

УДК 538.574 : 530.18

## НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ УСИЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА АНОМАЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ДОПЛЕРА

*Н. С. Гинзбург*

Исследован режим стационарных колебаний в усилителе типа ЛБВ и генераторе типа ЛОВ, основанных на индуцированном магнитотормозном излучении первоначально прямолинейного пучка релятивистских электронов, движущихся со «сверхсветовой» скоростью в однородном магнитном поле. Показано, что в поле волны достаточно большой интенсивности увеличение поперечного импульса при торможении электронов сменяется его уменьшением, когда продольная скорость электронов становится меньше фазовой скорости волны. В предельном случае, когда магнитное поле исчезающе мало, возможно полное торможение электронного пучка замедленной циркулярно-поляризованной ТЕМ-волной.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из возможностей эффективного преобразования энергии сильноточного релятивистского электронного пучка в электромагнитное излучение состоит в использовании индуцированного магнитотормозного излучения электронов в режимах, близких к авторезонансным [1]. Если при этом фазовая скорость волны меньше продольной скорости электронов, движущихся в однородном магнитном поле, то индуцированное излучение может возникнуть даже тогда, когда электроны не имеют начальной поперечной скорости [2-4]. Такой электронный пучок представляет собой поток невозбужденных «сверхсветовых» осцилляторов, и его излучение, обусловленное аномальным эффектом Доплера [5], должно сопровождаться раскачкой поперечных колебаний. Энергообмен с полем предварительно невозбужденного осциллятора, очевидно, не зависит от момента влета его в пространство взаимодействия, поэтому подбором параметров системы можно добиться значительного торможения всех электронов и высоких КПД.

В данной работе рассмотрены стационарные режимы колебаний в усилительном и генераторном вариантах системы. В усилительном варианте направления групповой и фазовой скоростей волны совпадают с направлением невозмущенной скорости электронов, неустойчивость носит конвективный характер; этот вариант по типу неустойчивости назовем лампой бегущей волны (ЛБВ). В генераторном варианте — лампе обратной волны (ЛОВ) — групповая скорость волны противоположна фазовой скорости волны и скорости электронов, и имеет место абсолютная неустойчивость. Требуемый закон дисперсии (нормальный в ЛБВ и аномальный в ЛОВ) может быть получен в периодической замедляющей системе или в однородном диэлектрике.

### 2. ВЫВОД ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ

Рассмотрим взаимодействие между пучком электронов, влетающих в систему со скоростью  $v_{||}$ , параллельной магнитному полю  $\mathbf{H} = H_0 \mathbf{z}$ ,

и циркулярно-поляризованной ТЕМ-волной переменной амплитуды, распространяющейся в однородном диэлектрике с показателем преломления  $n > 1$ :

$$E_{\perp} = E_x + iE_y = E(z) e^{i(nkz - \omega t)}, \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad (1)$$

$$H_{\perp} = H_x + iH_y = \frac{1}{k} \frac{\partial E_{\perp}}{\partial z} = \left( in E + \frac{1}{k} \frac{\partial E}{\partial z} \right) e^{i(nkz - \omega t)}.$$

Уравнения движения электронов в поле (1) представим в виде

$$\begin{aligned} \frac{dp_{\perp}}{dz} - i \frac{eH_0}{c} \frac{p_{\perp}}{p_z} &= -\frac{e}{v_z} \left[ E_{\perp} + i \frac{v_z}{c} H_{\perp} \right], \\ \frac{dp_z}{dz} &= \frac{e}{c} \operatorname{Im} \left( \frac{p_{\perp}}{p_z} H_{\perp}^* \right), \\ \frac{d\mathcal{E}}{dz} &= -e \operatorname{Re} \left( \frac{p_{\perp}}{p_z} E_{\perp}^* \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\mathbf{p} = m_0 \gamma \mathbf{v}$ ,  $\mathcal{E} = m_0 \gamma c^2$  — импульс и энергия электронов,  $p_{\perp} = p_x + ip_y$ ,  $m_0$ ,  $e$  — масса покоя и заряд электрона,  $c$  — скорость света.

