

УДК 621.385.6

ТЕОРИЯ УБИТРОНА-УСИЛИТЕЛЯ ТИПА «О» С УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

М. А. Горшкова А. В. Сморгонский

Рассматривается возможность использования усилительного прибора типа убитрона «О» с ультрарелятивистским электронным пучком для получения электромагнитных колебаний в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн. Найдены оптимальные параметры—длина пространства взаимодействия, расстройка синхронизма, ток и сопротивление связи, при которых может быть достигнут максимальный КПД 28%. Определены зависимости оптимальных параметров от энергии пучка.

Трудности в создании мощных убитронов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн связаны, как и у многих других электронных приборов, с миниатюризацией элементов конструкции, в данном случае — магнитов или электродов периодического фокусирующего поля [1]. Требования к их размерам могут быть значительно ослаблены при работе с релятивистскими пучками, так как для осуществления резонансного взаимодействия электронов с попутной волной, имеющей фазовую скорость, близкую к скорости света, благодаря эффекту Доплера становится возможным использование статического поля, имеющего период почти в γ^2 раз больше, чем длина волны генерируемого излучения ($\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ — энергия электрона, отношенная к его энергии покоя, v — скорость частицы, c — скорость света) [2]. Однако обеспечить узкополосную с высоким КПД генерацию в этом случае оказывается весьма сложно из-за большого числа мод (различающихся продольными индексами), одновременно попадающих в полосу возбуждения*. Поэтому, для повышения выходной мощности в указанном диапазоне может оказаться более целесообразным использование не генераторов, а усилителей, в которых поданный на вход узкополосный сигнал выделяет одну—рабочую моду**.

В настоящей статье рассмотрена работа убитрона типа «О» с ультрарелятивистским ($\gamma \gg 1$) электронным пучком в режиме усиления монохроматического сигнала. Предполагается, что электроны, осциллирующие в периодическом фокусирующем поле, синхронно взаимодействуют с волной гладкого волновода:

$$|\omega - hv_{\parallel} - \Omega| \ll \omega, \Omega,$$

усиливая ее в направлении своего движения (здесь ω — частота волны, h — ее постоянная распространения, v_{\parallel} — поступательная скорость электронов, $\Omega = \frac{2\pi v_{\parallel}}{d}$ — частота их осцилляций, d — период фокусирующего поля). Отражения на выходе прибора отсутствуют.

* Обзор методов, используемых для получения одномодовой генерации в лазерной технике, где возникают аналогичные трудности, имеется в [3, 4].

** По-видимому, для работы в одномодовом режиме возможно использование и «захваченных» генераторов, в которых к моменту их возбуждения одна из мод выделена на фоне шумов внешним сигналом [5].

Этот процесс описывается самосогласованной системой уравнений, состоящей из уравнений движения электронов в убитроне, которые получены и проанализированы в [1], и уравнения возбуждения волновода. Последнее можно привести к виду, принятому в теории ЛБВ, если в уравнении возбуждения, записанном в форме [6], выразить поперечные и продольные составляющие тока через найденные в [1] скорости движения частиц и воспользоваться законом сохранения заряда. Движение частиц в приближении малой жесткости фокусировки представляется в виде суммы дрейфового R и осцилляторного ρ , в силу чего интеграл взаимодействия для тонкого пучка преобразуется к виду

$$\frac{1}{N} \int \mathbf{j}^\omega E_0^\omega ds \rightarrow \frac{I_0}{\pi v_{\parallel} N} \int \{ \rho E_0^\omega(\mathbf{R}) + v_{\parallel} (\rho \nabla) E_z^\omega(\mathbf{R}) \} \times \\ \exp[-i(\omega t - hz + \Theta_0)] d\Theta_0,$$

где I_0 — полный ток пучка. Оставляя во всех уравнениях лишь медленно меняющиеся члены, получаем самосогласованную систему:

$$\frac{dA}{d\zeta} = -I \int_0^{2\pi} \frac{e^{-i\Theta}}{\mathcal{E}} d\Theta_0; \quad (1)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\zeta} = \text{Re} \left(\frac{A}{\mathcal{E}} e^{i\Theta} \right); \quad (2)$$

