходного излучения при высокой эффективности энергообмена является практически сплошное заполнение области углов от θ_A до 0. Таким образом, в численном эксперименте подтвердилась принципиальная необходимость многоволнового взаимодействия для достижения высокой эффективности энергообмена при аномальном эффекте Доплера. Слабая изрезанность диаграммы направленности, соответствующей аномальному эффекту Доплера обусловлена тем, что положения отдельных максимумов значительно изменяются в процессе энергообмена, что приводит к их «замазыванию». Наличие в системе взаимодействия и при нормальном эффекте Доплера приводит к формированию в пучке сгустков и появлению сравнительно неподвижных максимумов диаграммы, изрезанность которой обусловлена ограниченностью времени излучения сгустков [3]. При больших коэффициентах преобразования частоты КПД системы может снижаться из-за перекрытия конусов излучения, соответствующих аномальному и нормальному эффектам Доплера в процессе энергообмена.

Если внешняя волна распространялась в направлении, соответствующем конусу нормального эффекта Доплера, то КПД устройства несколько снижался, но энергообмен с передачей значительной доли энергии электронов электромагнитному излучению сохранялся. Сохранялся и характер диаграммы направленности выходного излучения. Это свидетельствует о том, что преобладание взаимодействия на аномальном эффекте Доплера связано не с благоприятным начальным условием $I_A \gg I_H$, а с большим по отношению к нормальному конусу коэффициентом усиления излучения в аномальном конусе, компенсирующим даже неблагоприятное начальное условие $I_H \gg I_A$. На рис. 4 приведена диаграмма направленности излучения в случае распространения внешней волны под углом $\theta_0 = \theta_H$, соответствующим конусу нормального эффекта Доплера. Электронный КПД в этом варианте составлял 25 %.

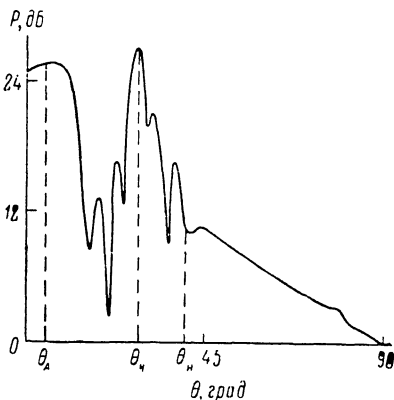
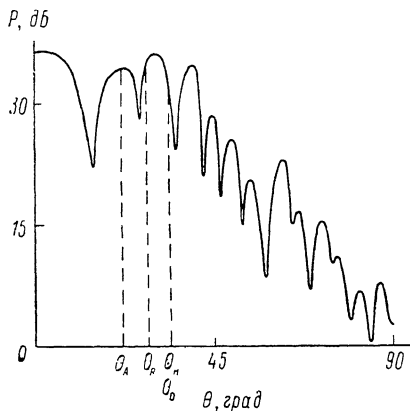


Рис. 4. Зависимость мощности излучения P от угла θ в случае распространения внешней волны под углом, соответствующим конусу нормального эффекта Доплера.

Рис. 5. Зависимость мощности излучения P от угла θ при $\alpha_{\perp} < 0$ ($\omega_B/\omega=0.13$).

В области параметров, где $\alpha_{\perp} < 0$, КПД самосогласованного взаимодействия равен нулю. При этом в заданном поле внешней волны на нулевой итерации моделирования электроны поглощают энергию волны, приобретая поперечную скорость. На последующих итерациях КПД стремится к 0, причем тем быстрее, чем больше абсолютное значение α_{\perp} . Поперечный разброс электронов по положениям при этом сохраняется (они располагаются по спирали). Диаграмма направленности излучения пучка в этом режиме приведена на рис. 5. Диаграмма имеет два максимума. Первый соответствует излучению в направлении распространения внешней волны ($\theta_0 = 0$) в противофазе с ней, т. е. поглощению энергии внешней волны (внешняя волна в приводимых диаграммах направленности не учитывается). Второй максимум соответствует черенковскому углу. Заметная продольная группировка пучка и компонента электрического поля на его оси отсутствует. Появление излучения, распространяющегося под черенковским углом, связано с наличием поперечных смещений электронов при отсутствии у них поперечных скоростей. Следовательно, в этом режиме происходит рассеяние на электронном пучке падающей извне волны в черенковский конус при отсутствии энергообмена между пучком и полем. Развитие процессов представляется следующим. Внешняя волна сообщает электронам на начальном этапе некоторые поперечные скорости. В результате демпфирования поперечных осцилляций из-за преобладания взаимодействия на нормальном эффекте Доплера эти осцилляции быстро затухают. Раскачка и торможение осцилляторов сопровождаются смещением ведущих центров циклотронных окружностей, в результате чего новые положения равновесия электронов оказываются смещенными относительно оси пучка. Образовавшаяся волна смещений (синхронная волна) в замедляющей среде излучает электромагнитные волны в черенковский конус.

Рассмотренные процессы представляются важными при анализе пространственно-развитых устройств, использующих релятивистские электронные потоки.

Список литературы

- [1] Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И. и др. Препринт ИСЭ СО АН СССР. № 18. Томск, 1985.
- [2] Канавец В. И., Корженевский А. В., Черепенин В. А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 3. С. 541—550.
- [3] Канавец В. И., Корженевский А. В., Черепенин В. А. // Ряз. 1985. Т. 30. № 11. С. 2202—2211.
- [4] Галузо С. Ю., Канавец В. И., Слепков А. И., Плетюшкин В. А. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 8. С. 1681—1683.
- [5] Братман В. Л., Гинбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1978. С. 157—216.
- [6] Гинзбург В. Л., Эйджман В. Я. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. Вып. 6. С. 1823—1833.
- [7] Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977.
- [8] Канавец В. И., Корженевский А. В., Кубарев В. А., Черепенин В. А. // Вестн. МГУ. Сер. физ., астрофиз. Т. 25. № 2. 1984. С. 68—75.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
6 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
27 октября 1988 г.