Поле волны (1) связано с плотностью индуцируемого волной высокочастотного тока  $j_{\perp} = -eNv_{\perp}$  ( $N$  — концентрация электронов) волновым уравнением

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E_{\perp} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_{\perp}}{\partial t} \quad (3)$$

(влияние полей пространственного заряда не учитываем). Для прямолинейного на входе в систему пучка движение электронов по оси  $z$  не зависит от фазы влета, поэтому  $\partial N / \partial t = 0$ , и из уравнения непрерывности имеем

$$j_{\perp} = \frac{j_0 v_{\perp}}{v_z}, \quad (4)$$

где  $j_0 = -eN_0 v_{\parallel}$  — невозмущенная плотность тока.

Перейдем далее к безразмерным переменным, для чего введем

$$\begin{aligned} \omega &= 1 - \frac{\gamma}{\gamma_0}, \quad p' = \frac{p}{m_0 \gamma_0 c}, \quad E' = \frac{E}{m_0 \gamma_0 c \omega}, \quad \zeta = kz, \\ \Delta &= n \beta_{\parallel} - 1 - \mu + I, \quad \mu = \frac{\omega_H}{\omega}, \quad I = \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \frac{\beta_{\parallel}}{n}, \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N_0 e^2}{m_0 \gamma_0}, \quad \omega_H = \frac{eH_0}{m_0 \gamma_0 c}, \quad \beta_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{c}, \quad \gamma_0 = (1 - \beta_{\parallel}^2)^{-1/2}$$

и представим  $p'_{\perp}$  и  $E'$  в виде

$$\begin{aligned} p'_{\perp} &= i\rho e^{i(nkz - \omega t - \theta)}, \\ E' &= A e^{i\varphi}. \end{aligned} \quad (5b)$$

Тогда, предполагая расстройку синхронизма между пучком и волной малой ( $\Delta \ll 1$ )\*, из уравнений (2), (3) с помощью (1), (4), (5) получим самосогласованную систему уравнений, описывающую процесс взаимодействия с ЛБВ,

$$\frac{d\omega}{d\zeta} = \frac{A\rho}{p'_z} \sin \Phi; \quad (6a)$$

$$\frac{dp'_z}{d\zeta} = \frac{nA\rho}{p'_z} \sin \Phi; \quad (6б)$$

$$\frac{d\rho}{d\zeta} = \frac{[n\beta_{\parallel} - 1 - (n^2 - 1)\omega]A}{p'_z} \sin \Phi; \quad (6в)$$

$$\frac{dA}{d\zeta} = \frac{I\rho}{p'_z} \sin \Phi; \quad (6г)$$

$$\frac{d\Phi}{d\zeta} = \frac{\Delta - (n^2 - 1)\omega}{p'_z} + \left\{ \frac{[n\beta_{\parallel} - 1 - (n^2 - 1)\omega]A}{\rho p'_z} + \frac{I\rho}{Ap'_z} \right\} \cos \Phi, \quad (6д)$$

где  $\Phi = \vartheta + \varphi$  — фаза электрона относительно волны.

Уравнения для ЛОВ, так же как и в теории черенковских приборов, получаются из системы (6) в результате замены  $I \rightarrow -I$ , что обусловлено изменением направления групповой скорости волны.

В качестве граничных условий для электронов будем использовать условие отсутствия модуляции пучка на входе в систему:

$$\omega|_{\zeta=0} = 0, \quad p'_z|_{\zeta=0} = \beta_{\parallel}, \quad \rho|_{\zeta=0} = 0. \quad (7)$$

Амплитуда волны на входе ЛБВ задается внешним сигналом

$$A|_{\zeta=0} = A(0). \quad (8a)$$

В ЛОВ поле на коллекторном конце системы  $\zeta_k = kL$  обращается в нуль:

$$A|_{\zeta=\zeta_k} = 0. \quad (8б)$$

Система уравнений (6) имеет ряд интегралов движения, которые позволяют найти аналитически электронный КПД системы:

$$\eta = \frac{\omega(\zeta_k)}{1 - \gamma_0^{-1}}. \quad (9)$$

Согласно уравнениям (6а), (6б) изменение продольного импульса электрона, так же как и в поле однородной ТЕМ-волны [6], пропорционально изменению его энергии:

$$p'_z = \beta_{\parallel} - n\omega. \quad (10)$$

Из уравнений (6а), (6г) следует закон сохранения энергии в системе пучок — волна:

$$A^2 - A^2(0) = 2I\omega. \quad (11)$$

\* Появление члена, пропорционального  $I$ , в расстройке от синхронизма  $\Delta$  обусловлено изменением под действием наведенного высокочастотного тока связи между электрическим и магнитным полем волны (по сравнению с холодной системой, см. (1)), что оказывается эквивалентным некоторому изменению частоты вращения электронов в магнитостатическом поле.

