

09;10;12

Релятивистские СВЧ приборы с доускорением электронного пучка в пространстве взаимодействия

© Э.Б. Абубакиров, А.В. Савельев

Институт прикладной физики РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия
E-mail: edward@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 1 декабря 1998 г. В окончательной редакции 11 ноября 1999 г.)

Теоретически проанализирована возможность увеличения эффективности работы СВЧ устройств с релятивистскими электронными пучками в системах с дополнительным ускорением частиц в пространстве взаимодействия. Принципиальной особенностью рассматриваемого подхода является формирование профиля ускоряющего потенциала собственным электрическим полем сильноточного электронного пучка. Показано, что применение переменного в пространстве провисания потенциала пучка позволяет поднять расчетные значения эффективности для релятивистских ЛБВ и ЛОВ черенковского типа до величин порядка 50%.

Одним из перспективных вариантов мощных высокочастотных приборов с релятивистскими электронными пучками являются устройства с дополнительным ускорением электронного пучка в пространстве взаимодействия. Такое ускорение позволяет увеличить среднюю энергию предварительно сформированных электронных сгустков, как, например, в релтоне [1], при одновременном снижении ее относительного разброса и тем самым эффективно получать высокую выходную высокочастотную мощность. Наложение ускоряющего электрического поля на электроны, захваченные синхронной электромагнитной волной, позволяет также реализовать режим их адиабатического торможения [2,3]. В последнем случае происходит по сути дела преобразование потенциальной энергии электронного пучка в ускоряющем статическом поле в высокочастотное излучение.

Следует отметить, что дополнительное ускорение электронов, как правило, осуществляется за счет введения дополнительных высоковольтных электродов, требующих сложной и громоздкой изоляции и плохо совместимых с транспортировкой электронного пучка. Вместе с тем представляется, что для сильноточных электронных пучков, фокусируемых продольным магнитным полем, существует возможность управления энергией частиц с помощью собственных полей пучка. Мощные релятивистские СВЧ приборы работают, как правило, при электронных токах, составляющих заметную долю от предельного вакуумного значения. Собственные поля такого электронного потока достаточно велики и соответственно велика разность потенциалов между пучком и стенкой канала транспортировки ΔU . В связи с этим энергия частиц в пучке $E = e(U_a - \Delta U)$ может заметно отличаться от максимальной, определяемой анодным (ускоряющим) напряжением U_a . Падение потенциала ΔU зависит от тока пучка, его конфигурации и положения в канале транспортировки. Например, для кругового сечения канала дрейфа и тонкого трубчатого

(кольцевого) электронного пучка

$$\Delta U = \frac{2J \ln(R/r)}{\nu}, \quad (1)$$

где J — ток пучка, ν — скорость электронов, R и r — радиусы анода и электронного пучка.

Нетрудно видеть, что при изменении соотношения R/r , т. е. при приближении или отдалении пучка от стенки канала транспортировки, энергия электронов в пучке может меняться в довольно широких пределах. Такое управление положением пучка может быть достигнуто за счет создания необходимой конфигурации силовых линий статического магнитного поля, фокусирующего сильноточный электронный пучок. Например, расходящиеся силовые линии (падение величины магнитного поля вдоль канала) обеспечивают постоянное ускорение электронов.

Оценим возможности управления энергией частиц при изменении "провисания потенциала" пучка. Минимальная энергия электронов в стационарном пучке $E_{\min} = mc^2(\gamma_a^{1/3} - 1)$ реализуется при токе, равном предельному для данного канала транспортировки,

$$J_{\lim} = \frac{mc^3(\gamma_a^{2/3} - 1)^{3/2}}{2e \ln(R/r)}. \quad (2)$$

Здесь e и m — заряд и масса электрона, $\gamma_a = 1 + eU_a/mc^2$, U_a — ускоряющее напряжение. Если в исходном состоянии пучка энергия электронов близка к минимальной, то возможное относительное приращение их кинетической энергии составляет $(eU_a - E_{\min})/E_{\min} = \gamma_a^{1/3}(\gamma_a^{1/3} + 1)$. Нетрудно видеть, что даже для слабoreлятивистских ($\gamma_a \rightarrow 1$) потоков в канале транспортировки энергия частиц может быть увеличена втрое. Особенно привлекательным данный прием ускорения представляется для пучков релятивистских электронов, для которых профиль потенциала, определяемый соотношением (1), практически не изменяется и при их взаимодействии с

высокочастотным полем из-за слабой зависимости скорости релятивистских частиц от энергии.

