

К ТЕОРИИ СТРОФОТРОНА С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ

В. М. Боков, А. В. Гапонов

На примере строфотрона с бегущей волной рассматривается задача о взаимодействии незамедленных электромагнитных волн с системой возбужденных нелинейных осцилляторов — электронов, колеблющихся в электростатической потенциальной яме. Полученное в приближении слабых сигналов дисперсионное уравнение имеет третью степень относительно поправки к постоянной распространения волны, что указывает на возможность взаимодействия типа «0» в такого рода системах. Дисперсионное уравнение содержит релятивистские поправки порядка v^2/c^2 , учет которых в некоторых случаях оказывается существенным. Рассмотрена также работа строфотрона с бегущей волной в режиме, когда возможен отбор ускоренных электронов на один из электродов.

Эффективное взаимодействие электронного потока с электромагнитными волнами, приводящее к неустойчивости системы, возможно, как известно, не только при сверхсветовой скорости частиц (неустойчивость, связанная с излучением Вавилова—Черенкова и с аномальным эффектом Допплера), но и при сколь угодно малой средней скорости потока v_0 при условии, что в невозмущенном (стационарном) потоке электроны совершают колебания относительно некоторых положений равновесия, движущихся со скоростью v_0 . В последнем случае электронный пучок можно рассматривать, как поток возбужденных электронных осцилляторов, неустойчивость которого обеспечивается благодаря автогруппировке (автофазировке и пространственной группировке) осцилляторов в поле излучения [1,2]. Для системы существенно неизохронных (ангармонических) осцилляторов—например, для электронов, вращающихся в электростатическом поле цилиндрического конденсатора (центробежная фокусировка)—основную роль играет фазовая группировка (автофазировка), а пространственной рассортировкой, дающей эффекты порядка v^2/c^2 (v —скорость электронов, c —скорость света) можно пренебречь [3].

Другим примером системы с ангармоническими возбужденными осцилляторами может служить так называемый строфотрон [4,5], в котором используются электроны, колеблющиеся в электростатической потенциальной яме вдоль сильного постоянного магнитного поля. Простейшая модель строфотрона, описанная в [4], изображена схематически на рис. 1; колебательный контур может быть подключен к любой паре электродов. Такое устройство может быть использовано в качестве генератора высокочастотных колебаний или регенеративного усилителя. В работе [5] приводятся результаты более подробного теоретического и экспериментального исследования строфотрона с другой формой электростатической потенциальной ямы—коаксиального строфотрона (рис. 2). Существенно, что если форма потенциальной ямы отлична от параболической, то колебания электронов в строфотроне так же, как и в системах с центробежной фокусировкой, вообще говоря, неизохронны уже в нерелятивистском приближении. Это обстоятельство упрощает исследование, так как позволяет не учитывать эффекты порядка v^2/c^2 .

В настоящей работе рассматриваются системы типа строфотрона, но предполагается, что электроны взаимодействуют с бегущей электромагнитной волной. Как и в других системах с возбужденными

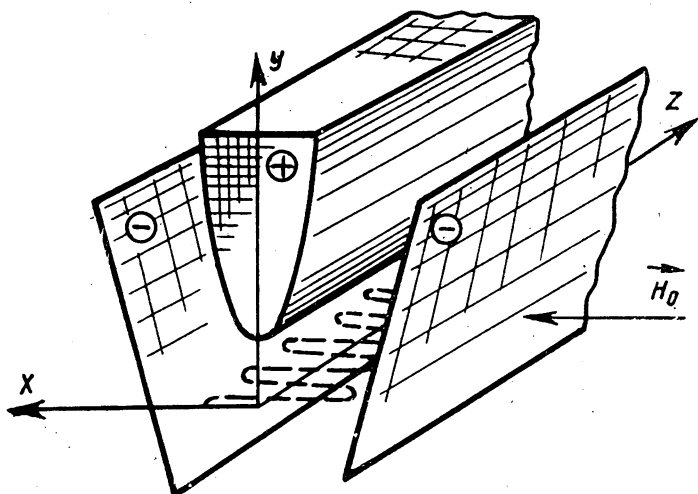


Рис. 1.