Кроме того, уравнения (6) имеют интегралы, связывающие поперечный импульс и фазу электрона с его энергией,

$$\rho = [2(n\beta_{\parallel} - 1)\omega - (n^2 - 1)\omega^2]^{1/2}; \quad (12)$$

$$\cos \Phi = - \frac{[2\Delta\omega - (n^2 - 1)\omega]}{2\rho A}. \quad (13)$$

Из соотношения (12) видно, что для первоначально прямолинейного пучка торможение электронов ( $\omega > 0$ ), а следовательно, усиление волны возможно, если скорость пучка на входе больше фазовой скорости волны ( $n\beta_{\parallel} > 1$ ). Однако, согласно (10), (12), торможение электронов будет сопровождаться увеличением поперечного импульса лишь до тех пор, пока продольная скорость электронов  $\beta_z = (\beta_{\parallel} - n\omega)/(1 - \omega)$  остается больше фазовой скорости волны ( $n\beta_z > 1$ )\*. Когда же изменение энергии электрона  $\omega$  превышает величину  $(n\beta_{\parallel} - 1)/(n^2 - 1)$ , продольная скорость становится меньше фазовой скорости волны ( $n\beta_z < 1$ ) и поперечный импульс при дальнейшем торможении электрона будет уменьшаться\*\*.

### 3. ЛБВ-УСИЛИТЕЛЬ

Исследуем сначала более подробно, чем это сделано в [1], движение электронов в поле заданной волны. В усилителе такая ситуация имеет место при достаточно большой амплитуде входного сигнала  $\frac{A^2(0)}{I} \gg 1$ , когда изменение амплитуды волны по длине системы пренебрежимо мало\*\*\*.

Анализ движения электронов можно провести с помощью соотношения

$$\cos \Phi = - \frac{1}{2A(0)} \left[ \rho - \frac{2\mu\omega}{\rho} \right], \quad (14)$$

которое следует из (13) и определяет траекторию частицы на фазовой плоскости  $\Phi, \omega$ . Как было отмечено выше, увеличение поперечного импульса электронов сменяется при  $\omega > (n\beta_{\parallel} - 1)/(n^2 - 1)$  его уменьшением. Однако, согласно (14), поперечный импульс может обратиться в нуль ( $\rho = 0$ ) только в отсутствие магнитного поля ( $\mu = 0$ ) и при достаточно большой амплитуде волны  $\left( P = \frac{A^2(0)(n^2 - 1)}{(n\beta_{\parallel} - 1)^2} \gg \frac{1}{4} \right)$ , когда изменение энергии электронов достигает максимального значения:

$$\omega = \omega_0 = \frac{2(n\beta_{\parallel} - 1)}{n^2 - 1} \quad (15)$$

\* Наиболее просто это утверждение можно доказать, если продифференцировать соотношение, связывающее энергию и импульс электрона:  $\mathcal{E} = \sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 p_z^2 + c^2 p_{\perp}^2}$ , и учесть, что при излучении фотона изменение продольного импульса электрона  $dp_z = -\hbar(\omega/c)n$  пропорционально изменению его энергии  $d\mathcal{E} = -\hbar\omega$ , т. е.  $(c/n)dp_z = d\mathcal{E}$  (ср. с (10)); в результате для приращения поперечного импульса получим  $c^2 dp_{\perp}^2 = (1 - n\beta_z)2\mathcal{E} d\mathcal{E}$ .

\*\* Движение электрона при  $(n\beta_z < 1)$  во многом аналогично движению в условиях нормального эффекта Доплера, когда, как известно [1, 3, 6], торможение электрона сопровождается уменьшением поперечного импульса.

\*\*\* Структура электромагнитного поля фиксирована также в генераторе типа резонансной ЛБВ, однако в данном случае корректное рассмотрение такой системы требует учета влияния на пучок встречной (несинхронной) волны резонатора [7, 8].