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = \frac{1}{\mathcal{E}^2} - B, \quad (3)$$

где

$$A = 2 \left(\frac{e}{m_0} \right)^2 \frac{1}{\omega k c^3} \left\{ (E_0^\omega [\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_1]) - \frac{1}{k} ([\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_1] \nabla) E_z^\omega \right\},$$

$\mathcal{E} = \gamma/\gamma_0$ — энергия электрона, отнесенная к ее начальному значению, $\Theta = \omega t - (h + k)z + \Theta_0$ — фаза невозмущенной волны в точке нахождения электрона, $\zeta = \frac{\omega z}{2 \gamma_0^2 c}$ — независимая переменная, пропорциональная координате z , E_0^ω — амплитуда электрической составляющей высокочастотного поля, \mathbf{H}_1 — амплитуда первой гармоники периодического фокусирующего поля, N — норма волны E^ω «холодного» волновода,

$$I = 4 \left(\frac{e}{m_0} \right)^3 \frac{\gamma_0 I_0 | (E_0^\omega [\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_1]) - (1/k) ([\mathbf{z}_0 \times \mathbf{H}_1] \nabla) E_z^\omega |^2}{\pi N \omega^2 k^2 c^4}$$

— параметр, пропорциональный сопротивлению связи и току пучка, $B = 2 \gamma_0^2 \left[\frac{(h + k)}{\omega} c - 1 \right]$ — параметр расстройки, e/m_0 — удельный заряд электрона.

На входе прибора, при $\zeta = 0$, моноэнергетический ($\mathcal{E}(0) = 1$) стационарный ($\Theta(0) = \Theta_0$, $0 \leq \Theta_0 < 2\pi$) электронный пучок вступает во взаимодействие с волной, амплитуда которой $A(0) = A_0$.

Система уравнений (1)–(3) близка к уравнениям, описывающим работу ультрарелятивистской ЛБВ [7], и отличается от них зависимостью правых частей уравнений (1), (2) от энергии электронов. Эта зависимость обусловлена тем, что эффективность воздействия поля на пучок в убитроне определяется амплитудой осцилляций частиц, зависящей в свою очередь от энергии их поступательного движения

Система уравнений (1)—(3) имеет интеграл, который выражает собой закон сохранения энергии в системе пучок—волна. Он может быть получен усреднением уравнения (2) по начальным фазам θ_0 :

$$\int_0^{2\pi} \mathcal{E} d\theta_0 + \frac{|A|^2}{2I} = C.$$

Этот интеграл можно использовать для проверки точности получаемых численными методами решений. Величина $\eta = \frac{|A_k|^2 - |A_0|^2}{4\pi I}$ (A_k — значение амплитуды поля на выходе системы) есть КПД прибора.

В приближении слабого поля $A \rightarrow 0$ решение линеаризованных уравнений (1)—(3) представляет собой сумму волн $A = \sum_{j=1}^3 A_{0j} \exp(i\Gamma_j \hat{\zeta})$,

где $\hat{\zeta} = (2\pi I)^{1/3} \zeta$, а постоянные распространения Γ удовлетворяют характеристическому уравнению

$$\Gamma^3 + \delta \Gamma^2 + \frac{(2\pi I)^{1/3}}{2} \Gamma + 1 = 0 \quad (4)$$

($\delta = (1 - B)/(2\pi I)^{1/3}$), которое для малого параметра I совпадает с аналогичным уравнением для ЛБВ [7–9]. Дополнительный член в этом уравнении указывает на наличие в убитроне кроме характерного для ЛБВ механизма усиления, вызванного группировкой электронов в тормозящей фазе поля, еще одного механизма. Этот дополнительный механизм обусловлен различием эффективности взаимодействия заторможенных и ускоренных электронов с волной, появляющимися в результате зависимости амплитуды осцилляций частиц от их энергии.