осцилляторами, эффективное взаимодействие электронов с волной имеет место при выполнении условия синхронизма $h_0 v_0 \approx \omega + n \omega_E$ (ω_E — частота колебаний электронов в потенциальной яме, v_0 — скорость дрейфа,

h_0 — постоянная распространения волны в „холодной“ системе, ω — частота излучения, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$); таким образом, взаимодействие возможно и с незамедленными электромагнитными волнами. Методом, изложенным в [6] и основанным на исследовании уравнений движения электронов в самосогласованном поле, получено приближенное дисперсионное уравнение, связывающее постоянную распространения волны h с частотой.

При достаточно слабых токах пучка уравнение для поправки $\delta h = h - h_0$ оказывается кубическим и имеет ту же структуру, что и в случае ЛБВ типа „0“ (взаимодействие типа „0“). Наличие комплексных корней у этого уравнения указывает на то, что строфотрон с бегущей волной может служить как для усиления (если направление групповой скорости волны совпадает с направлением дрейфа электронов), так и для генерирования (при взаимодействии пучка со встречной волной) высокочастотных колебаний. Такое устройство имеет ряд положительных особенностей, в частности, широкую полосу электронной перестройки в режиме генерации на встречной волне.

Строфотрон с потенциальной ямой, близкой к параболической,

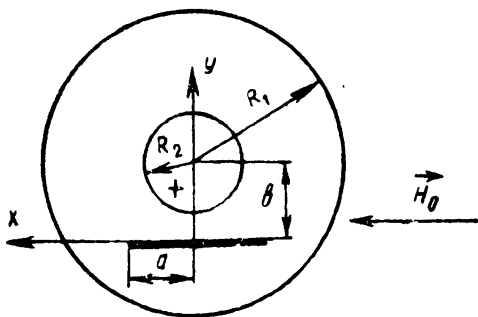


Рис. 2.

нуждается в специальном рассмотрении, так как в этом случае учет релятивистских эффектов может оказаться принципиальным. В работе дано соответствующее обобщение дисперсионного уравнения. Рассмотрена также работа строботрона с бегущей волной в режиме, когда разбиение электронного пучка на сгустки происходит благодаря оседанию ускоряющихся электронов на один из электродов (режим с отбором).

При выводе основных уравнений всюду приняты обычные для теории слабых сигналов допущения (см. также [6]): малость тока пучка (малость усиления на длину волны, малость пространственного заряда), достаточно большая длина пространства взаимодействия, обеспечивающая возможность учета взаимодействия только с одной (синхронной) волной и др.

1. Движение электрона в двумерной потенциальной яме при наличии постоянного однородного магнитного поля $H_0 = H_0 x_0$ описывается в нерелятивистском приближении уравнением

$$\dot{r} = -\eta_1 (E_0 + E_-) - \frac{\eta}{c} [\dot{r}, H_0 + H_-]; \quad (1)$$

где E_- и H_- — напряженности электрического и магнитного высокочастотных полей, E_0 — электростатическое поле с компонентами $E_{0x} = E_x(x, y)$, $E_{0y} = -E_0 - E_y(x, y)$, $E_{0z} = 0$, $\eta_1 = |e/m_0|$, e — заряд электрона, m_0 — его масса покоя.

Нетрудно показать (см. также [3]), что при достаточно сильном магнитном поле H_0 ($\omega_H = \frac{\eta}{c} H_0 \gg \omega$, ω_E) и достаточно большой постоянной составляющей E_0 в y -компоненте электростатического поля ($|E_0| \gg |E_x(x, y)|, |E_y(x, y)|$) электроны в процессе движения сколь угодно мало отклоняются от плоскости xz . При этом движение вдоль z можно считать равномерным $z \approx v_0 t$ ($v_0 = cE_0/H_0$ — скорость дрейфа).

Считая выполненными эти условия и рассматривая высокочастотное поле как возмущение, будем искать решение уравнения (1) в виде

$$r = z_0 Z + x_0 (X + x^{(1)}), \quad |x^{(1)}| \ll |X|. \quad (2)$$

В нулевом приближении (в отсутствие высокочастотного поля) движение электрона описывается уравнениями

$$\dot{X} + \eta E_x(X, 0) = 0, \quad Z = v_0 t, \quad (3)$$

причем функция $E_x(x, 0)$ меняет знак при $x = 0$. Решение первого из этих уравнений $X(t)$, соответствующее реальным начальным условиям и являющееся периодической функцией t с периодом $T_E = 2\pi/\omega_E$, мы будем считать известным и записывать в виде ряда

$$X(t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n \omega_E t; \quad (4)$$

соответственно

$$\dot{X}(t) = -\omega_E \sum_{n=1}^{\infty} n a_n \sin n \omega_E t. \quad (4a)$$

Заметим, что в параболической потенциальной яме ($E_x = Ax$) колебания гармонические с частотой $\omega_E = \sqrt{\eta A}$.