(фазовая траектория при этом претерпевает скачок-пунктир на рис. 1). Чтобы одновременно с поперечным обращаться в нуль и продольный импульс электронов ( $p'_z = 0$ ), необходимо в соответствии с (10) и (15) для заданной начальной скорости подобрать оптимальное замедление волны

$$n = n_{\text{opt}} = \frac{1 + \sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2}}{\beta_{\parallel}}. \quad (16)$$

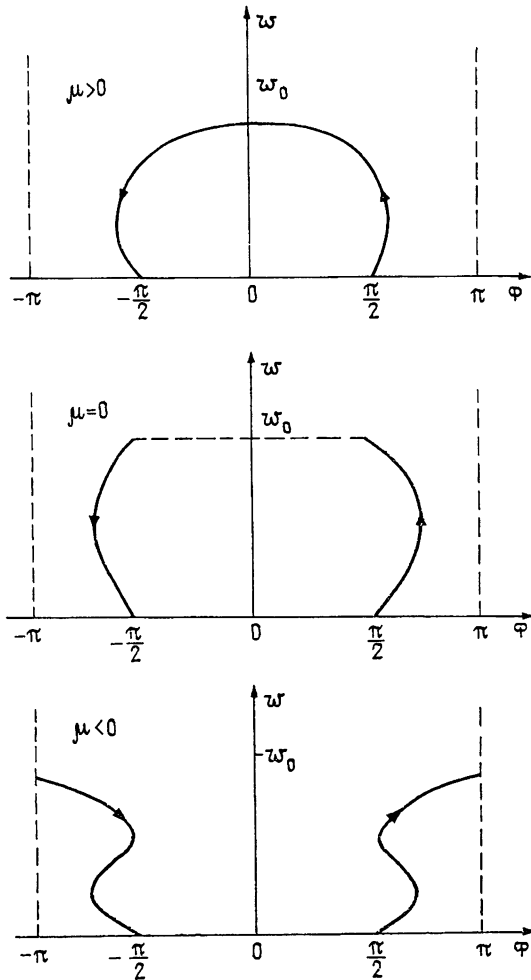


Рис. 1. Траектория электрона на фазовой плоскости  $\Phi, w$  при различных значениях параметра магнитного поля  $\mu$ .

Длина системы, на которой происходит полное торможение электронов ( $\eta = 1$ ), находится интегрированием уравнения (6 а):

$$(n \beta_{\parallel} - 1) \beta_{\parallel}^{-1} \zeta_{\text{opt}} = f(P), \quad (17)$$

где график функции  $f(P) = \frac{1}{\sqrt{P}} \int_0^1 \frac{dx \sqrt{1-x}}{\sqrt{x} \sqrt{1+(x^2-x)/P}}$  приведен на рис. 2.

Электронный КПД остается близким к единице и при конечных магнитных полях, если только  $\frac{\mu^2}{(n_{\text{opt}}^2 - 1)A^2(0)} \ll 1$ ,

$$\eta \approx 1 - \frac{\mu^2}{(n_{\text{opt}}^2 - 1)A^2(0)}. \quad (18)$$

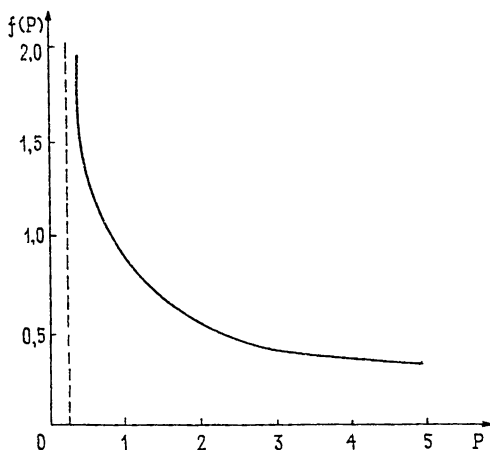


Рис. 2. График функции  $f(P)$ .

Оптимизация параметров усилителя при условии  $\frac{A^2(0)}{I} \ll 1$ , когда существенно влияние электронного пучка на продольную структуру поля, может быть проведена с помощью интеграла (13) аналогично предыдущему случаю. Электронный КПД достигает единицы при  $\mu = I \ll 1$ ,  $n = n_{\text{opt}}$ ,  $\hat{P} = \frac{4I}{n\beta_{\parallel} - 1} > 1$ . Оптимальная длина усилителя зависит от уровня входного сигнала

$$(n\beta_{\parallel} - 1)\beta_{\parallel}^{-1}\zeta_{\text{opt}} = \frac{1}{\sqrt{\hat{P}}} \int_0^1 \frac{dx \sqrt{1-x}}{\sqrt{x} \sqrt{x + (x^2 - x)/\hat{P} + A^2(0)/4I\omega_0}}. \quad (19)$$

Мощность электромагнитного излучения в этом случае примерно равна мощности электронного пучка на входе в систему, а коэффициент усиления по мощности

$$\Gamma = \frac{A^2(\zeta_{\text{к}})}{A^2(0)} = 1 + \frac{2I\omega_0}{A^2(0)} \quad (20)$$

может быть очень высок.