При наличии усиления в системе на достаточно большой длине $\hat{\zeta}$ можно учитывать лишь ту волну, постоянная распространения которой (Γ_1) имеет отрицательную мнимую часть, и записать поле в виде

$$A \approx A_{01} \exp(i\Gamma_1 \hat{\zeta}), \quad (5)$$

где $A_{01} = \Gamma_1(\Gamma_2 + \Gamma_3)[(\Gamma_1 - \Gamma_2)(\Gamma_3 - \Gamma_1)]^{-1}$, Γ_2, Γ_3 — два других корня уравнения (4). Отметим, что решения уравнения (4) и характеристического уравнения для ЛБВ [7] практически совпадают вплоть до «токов» $I \leq 1$, а при больших токах для убитрона имеется решение с $\text{Im } \Gamma_1 < 0$ в области расстройк $|\delta| > 1,89$ (на рис. 1 между пунктирной и штрих-пунктирной кривыми).

Уравнения для усилительного убитрона типа «О», как и для всех приборов этого типа, в приближении слабого тока $I \ll 1$, когда изменение энергии электронов можно считать малыми $|\mathcal{E} - 1| \ll 1$, совпадают с уравнениями ЛБВ, причем величину I удается исключить из числа независимых параметров. Как известно [8], в этом приближении максимальный КПД достигается (при малых входных амплитудах) при значении параметра δ , близком к 1,89, и составляет $\eta \approx 3,7 I^{1/3}$, что соответствует амплитуде поля на выходе $A_k = \sqrt{4\pi\eta I} \approx 6,8 I^{2/3}$. Оптимальная длина прибора при усилении в 20 дБ составляет $\zeta_{20} \approx 3,8 I^{-1/3}$, а при других коэффициентах усиления может быть с помощью (5) приближенно определена по формуле

$$\zeta_0 = \frac{(2\pi I)^{-1/3}}{|\text{Im } \Gamma_1|} \ln \frac{A_k^-}{10A_{01}} + \zeta_{20}.$$

Численное интегрирование системы уравнений (1)–(3) при изменении параметра I в интервале $10^{-3} \leq I \leq 10^1$ показало, что зависимости оптимальных (с точки зрения получения максимального КПД) параметров расстройки B , длины прибора (при коэффициенте усиления 20 дБ) $\zeta_{20 \text{ дБ}}$, полосы усиления по уровню мощности $0,5 \Delta B/B$ в убитроне весьма сходны с соответствующими зависимостями для ЛБВ (рис. 1). Сходной оказывается и зависимость КПД от длины прибора

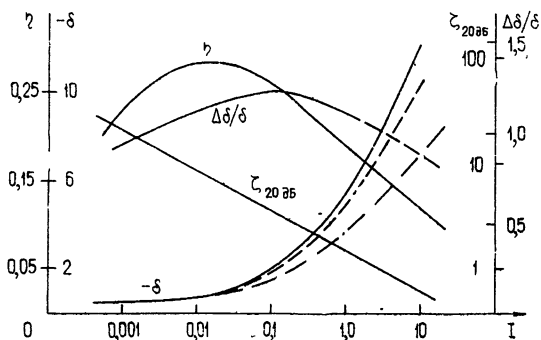


Рис. 1. Зависимость максимального КПД и оптимальных параметров от тока пучка. Для сравнения показаны границы области усиления (по расстройке), найденные в линейном приближении из уравнения (4) (пунктир) и путем численных расчетов (сплошная кривая) для убитрона и для ультрарелятивистской ЛБВ [7] (штрихпунктир).

(рис. 2). Лишь само значение максимального КПД, $\eta \approx 28\%$ (при $I = 10^{-2}$, $B = 1,7$), оказывается несколько ниже, чем в приборах с прямо-

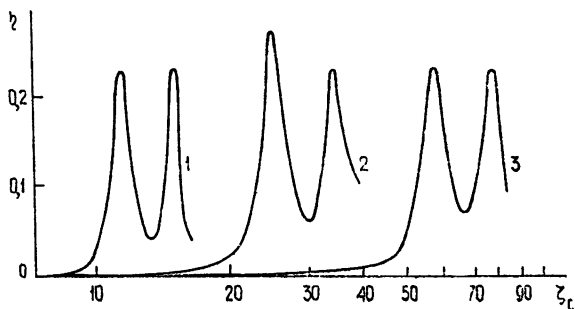


Рис. 2. Характерные зависимости КПД убитрона от длины пространства взаимодействия,
1— $I = 0,1$, $B = 2,5$; 2— $I = 0,01$, $B = 1,7$;
3— $I = 0,001$, $B = 1,35$.