2. Уравнение первого приближения, получающееся в результате

подстановки (2) в (1) (с учетом $\omega_H \gg \omega_E$, ω и $|E_0| \gg |E_x|, |E_y|$) имеет вид:

$$\ddot{x}^{(1)} + \Phi(X) \dot{x}^{(1)} = -\gamma E_- (X, 0, Z, t), \quad (5)$$

где $\Phi(x) = \gamma \frac{\partial E_x}{\partial x}$, $E_-(x, y, z, t)$ — x -компонента высокочастотного электрического поля*.

Уравнение (5) представляет собой линейное неоднородное уравнение с периодическими коэффициентами. Нетрудно видеть, что общее решение соответствующего однородного уравнения должно иметь вид (см., например, [1,7]):

$$x_{\text{одн}}^{(1)} = C_1 \frac{1}{\omega_E} \dot{X}(t) + C_2 [M \dot{X}(t) t + u(t)] = C_1 x_{01}^{(1)} + C_2 x_{02}^{(1)}, \quad (6)$$

где $u(t)$ — периодическая функция с периодом T_E , C_1 и C_2 — произвольные постоянные. Наличие нарастающего во времени слагаемого в одном из решений однородного уравнения связано с фазовой неустойчивостью орбитно-устойчивого [8] движения ангармонического осциллятора. Коэффициент при нарастающей части M , который мы будем в дальнейшем называть параметром неизохронности, пропорционален производной частоты колебаний ω_E по энергии осциллятора W_0 ($M \sim d\omega_E/dW_0$). Заметим, что поскольку второе решение однородного уравнения $x_{02}^{(1)}$ связано с первым $x_{01}^{(1)}$ соотношением $x_{02}^{(1)} = \Delta x_{01}^{(1)} \int dt / (x_{01}^{(1)})^2$ (здесь Δ — вронскиан функций $x_{01}^{(1)}$ и $x_{02}^{(1)}$), и функция $u(t)$ и параметр неизохронности могут быть выражены через $X(t)$. В частности, для M нетрудно получить**

$$M = -\frac{a_1^2 \omega_E^2}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \ln |\sin \xi| \frac{d^2}{d\xi^2} \left[\frac{\sin^2 \xi}{\dot{X}^2(\xi)} \right] d\xi, \quad \xi = \omega_F t. \quad (7)$$

При помощи (7) можно записать параметр неизохронности M через амплитуды гармоник разложения (4); если ограничиться учетом второй и третьей гармоник, то

$$M \approx -24 \left[2 \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^2 - \frac{a_3}{a_1} + 18 \left(\frac{a_3}{a_1} \right)^2 + \dots \right]. \quad (7a)$$

Для гармонического осциллятора, как и следовало ожидать, $M \equiv 0$.

Общее решение неоднородного уравнения (5) записывается через решения (6) соответствующего однородного уравнения:

$$x^{(1)} = A(t) x_{01}^{(1)}(t) + B(t) x_{02}^{(1)}(t),$$

где

$$A(t) = \gamma \Delta^{-1} \int x_{02}^{(1)} E_- [X(t), 0, Z(t), t] dt + C_1;$$

$$B(t) = -\gamma \Delta^{-1} \int x_{01}^{(1)} E_- [X(t), 0, Z(t), t] dt + C_2.$$

3. Допустим, что высокочастотное поле в пространстве взаимодействия имеет вид плоской неоднородной волны $E_- = V_0 E(x, y) e^{i(\omega t - hz)}$,

* Поскольку движение по z считается равномерным, в силе Лорентца, стоящей в правой части (5), можно не учитывать член, пропорциональный переменному магнитному полю H_- .