#### 4. ЛОВ-ГЕНЕРАТОР

Нелинейная краевая задача (6), (7), (8 б) для ЛОВ имеет решение только при вполне определенных значениях расстройки от синхронизма  $\Delta$  и выходной амплитуды волны  $A(0)$ , являющихся собственными числами задачи. Чтобы правая часть интеграла (12) была ограничена на коллекторном конце системы, где амплитуда поля обращается в нуль

и, согласно (11), изменение энергии электронов определяется выражением

$$\omega(\zeta_k) = \frac{A^2(0)}{2I}, \quad (21a)$$

необходимо предположить следующую связь между собственными числами:

$$\frac{2\Delta}{n^2 - 1} = \frac{A^2(0)}{2I}. \quad (21b)$$

Интеграл (13) при этом приобретает вид

$$\cos \Phi = - \frac{\sqrt{x} \sqrt{x_k - x}}{\sqrt{\hat{P}} \sqrt{1 - x}}, \quad (22)$$

где  $x = \omega/\omega_0$ ,  $x_k = x(\zeta_k)$ ,  $\hat{P} = 4I/(n\beta_{\parallel} - 1)$ .

КПД генератора представим следующим образом:

$$\eta = \frac{x_k \omega_0}{1 - \gamma_0^{-1}}. \quad (23)$$

Если замедление волны выбрано в соответствии с формулой (16) ( $n = n_{\text{opt}}$ ), то  $\eta = x_k$ . Максимальную величину  $x_k$  найдем из (22):

$$x_{k \max} = \begin{cases} 2\sqrt{\hat{P}} - \hat{P} & (\hat{P} < 1) \\ 1 & (\hat{P} > 1) \end{cases}. \quad (24)$$

Характерная траектория электрона на фазовой плоскости  $\Phi, x$ , а также зависимости  $x = x(\zeta)$  и  $A = A(\zeta)$  приведены на рис. 3, 4.

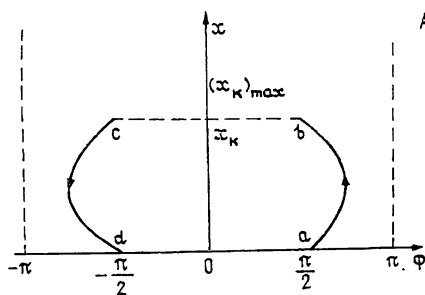


Рис. 3.

Рис. 3. Траектория электрона на фазовой плоскости  $\Phi, x$  в ЛОВ.

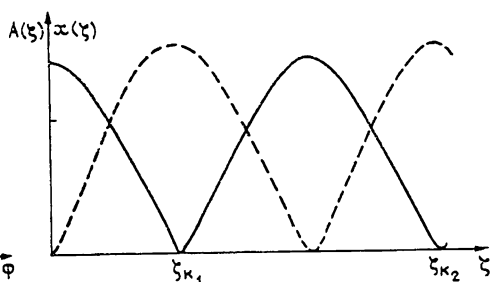


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимости амплитуды поля  $A$  (сплошная линия) и изменения энергии электронов  $x$  (пунктир) от координаты  $\zeta$  в ЛОВ.

Моде с одной продольной вариацией поля на рис. 3 соответствует движение электрона от точки  $a$  до точки  $b$ , в которой поле обращается в нуль. Электрон может совершить еще один оборот по траектории, в результате чего он снова окажется в точке  $b$  и т. д. Это будет соответствовать модам с большим числом продольных вариаций. «Время» движения частицы по фазовой траектории до точки  $b$ , пропорциональное длине системы, находится интегрированием уравнения (6 а) с учетом (22):

$$\begin{aligned} & \sqrt{I(n\beta_{\parallel} - 1)}\beta_{\parallel}^{-1}\zeta_{kq} = \\ & = (-1 + 2q) \frac{1}{2} \int_0^{x_k} \frac{dx \left(1 - \frac{n}{\beta_{\parallel}} \omega_0 x\right)}{\sqrt{x} \sqrt{x_k - x} \sqrt{1 - x + x(x - x_k)/\hat{P}}}, \end{aligned} \quad (25)$$

где  $q = 1, 2, 3, \dots$  — номера мод. Как и следовало ожидать, интеграл (23) при  $x_k = x_{k \max}$  расходится. Это означает, что такие режимы не реализуются, поскольку требуют бесконечных длин или токов.