Исследуем возможность применения дополнительного ускорения электронного пучка в конкретных случаях. В качестве примеров рассмотрим релятивистские лампы бегущей волны (ЛБВ) и лампы обратной волны (ЛОВ) черенковского типа. Для упрощения задачи воспользуемся одномерной моделью ЛБВ (ЛОВ), в которой ускорение частиц будет учитываться с помощью дополнительной силы, зависящей от продольной координаты. Будем полагать, что траектории электронов совпадают с силовыми линиями ведущего магнитного поля. Такое приближение справедливо, если радиус и шаг ларморовской спирали электронов в магнитном поле малы по сравнению с характерным масштабом изменения напряженности фокусирующего поля. При сделанных предположениях сила, действующая на электрон, движущийся вдоль силовой линии $r(z)$, определяется при помощи соотношения (1)

$$G(z) = e \frac{dU}{dr} \sin \varphi \approx \frac{2eJ}{\nu} \frac{1}{r} \frac{dr}{dz}. \quad (3)$$

Здесь $\varphi = \arctg(H_r/H_z) \ll 1$; H_r, H_z — компоненты вектора напряженности фокусирующего магнитного поля. Взаимодействие пучка ультрарелятивистских электронов ($\gamma = E/mc^2 \gg 1$) с синхронной волной описывается системой нелинейных уравнений [4], дополненных ускоряющей силой $G(z)$,

$$\frac{dw}{d\zeta} = \text{Re} \left\{ \left(\alpha F + i\sigma \int_0^{2\pi} e^{i\vartheta} d\vartheta_0 \right) e^{-i\vartheta} \right\} + g(\zeta),$$

$$\frac{d\vartheta}{d\zeta} = \frac{1}{w^2} - \delta, \quad \frac{dF}{d\zeta} = \mp \alpha I \int_0^{2\pi} e^{i\vartheta} d\vartheta_0. \quad (4)$$

Здесь $w = \gamma/\gamma_0$ — нормированная на начальное значение энергия электронов; $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский масс-фактор; $\vartheta = \omega t - kz$ — фаза частиц относительно синхронной волны; $F = 2e\gamma_0 E_z / mc\omega\alpha$; $g = 2\gamma_0 G / mc\omega$; $\zeta = kz / 2\gamma_0^2$; $k = \omega/c$; $\delta = 2\gamma_0^2(h/k - 1)$ — начальная расстройка синхронизма, $I = (\gamma_0^3 eJ / \pi\omega^2 mP) |E_z / \alpha|^2$; $\alpha^2 = |E_z|^2 / 2h^2 P$ — сопротивление связи электронов с волной; P — мощность, переносимая волной; h — ее продольное волновое число; $\sigma = 4\gamma_0 T (eJ / mc^3) / \pi(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}$ — коэффициент пространственного заряда; T — коэффициент депрессии; e и m — заряд и масса электрона.

Для конкретизации вида зависимостей $\alpha(\zeta)$ и $\sigma(\zeta)$ будем полагать, что электродинамические системы ЛБВ и ЛОВ представляют собой круглые гофрированные волноводы. В этом случае $\alpha = \alpha_0 I_0(\chi r) / I_0(\chi r_0)$, $\sigma = \sigma_0 T(r) / T(r_0)$, где r_0 — начальный радиус пучка, χ — поперечное волновое число синхронной гармоники, $T(r) = I_0(pr) [I_0(pR)K_0(pr) - I_0(pr)K_0(pR)] / I_0(pR)$, I_0 и K_0 — модифицированные функции Бесселя нулевого порядка, $p = k/\sqrt{\gamma_0^2 - 1}$. Знак (-) в уравнениях (4)

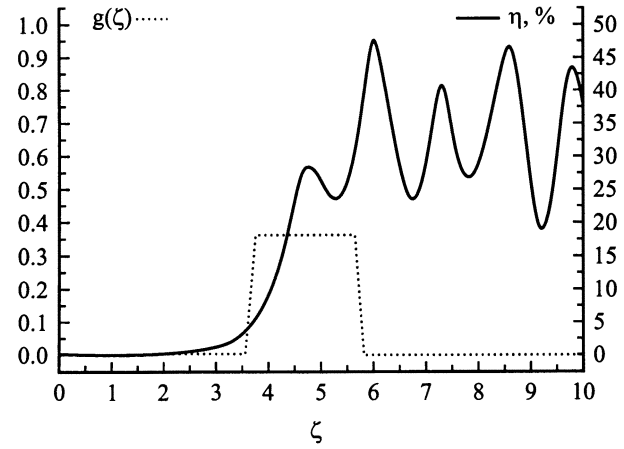


Рис. 1. Зависимости КПД и эффективной ускоряющей силы от продольной координаты в ЛБВ с доускорением электронов.