** Здесь и в дальнейшем принято $\Delta = a_1^2 \omega_E$.

отличающейся от волны в „холодной“ системе только постоянной распространения $h = h_0(1 + \delta)$, $|\delta| \ll 1$ (это имеет место при достаточно слабых токах пучка). Используя разложение

$$\frac{1}{\omega_E} V_0 \dot{X}(t) E[X(t), 0] e^{i(\omega - hv_0)t} = \sum_k V_0 G_k e^{i(h_e - h + kh_E)v_0 t}; \quad (8)$$

$$V_0 u(t) E[X(t), 0] e^{i(\omega - hv_0)t} = \sum_k V_0 \tilde{G}_k e^{i(h_e - h + kh_E)v_0 t},$$

где $h_e = \omega/v_0$, $h_E = \omega_E/v_0$, нетрудно убедиться, что при

$$h_0(1 + \varepsilon) = h_e + mh_E, \quad |\varepsilon| \ll 1 \quad (9)$$

в решении (8) имеются резонансные члены порядка $(\delta - \varepsilon)^{-2}$ и $(\delta - \varepsilon)^{-1}$. При достаточно малых $|\delta - \varepsilon|$ и $M \neq 0$ можно сохранить в (8) лишь слагаемые порядка $(\delta - \varepsilon)^{-2}$. Таким образом, получим:

$$x^{(1)} \approx M \frac{V_0}{2U_0} \frac{1}{\alpha_1^2 \omega_E} \dot{X}(t) G_m \frac{e^{i(h_e - h + mh_E)v_0 t}}{(h_e - h + mh_E)^2}, \quad (10)$$

где $U_0 = v_0^2/2\gamma_1$ — напряжение, соответствующее скорости дрейфа v_0 .

С другой стороны, для вычисления амплитуды синхронной (удовлетворяющей условию (9)) волны, возбуждаемой в системе электронным пучком, можно, согласно [6], воспользоваться выражением*

$$V \approx i\omega \frac{V_0 I_0}{N} \int_0^{\tau - z/v_0} x^{(1)}(t) E^*[X(t), 0] e^{-i(h_e - h_0)v_0 t} dt, \quad (11)$$

где I_0 — ток пучка, N — норма волны единичной амплитуды, $\tau = z/v_0$ — время пролета электрона до сечения z , * означает комплексно-сопряженную величину. Подставляя в (11) приближенное выражение для смещения электрона под действием высокочастотного поля (10), выполняя интегрирование по t и учитывая лишь резонансные члены порядка $[\delta(\delta - \varepsilon)^2]^{-1}$, получим дисперсионное уравнение

$$\delta(\delta - \varepsilon)^2 = -C_m^3 = -\frac{I_0}{2U_0} \frac{h_e}{\alpha_1^2 h_0^3 N} M |G_m|^2, \quad (12)$$

определяющее поправки к постоянной распространения $\delta h_0 = h - h_0$. Уравнение (12) совпадает по форме с дисперсионным уравнением обычной ЛБВ типа „0“ без учета затухания в волноведущей системе** и пространственного заряда [9] (взаимодействие типа „0“). Параметр усиления C_m оказывается пропорциональным $M^{1/3}$; это означает, что взаимодействие типа „0“ в строботроне с бегущей волной связано с неизохронностью колебаний электрона в электростатической потенциальной яме.

* В формуле (19) работы [6] при гармонической зависимости $[r^{(1)}(\tau, t)]_{z=\text{const}}$ от времени интегрирование по времени пролета τ можно заменить интегрированием по t . Кроме того, в (11) учтено сделанное на стр. 829 замечание о возможности пренебрежения высокочастотным магнитным полем.

** При наличии малого затухания (параметр потерь $\delta_1 \ll 1$) дисперсионное уравнение принимает вид:

$$(\delta + i\delta_1)(\delta - \varepsilon)^2 = -C_m^3.$$

4. Неизохронность колебаний электрона может быть обусловлена не только отличием формы электростатической потенциальной ямы от параболической, но и проявлением релятивистских эффектов. Уравнение первого приближения для x в случае слабого релятивизма ($\frac{\dot{x}^2}{c^2} \ll 1$, $\frac{v_0^2}{c^2} \ll 1$) имеет вид:

$$\ddot{x}^{(1)} + \frac{\partial \Phi(X, \dot{X})}{\partial \dot{X}} \dot{x}^{(1)} + \frac{\partial \Phi(X, \dot{X})}{\partial X} x^{(1)} = -\gamma \Psi(\dot{X}) E_{\sim}(X, 0, Z, t), \quad (13)$$

где $X(t)$ — решение уравнения нулевого приближения

$$\ddot{X} + \Phi(X, \dot{X}) = 0;$$

$$\Phi(x, \dot{x}) = \gamma E_x(x) \Psi(\dot{x}); \quad \Psi(\dot{x}) = 1 - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}^2}{c^2},$$