В режиме малого сигнала  $x_k \ll 1$  из (23) получим

$$\sqrt{I(n\beta_{\parallel} - 1)}\beta_{\parallel}^{-1}\zeta_{kq} = (-1 + 2q) \frac{\pi}{2} \left[ 1 + \left( \frac{1}{2} - \frac{n}{\beta_{\parallel}} \omega_0 \right) \frac{x_k}{2} \right]. \quad (26)$$

С помощью формул (21), (26), полагая  $x_k = 0$ , найдем стартовые условия генератора:

$$\Delta = 0, \quad \sqrt{I(n\beta_{\parallel} - 1)}\beta_{\parallel}^{-1}\zeta_{kq} = (-1 + 2q) \frac{\pi}{2}. \quad (27)$$

Условие  $\Delta = 0$  может быть выполнено только для обыкновенной волны, поле которой вращается в направлении, противоположном направлению вращения электрона в магнитном поле.

Из формулы (26) также следует, что при  $\frac{n}{\beta_{\parallel}} \omega_0 < \frac{1}{2}$  режим возбуждения колебаний в генераторе мягкий, а при  $\frac{n}{\beta_{\parallel}} \omega_0 > \frac{1}{2}$  — жесткий (см. рис. 5, на котором пунктиром отмечена ветвь неустойчивых стационарных состояний).

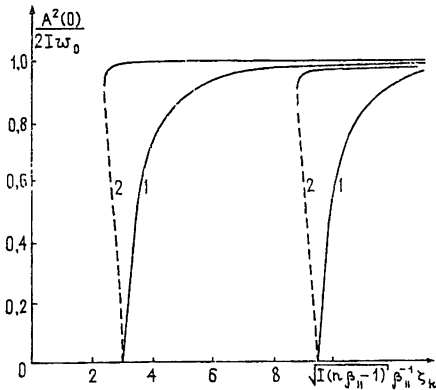


Рис. 5.

Рис. 5. Зависимость амплитуды поля на выходе ЛОВ для первой и второй продольных мод ( $q=1,2$ ) от длины генератора: кривые 1 соответствуют мягкому режиму возбуждения колебаний ( $\frac{n}{\beta_{\parallel}} \omega_0 = 0,25, \hat{P} = 1$ ), кривые 2 — жесткому режиму ( $\frac{n}{\beta_{\parallel}} \omega_0 = 1, \hat{P} = 1$ ).

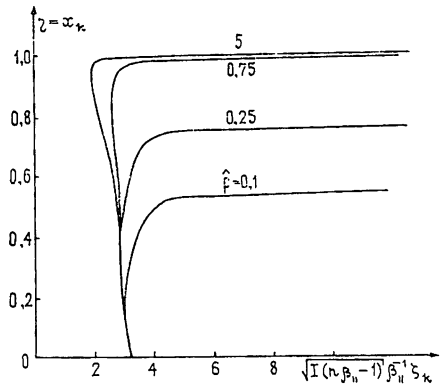


Рис. 6.

Рис. 6. Зависимость КПД при  $n = n_{\text{opt}}$  от длины генератора для различных  $\hat{P}$ .



Проанализируем подробнее область ультрарелятивистских скоростей электронов:  $\gamma_0 \gg 1$ . Требуемое замедление волны в этом случае довольно мало:  $n_{\text{opt}} \approx 1 + \gamma_0^{-1}$ . Режим возбуждения при  $n = n_{\text{opt}}$  жесткий, поскольку  $\frac{n}{\beta_{\parallel}} \omega_0 = 1$ . Рассчитанные с помощью (25) зависимости КПД

$\eta = \chi_k$  от длины системы и параметра  $\hat{P}$  приведены на рис. 6. Как видно из рисунка, при увеличении длины КПД генератора асимптотически приближается к  $\chi_{k \text{ макс.}}$ . Эта величина при достаточно большой плотности тока ( $\hat{P} \geq 1$ ) равна единице. Для таких значений  $\hat{P}$  КПД (на верхней устойчивой ветви колебаний) близок к максимальному значению, когда длина системы лишь немного превосходит стартовую длину.