соответствует совпадению направлений движения электронов и энергии в волне (ЛБВ), знак (+) — встречному движению (ЛОВ). Если на входе в пространство взаимодействия пучок не модулирован, то граничные условия к уравнениям (4) запишутся в виде

$$w(0) = 1, \quad \vartheta(0) = \vartheta_0 \in [0, 2\pi],$$

$$F(0) = F_0 \text{ (ЛБВ) или } F(\zeta_k) = 0 \text{ (ЛОВ)}, \quad (5)$$

где ζ_k — безразмерная длина пространства взаимодействия.

При расчете ЛБВ конфигурация силовых линий направляющего магнитного поля подбиралась таким образом, чтобы обеспечить доускорение электронов на участке, где уже произошло формирование компактного электронного сгустка. Для простоты ускоряющая сила считалась постоянной на этом участке, а конкретная зависимость $r(\zeta)$, необходимая для вычисления $\alpha(\zeta)$ и $\sigma(\zeta)$, определялась из (3). Заметим, что изменение радиуса пучка должно происходить адиабатически плавно, с тем чтобы избежать потери значительного числа электронов из образовавшегося сгустка. Решение уравнений (4) представлено на рис. 1 в виде зависимости КПД взаимодействия

$$\eta = 1 - \frac{1}{2\pi} \frac{\int_0^{2\pi} w(\zeta) d\vartheta_0}{1 + \int_0^{\zeta} g(\zeta') d\zeta'} \quad (6)$$

от продольной координаты. Одновременно с доускорением за счет увеличения радиуса пучка происходит изменение коэффициентов связи и пространственного заряда (рис. 2). Относительное приращение кинетической энергии электронов за счет доускорения составляет при этом $\Delta E/E_0 = 0.75$. Максимальное значение КПД, достигаемое в данном случае, близко к 50%.

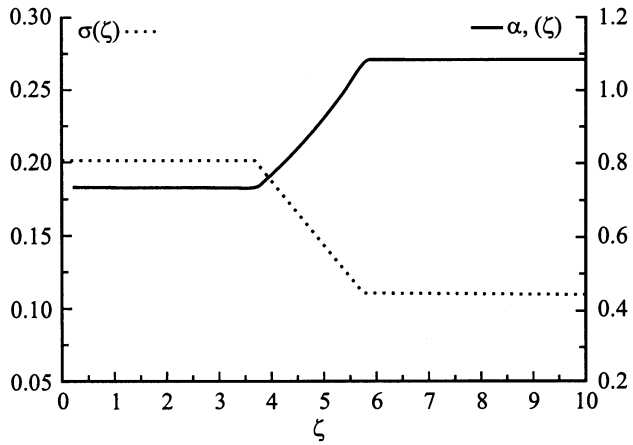


Рис. 2. Изменение коэффициентов связи и пространственного заряда в ЛБВ с доускорением электронного пучка.

В сильноточных приборах пространственный заряд оказывает существенное влияние на процесс группирования электронов в поле синхронной волны, препятствуя образованию компактного сгустка. Преимущество рассматриваемой схемы доускорения состоит в том, что расширение пучка приводит к ослаблению пространственного заряда и уменьшению сил расталкивания электронов, благоприятствуя формированию плотного электронного сгустка. Кроме того, приближение пучка к стенкам волноведущей системы в приборах черенковского типа сопровождается увеличением амплитуды синхронной гармоники. Последнее обстоятельство способствует более эффективному торможению волной сформированного электронного сгустка.

Аналогичным образом исследовалась возможность доускорения пучка и в лампе обратной волны. Полученные результаты интересно сопоставить с результатами, полученными в [5], где исследовалась релятивистская ЛОВ со скачком сопротивления связи. Как и в [5], пространство взаимодействия в ЛОВ с доускорением можно функционально разделить на две части: в первой, с пониженным сопротивлением связи и с относительно небольшой энергией электронов, происходит преимущественно группирование электронов, во второй же осуществляется отбор энергии у сгруппированного потока. Действительно, из анализа фазового распределения электронов видно, что формирование сгустка происходит не раньше $\zeta \approx 1.5$ и изменение средней энергии электронов до этого момента незначительно (рис. 3). Далее электроны попадают в область сильной связи с полем, где сгусток отдает волне основную часть энергии. В отличие от ситуации, рассмотренной в [5], изменение связи электронов с волной в данном случае происходит плавно и сопровождается доускорением электронного сгустка. При $\alpha(\zeta_k)/\alpha(0) = 3$, $\zeta_k = 3.25$ и $\Delta E/E_0 = 1$ КПД такой лампы составляет 48.2%. Существенно, что без доускорения указанный перепад величины сопро-

тивления связи обеспечивает при заданных параметрах существенно меньшую эффективность ЛОВ (18.4%).