$\gamma = |e/m_0|$, m_0 — масса покоя. Решение задачи тем же путем, что и ранее приводит к дисперсионному уравнению вида (12), но с заменой M на $M_{\text{рел}}$:

$$M_{\text{рел}} = -\frac{a_1^2 \omega_E^2}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \ln |\sin \xi| \frac{d^2}{d\xi^2} \left[\frac{\sin^2 \xi}{\dot{X}^2(\xi)} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\dot{X}^2}{c^2} \right) \right] d\xi, \quad (14)$$

$$\xi = \omega_E t.$$

Таким образом, дисперсионное уравнение всегда имеет третью степень относительно поправки δ , т. е. и в том случае, когда в нерелятивистском приближении колебания близки к гармоническим. Отметим, что хотя параметр неизохронности $M_{\text{рел}}$ оказывается при этом порядка v^2/c^2 , учет релятивистских эффектов необходим, так как с ними связана неустойчивость системы. Параметр усиления S при $v^2/c^2 \sim 10^{-2}$ получается по порядку величины таким же, как в обычных ЛБВ и ЛОВ.

5. В том случае, когда колебания электронов в электростатической потенциальной яме близки к гармоническим и параметр неизохронности M ($M_{\text{рел}}$) весьма мал, в (8) наряду с членами порядка $M(\delta - \varepsilon)^{-2}$ необходимо учитывать резонансные слагаемые порядка $(\delta - \varepsilon)^{-1}$, не содержащие множителя M . С учетом этих членов дисперсионное уравнение приобретает вид

$$\delta(\delta - \varepsilon)^2 = \frac{I_0}{2U_0} \frac{h_e}{a_1^2 h_0^3 N} \left[-M |G_m|^2 + 2(\delta - \varepsilon) \times \right. \\ \left. \times \frac{h_0}{h_E} \operatorname{Im}(\tilde{G}_m G_m^*) \right]. \quad (15)$$

Пользуясь тем, что для колебаний, близких к гармоническим, $\dot{X} = -a_1 \omega_E \sin(\omega_E t)$ и $u = a_1 \cos(\omega_E t)$, дисперсионное уравнение (15) можно записать в следующем виде:

$$\delta(\delta - \varepsilon)^2 = \frac{I_0}{8U_0} \frac{h_e}{h_0^3 N} \left[-M |E_{m-1} - E_{m+1}|^2 + \right. \\ \left. + 2(\delta - \varepsilon) \frac{h_0}{h_E} (|\dot{E}_{m+1}|^2 - |E_{m-1}|^2) \right], \quad (16)$$

где E_k — коэффициенты разложения поля $E[X(t), 0]$ в ряд Фурье $E = \sum_k E_k e^{ik\omega_E t}$. По форме это уравнение сходно с уравнением ЛБВ

с учтенным пространственным зарядом, и его исследование нетрудно провести обычным методом [9]. Отметим, что при достаточно малых токах пучка вторым слагаемым в правой части (16) всегда можно пренебречь; таким образом, при слабых токах уравнение (16) переходит в (12) и всегда имеет комплексные корни (взаимодействие типа „0“). Наоборот, при достаточно сильных токах и малой ангармоничности колебаний в правой части (16) можно пренебречь первым слагаемым; при этом дисперсионное уравнение оказывается второго порядка относительно δ и имеет вид, характерный для систем типа „М“ (взаимодействие типа „М“):

$$\delta(\delta - \varepsilon) = \frac{I_0}{4U_0} \frac{h_e}{h_E h_0^2 N} (|E_{m+1}|^2 - |E_{m-1}|^2). \quad (16a)$$

Возможность усиления и генерации электромагнитных колебаний при взаимодействии типа „М“, связанная с наличием комплексных корней у уравнения (16a), определяется знаком его правой части, т. е. зависимостью абсолютной величины коэффициентов Фурье $|E_k|$ от индекса k . Если, как это обычно бывает, $|E_{k_1}| > |E_{k_2}|$ при $|k_1| > |k_2|$, то при $m < 0$ (т. е. при взаимодействии с незамедленными волнами) поправки δ оказываются действительными и взаимодействие типа „М“ не приводит к неустойчивости системы. В специальных случаях, когда для некоторых значений $k_{1,2}$ между коэффициентами Фурье имеет место обратное соотношение, уравнение (16a) может иметь комплексные корни, что указывает на возможность усиления незамедленных волн. Пример такой системы приведен на рис. 3.