## 5. ВЫВОДЫ

Таким образом, существует принципиальная возможность почти полностью затормозить электроны плоской замедленной электромагнитной волной при малых величинах магнитостатического поля или даже при его отсутствии. Однако для удержания сильноточного релятивистского электронного пучка от распыливания под действием сил пространственного заряда необходимо иметь достаточно сильные магнитные поля, что может приводить к снижению КПД приборов. Кроме того, если замедление волны создается с помощью периодической системы, в поле волны помимо синхронной замедленной гармоники присутствует ряд несинхронных гармоник. Эти гармоники в режимах с высоким КПД, которым соответствуют сравнительно большие значения расстройек от синхронизма  $\Delta$  между пучком и рабочей гармоникой (см., например, (21)), могут оказывать существенное влияние на пучок, уменьшая КПД.

Определенные трудности при создании усилителей и генераторов на аномальном эффекте Доплера связаны также с возможностью возбуждения ТМ-мод на обычном черенковском синхронизме в реальных, ограниченных в поперечном направлении системах. Чтобы избежать такой конкуренции, необходимо, как и в слабoreлятивистских лампах с поперечным полем [9, 10]\*, использовать замедляющие системы, в которых были бы подавлены паразитные моды с большим значением продольной компоненты электрического поля в приосевой области, а электронный пучок инжектировать вдоль оси системы.

Автор благодарен В. Л. Братману и М. И. Петелину за обсуждение результатов работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Петелин, Изв. вузов — Радиофизика, 17, № 6, 902 (1974).
2. Дж. Пирс, Лампа бегущей волны, изд. Сов. радио, М., 1952.
3. В. В. Железняков, Изв. вузов — Радиофизика, 2, № 1, 15 (1959).
4. В. Б. Красовицкий, ЖЭТФ, 66, № 1, 154 (1974).
5. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ДАН СССР, 56, № 6, 583 (1947).
6. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, ДАН СССР, 145, № 6, 1259 (1962); В. Я. Давыдовский, ЖЭТФ, 43, № 3(9), 886 (1962).
7. В. Л. Братман, А. Е. Токарев, Изв. вузов — Радиофизика, 17, № 8, 1224 (1974).
8. Н. С. Гинзбург, В. К. Юлпатов, Тезисы докладов на VIII Межвузовской конференции по электронике СВЧ, Ростов-на-Дону, 1976, стр. 55.

\* В экспериментальных макетах слабoreлятивистских приборов с поперечным полем высокий КПД пока не достигнут, что во многом обусловлено сложностью получения тонких электронных пучков [9, 11]. Можно ожидать, что подобные затруднения возникнут и при создании релятивистских приборов. Однако в дециметровом диапазоне длин волн в гироконе (который можно рассматривать как клистронный вариант ламп с поперечным полем) уже сейчас получен КПД, превышающий 90% [12].

9. Б. П. Безручко, Д. И. Трубецков, А. П. Четвериков, Обзоры по электронной технике, серия 1, Электроника СВЧ, вып. 9 (383) (1976).
10. С. П. Кузнецов, А. П. Четвериков, Радиотехника и электроника, 23, № 2, 385 (1978).
11. В. И. Юрьев, В. Н. Добрынченко, В. А. Шестиперов, У. А. Нигматуллин, Радиотехника и электроника, 17, № 4, 830 (1972).
12. Г. И. Будкер и др., Атомная энергия, 44, № 5, 397 (1978).

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
28 апреля 1978 г.

NONLINEAR THEORY OF AMPLIFICATION AND GENERATION  
OF ELECTROMAGNETIC WAVES BASED ON THE ANOMALOUS  
DOPPLER EFFECT

*N. S. Ginzburg*

The regime of stationary oscillations is investigated in an amplifier of TWT-type and in an oscillator of BWO type based on the induced gyroresonance radiation of the initially rectangular beam of relativistic electrons moving with «superlight» velocity in a homogeneous magnetic field. It is shown that in the wave field of a sufficiently high intensity the increase of the transverse pulse in the electron retarding is changed by its decrease when the longitudinal velocity of electrons is less than the phase velocity of a wave. In the limiting case when the magnetic field is vanishing the total retarding of the electron beam is possible by the slow circularly polarized TEM-wave.

---