линейными пучками. Особенностью убитрона, проявляющейся при больших ($I > 10^{-1}$) «токах», является также то, что максимум КПД может достигаться при расстройках δ , далеких от границы области усиления, найденной из линейной теории. Так для «тока» $I = 1$ КПД достигает своего наибольшего значения, равного 19% , при $B \approx 3,5$ и остается почти постоянным вплоть до величины $B \approx 5,5$. При больших значениях расстройки усиление в приборе отсутствует*.

Несколько отличным от приборов с прямолинейными пучками является и поведение оптимальных параметров убитронов типа «О» при изменении энергии пучка (в области $\gamma \gg 1$). Как и в ЛБВ, оптимальная расстройка с ростом γ убывает пропорционально γ^{-2} , длина прибора (при заданном коэффициенте усиления) растет, как γ^2 , эффектив-

* Крестатронный режим усиления не рассматривается

ная напряженность поля убывает: $E_{\text{эфф}}^{\infty} = k|\rho|E_0^{\infty} \sim \gamma^{-1}$. В то же время, при постоянной напряженности фокусирующего поля, абсолютное значение поля E_0^{∞} меняться не должно, что связано с уменьшением кривизны пучка $k|\rho| \sim \gamma^{-1}$. С этим же связана и иная, по сравнению с ЛБВ, зависимость параметра I , играющего в убитроне роль параметра Пирса, от энергии частиц. Из его определения следует, что для получения высокого КПД в приборе величина произведения амплитуды магнитного поля на сопротивление связи и на ток должна убывать пропорционально $\sim \gamma^{-1}$.

Таким образом, в убитроне с ультрарелятивистским электронным пучком возможно усиление СВЧ колебаний почти с такой же эффективностью, как и в ультрарелятивистской ЛБВ. Указанная возможность использовать (при наличии соответствующего входного сигнала) фокусирующие поля с периодом, значительно превышающим длину усиливаемых колебаний, позволяет надеяться на повышение мощности излучения в коротковолновой части СВЧ диапазона.

Авторы выражают благодарность М. И. Петелину за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Петелин, А. В. Сморгонский, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **16**, № 2, 294 (1973).
2. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, сб. статей, ч. III, ИЛ, М., 1959.
3. В. С. Авербах, С. Н. Власов, В. И. Таланов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **10**, № 9—10, 1333 (1967).
4. P. Smith, Proc. IEEE, **60**, № 4, 422 (1972) (перевод ТИИЭР, **60**, № 4, 106 (1972)).
5. И. Г. Зарничина, Г. С. Нусинович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **18**, № 3, 459 (1975).
6. Л. А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, изд. Сов. радио, М., 1957.
7. Н. Ф. Ковалев, А. В. Сморгонский, Радиотехника и электроника, **20**, № 6, 1205 (1975).
8. Л. А. Вайнштейн, Радиотехника и электроника, **2**, № 7, 883, ч. I, **2**, № 8, 1027, ч. II (1957).
9. Д. ж. Пирс, Лампа с бегущей волной, изд. Сов. радио, М., 1952.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
7 октября 1974 г.

THE THEORY OF UBITRON-„O“-TYPE AMPLIFIER WITH ULTRA-RELATIVISTIC ELECTRON BEAM

M. A. Gorshkova, A. V. Smorgonskii

The paper considers the possibility of using „O“-type ubitron amplifier with an ultrarelativistic electron beam to obtain electromagnetic oscillations at millimeter and submillimeter wavelengths. Optimal parameters are found: the length of interaction space, synchronism detuning, current and resistance of coupling at which the maximum efficiency 28% may be achieved. The dependences of optimal parameters on the beam energy are determined.