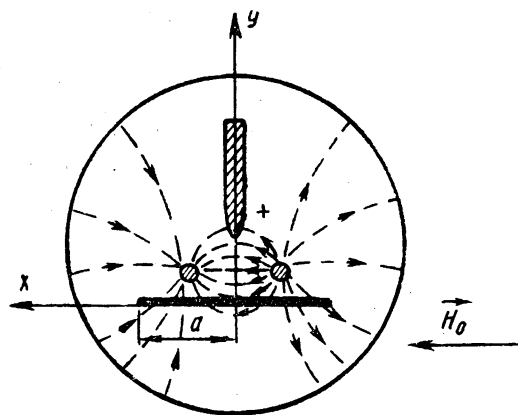


Рис. 2.

двухпроводной линии передачи и амплитуда стационарных колебаний электронов a подобраны так, что $|\dot{E}_{\pm 2}| > |E_0|$, то при $m = -1$ ($h_0 \approx h_e - h_E$) возможны нарастающие волны.

Характер зависимости коэффициента усиления (мнимой части поправки δ) от тока изображен на рис. 4.

6. Рассмотрим, в качестве примера, коаксиальный строботрон с бегущей волной.

Уравнение, описывающее невозмущенное движение (электростатическое поле $E_0 = \frac{A}{r} r_0$) в достаточно сильном магнитном поле H_0 , имеет вид

$$\ddot{x} + \eta A \frac{x}{b^2 + x^2} = 0, \quad (17)$$

где b —расстояние плоскости колебаний электрона (плоскости xz) от оси системы. Решение этого уравнения требует, в общем случае, численного интегрирования. Однако при слабой нелинейности ($a/b \ll 1$)

возможно применение асимптотических методов* (см., например, [16]). Ограничиваясь первыми тремя членами разложения функции $\frac{1}{b^2 + x^2}$ в ряд по x/b , получим приближенное решение уравнения (17) в виде ряда Фурье:

$$X \approx a \cos \omega_E t - \frac{1}{32} a \frac{a^2}{b^2} \times \left(1 + \frac{15 a^2}{16 b^2} + \dots \right) \times$$

$$\times \cos 3\omega_E t + \frac{3}{512} a \frac{a^4}{b^4} (1 + \dots) \cos 5\omega_E t - \dots$$

Пользуясь формулой (7) или (7а)** нетрудно написать первые члены разложения параметра неизохронности M в ряд по a^2/b^2 :

$$M \approx -24 \left(3,1 \cdot 10^{-2} \frac{a^2}{b^2} + 5,3 \cdot 10^{-3} \frac{a^4}{b^4} + \dots \right).$$

Взаимодействие пучка с главной волной в рассматриваемой системе наиболее эффективно при синхронизме $h \approx h_e - 2h_E$ ($m = -2$); при этом

$$|G_{-2}|^2 \approx \frac{1}{16} \frac{a^4}{b^4} \left[1 - (1 + \dots) \frac{a^2}{b^2} + \dots \right],$$

а формула (12) для параметра усиления*** принимает вид:

$$C^3 = \frac{I_0 z_B h_e |M| |G_{-2}|^2}{4U_0 \ln^2(R_1/R_2) h_0^3 a^2} \quad (18)$$

(z_B —волновое сопротивление коаксиала). Зависимость параметра усиления C от отношения a/b при $\lambda_0 = 10$ см (λ_0 —длина волны в свободном пространстве), $I_0 = 1$ ма, $R_1 = 5$ мм, $R_2 = 0,35$ мм (R_1 и R_2 —радиусы наружного и внутреннего проводников), $L = 25$ см (L —длина пространства взаимодействия), $b = 1,8$ мм, $H_0 = 3000$ эрстед, рассчитанная по формуле (18), приведена на рис. 5.

* Согласно [16], асимптотический метод обеспечивает хорошую точность до значений $a/b \sim 0,8$.

** Для симметричной потенциальной ямы с учетом пятой гармоники формула (7а) имеет вид:

$$M \approx -24 \left[-\frac{a_3}{a_1} + 18 \left(\frac{a_3}{a_1} \right)^2 - \frac{85}{12} \frac{a_5}{a_1} + \dots \right].$$

*** В приведенном ниже численном примере релятивистская поправка и член, определяющий взаимодействие типа «М», пренебрежимо малы.