Обсудим теперь особенности реализации данного метода в конечных магнитных полях, когда возможно поперечное по отношению к линиям магнитного поля движение частиц. Отметим, что конфигурация статического магнитного поля, удерживающего электронный пучок, при реализации принципа доускорения соответствует декомпрессии пучка, способствующей сохранению эффективной работы СВЧ прибора при конечных величинах магнитного поля [6], поэтому воспользуемся аналогичными оценками. Будем предполагать, что продольное движение остается определяющим, пока $\nu_{\perp} \ll c\gamma^{-1}$ [4], где ν_{\perp} — поперечная скорость электронов. При формировании электронного пучка коаксиальным диодом с магнитной изоляцией максимальной поперечной скоростью обладают частицы, испускаемые боковой поверхностью катода, для которых ларморовский радиус определяется соотношением $R_{\perp 0} = \nu_{\perp}/\omega_{Hc} = (mc^2/e)E_c/H_c$, где ν_{\perp} соответствует дрейфовой скорости в скрещенных радиальном электрическом поле на боковой поверхности катода E_c и фокусирующем магнитном поле вблизи катода H_c . При изменении магнитного поля размах поперечных осцилляций возрастает как $R_{\perp} \approx R_{\perp 0}\sqrt{H_c/H}$, соответственно $\nu_{\perp} \approx \omega_H R_{\perp} = (c/\gamma)E_c/\sqrt{H_c H}$. Поэтому условие малости поперечных скоростей будет выглядеть как $E_c \ll \sqrt{H_c H}$, что, естественно, жестче, чем при использовании однородного магнитного поля, равного полю на катоде, но только в $\sqrt{H_c/H}$ раз.

Таким образом, расчеты подтверждают возможность использования доускорения частиц в целях повышения КПД некоторых СВЧ приборов с релятивистскими электронными пучками. Преимущество рассмотренной схемы доускорения состоит в том, что необходимое для его реализации продольное распределение потенциала

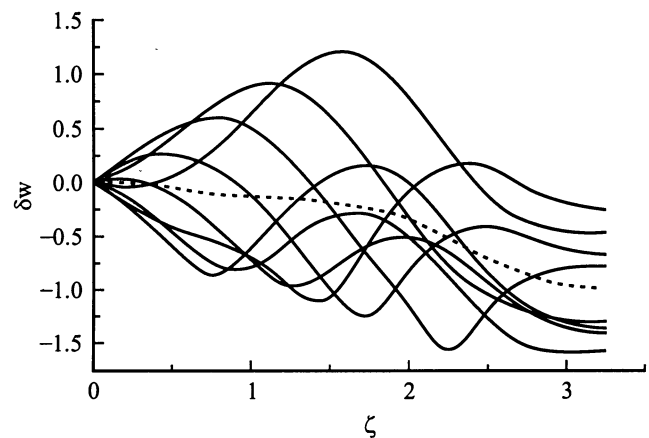


Рис. 3. Изменение нормированной энергии $\delta w = w(\zeta) - \int_0^{\zeta} g(\zeta')d\zeta' - 1$ электронов с различными начальными фазами (сплошные кривые) и их средней энергией (пунктир) в ЛОВ с доускорением электронов вдоль пространства взаимодействия.

формируется самим электронным пучком. Кроме того, в предлагаемой схеме происходит уменьшение пространственного заряда пучка и возрастание связи электронов с волной в процессе взаимодействия. Вместе с тем важно отметить, что принципиальную роль при повышении КПД прибора в данном случае играет именно сообщение электронам дополнительной кинетической энергии, т.е. собственно доускорение.

Список литературы

- [1] *Miller R.B., McCullough W.F., Lankaster K.T., Muehlenweg C.A.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1992. Vol. 20. N 3. P. 332–343.
- [2] *Белявский Е.Д.* // РИЭ. 1971. Т. 16. № 1. С. 208–211.
- [3] *Гинзбург Н.С., Манькин И.А., Поляк В.Е.* и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5. Горький: ИПФ АН СССР, 1985. С. 37–77.
- [4] *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 76–113.
- [5] *Ковалев Н.Ф., Петрухина В.И.* // Электроника СВЧ. 1977. № 7. С. 102–106.
- [6] *Abubakirov E.B., Fuchs M.I., Kolganov N.G.* et al. // Proc. 3^d Intern. Workshop "Strong Microwave in Plasmas". Nizhny Novgorod: Institute of Applied Physics, 1996. Vol. 2. P. 810–828.