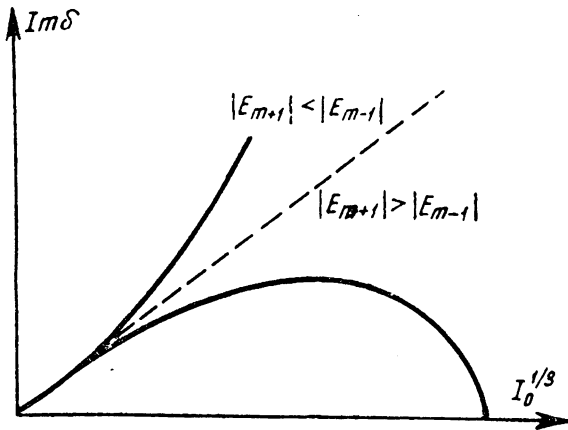


Рис. 4.

Коэффициент усиления на прямой волне при точном синхронизме и при отсутствии поглощения определяется формулой

$$G = -9,54 + 47,3 CL/\lambda$$

(λ — длина волны в системе).

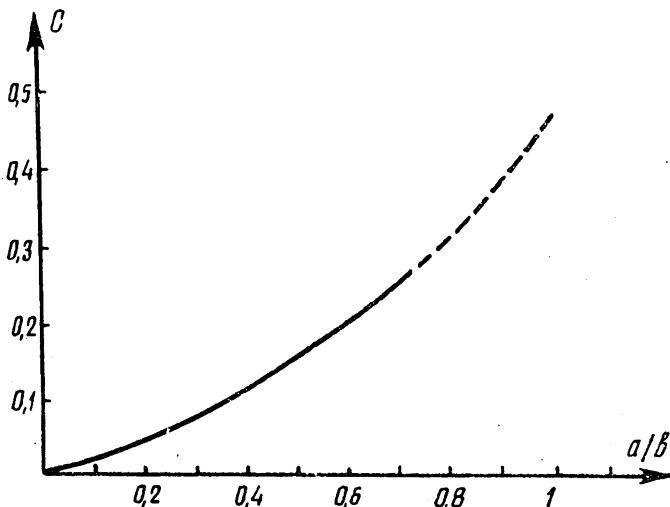


Рис. 5.

Например, значению $a/b = 0,7$ ($C \approx 0,25$) соответствует $G \approx 20$ дб; однако пусковой ток, обеспечивающий генерацию на встречной волне (синхронизм — $h_0 = h_e - 2h_F$), получается при этом равным 20 ма и соответствующий такому току „предельный“ коэффициент усиления на прямой волне — 5 дб. Это означает, что для получения усиления порядка 20 дб необходимо вводить в систему поглотитель.

Заметим, что большие значения параметра неизохронности указывают на возможность повышения частоты генерируемых или усиливаемых высокочастотных колебаний в коаксиальном строфотроне с бегущей волной за счет работы на более высоких гармониках $\omega \approx m \omega_E$.

7. Рассмотренный выше механизм взаимодействия электронного пучка с быстрой электромагнитной волной в строфотроне обусловлен автофазировкой частиц в поле волны. Однако, если пучок проходит вблизи стенок линии передачи (вершины статических траекторий близки к поверхности стенки), в строфотроне, как и в любых системах с криволинейными пучками („трохотронный усилитель“ [11], гелитрон [12] и др.) может иметь место и другой механизм группировки пучка: ускоренные высокочастотным полем электроны оседают (отбираются) на стенку, при этом число тормозящихся („полезных“) электронов становится преобладающим. Эффективность такого взаимодействия зависит от распределения тока в направлении, перпендикулярном поверхности отбирающего электрода (рис. 6), и при известных условиях может быть выше, чем эффективность автофазировки.

Механизм взаимодействия непрямолинейных пучков с электромагнитными волнами в режиме „принудительной“ группировки (в режиме отбора) подробно рассмотрен в работе [11] на примере трохотронного пучка (скрещенные E_0 и H_0 поля) в двухпроводной ленточной линии. Результаты, полученные в [11], нетрудно распространить и на

строфотрон. Предполагая, для простоты, что статические колебания по x гармонические ($X = X_0 - a \cos \omega_E t$), запишем уравнение первого приближения, аналогично [11], в действительной форме:

$$\ddot{x}^{(1)} + \omega_E^2 x^{(1)} = \eta V_0 E(X) f(Z) \sin(\omega t - hz + \varphi), \quad (19)$$

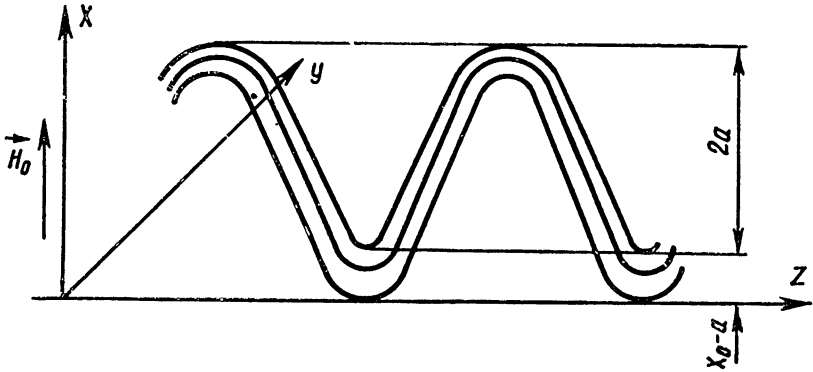


Рис. 6.

где $f(z)$ — медленно меняющаяся по z единичная функция. Решая уравнение (19) при условии точного синхронизма $\omega - hv_0 - m\omega_E = 0$, получим выражение для амплитуды поперечных колебаний

$$R(z) = a + (\eta V_0 |G_{-m}| / a v_0 \omega_E) \cos \varphi \int_0^z f(z) dz,$$

совпадающее с соответствующим выражением, полученным в [11] при замене $\omega_E \rightarrow \omega_H$, $\frac{2V_0 |G_{-m}| f(z)}{a} \rightarrow E_a(z)$. При этом все основные результаты, полученные в [11], легко распространяются на рассмотренную систему. Например, в случае равномерного распределения тока по поперечному сечению пучка в низших точках статических траекторий („плотность“ тока $j_0 = I_0/d$, где d — „толщина“ пучка) для коэффициента усиления имеем

$$G = 13,5 \sqrt{\frac{j_0 K_{-m}}{2U_0 h_E}} \frac{L}{\lambda} - 6 \quad (\text{дб}),$$

для полосы усиления (при слабых токах и малой „толщине“ пучка)

$$П_{0,5} \approx \frac{180}{\pi} \frac{1}{N_e} \quad (\%)$$

и для пусковой плотности тока, обеспечивающей генерацию на встречной волне,

$$\tilde{j}_0 = \frac{2U_0 h_E \lambda^2}{K_{-m} L^2}.$$

Здесь N_e — число пространственных периодов траектории электрона, укладывающихся в пространстве взаимодействия, $K_{-m} = 4 |G_{-m}|^2 / a^2 h_0^2 N$ — импеданс взаимодействия.

Отметим, в заключение, что близость пучка к стенке линии передачи, высокая плотность тока в направлении, перпендикулярном стенке, и малая длина пространства взаимодействия могут привести к тому,

что взаимодействие в режиме отбора будет более эффективным*, чем в режиме автофазировки, так как при отборе даже малые возмущения траекторий движения электрона могут вызывать существенную модуляцию электронного пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гапонов, ЖЭТФ, **38** (1960), (в печати).
2. А. В. Гапонов, В. В. Железняков, Доклад на XIII Ассамблее URSI, Лондон, 1960.
3. В. М. Боков, А. В. Гапонов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **2**, 831 (1959).
4. H. Alfvén, D. Romell, PIRE, **42**, 1239 (1954).
5. B. Agdur, Ericsson Techn., **13**, 3 (1957).
6. А. В. Гапонов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **2**, 443, 450, 836 (1959).
7. Г. А. Гринберг, Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений, изд. АН СССР, М., 1948, стр. 590.
8. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин, Теория колебаний, Физматгиз, М., 1959.
9. Д. Р. Пирс, Лампа с бегущей волной, изд. Сов. радио, М., 1952.
10. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, Физматгиз, М., 1958, стр. 49.
11. В. М. Боков, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **2**, 730 (1959).
12. D. Watkins, G. Wada, PIRE, **46**, 1700 (1958).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
18 июня 1960 г.

* Эффективность в режиме отбора может сильно снижаться из-за вторичной эмиссии с поверхности стенки [5].