

УДК 621.385.6

## К ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАМПЫ НА АНОМАЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ДОПЛЕРА, РАБОТАЮЩЕЙ В УСЛОВИЯХ СКВОЗНОГО ГИРОРЕЗОНАНСА\*

*В. А. Жураховский*

Построена нормированная система уравнений предварительно прямолинейного винтового движения релятивистских электронов в поле замедленной волны ТМ-типа и неоднородном магнитостатическом поле, подобранном так, чтобы выполнялся режим точного циклотронного резонанса вдоль всего пространства взаимодействия. На основе физических оценок и результатов численного анализа делается прогноз технических параметров соответствующего электронного прибора.

Параметры релятивистской лампы на аномальном эффекте Доплера с однородным магнитостатическим полем были исследованы ранее теоретически [1-3] и экспериментально [4, 5]. Ниже будет рассмотрен аналогичный прибор с неоднородным магнитостатическим полем, подобранном так, чтобы компенсировать текущие изменения релятивистской гирочастоты и продольной скорости электронов и обеспечить режим точного резонанса вдоль всего рабочего тракта (режим сквозного гирорезонанса). Усредненная система существенно релятивистских частично нормированных и слаборелятивистских полностью нормированных уравнений этой задачи была сформулирована в работе [6] применительно к замедленной волне ТМ-типа. Там же были представлены результаты машинных расчетов, выполненных по самосогласованным уравнениям слаборелятивистской теории. Они показали, что на большей части длины пространства взаимодействия, где энергия продольного движения электронов преобразуется преимущественно в энергию поперечного движения, а не в энергию волны, электронный КПД как функция продольной координаты увеличивается относительно медленно, и так же медленно уменьшается индукция магнитостатического поля. Но на заключительном сравнительно коротком отрезке прибора, где рост поперечной скорости частиц прекращается и начинается интенсивная передача энергии электронов волне, КПД резко увеличивается, а индукция быстро падает до нуля. В этой связи отмечено, что значение электронного КПД, отвечающее снижению магнитной индукции приблизительно вдвое, составляет 15—25%. Аналогичная схема взаимодействия и результаты расчетов по ненормированным уравнениям движения релятивистских электронов приведены в работе [7] применительно к замедленной циркулярно-поляризованной волне ТЕМ-типа. Однако модель с поперечно-однородной волной не дает полной картины взаимодействия, поскольку при уменьшении магнитостатического поля радиус электронной спирали неограниченно увеличивается и пренебрежение неоднородностью поперечного распределения интенсивности резонансных сил высокочастотного поля внутри электронной спирали становится невозможным. В настоящей работе строится нормированная система усредненных уравнений движения существенно релятивистских электронов в лампе на аномальном эффекте Доплера, работающей в режиме сквозного гирорезонанса с попе-

\* Основные результаты настоящей работы доложены на IV Всесоюзном семинаре по релятивистской высокочастотной электронике, Москва, 1984.

речно-неоднородной замедленной волной ТМ-типа. Небольшое количество независимо варьируемых параметров позволяет провести достаточно полный численный анализ свойств рассматриваемого прибора и сделать обоснованные выводы, относящиеся к его практической реализации.

Модельная схема пространства взаимодействия показана на рис. 1. Ленточный электронный поток направляется магнитостатическим полем внутри двусторонней замедляющей системы. Высокочастотные поля на ее импедансных поверхностях сфазированы так, что в плоскости симметрии системы присутствуют только поперечные электромагнитные компоненты. Замедляющую систему будем считать неограниченной в  $y$ -направлении, а высокочастотное поле — представленным одной ТМ-волной с вещественной амплитудой  $F$ , постоянной фазовой скоростью  $v_\phi$  и составляющими

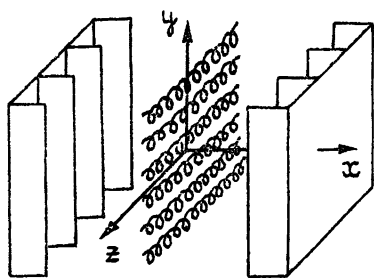


Рис. 1.

$$E_x = \beta_\phi^{-1} \sqrt{\beta_\phi^{-2} - 1} F \cos p \operatorname{ch}(kx \sqrt{\beta_\phi^{-2} - 1}), \quad (1)$$

$$E_z = (\beta_\phi^{-2} - 1) F \sin p \operatorname{sh}(kx \sqrt{\beta_\phi^{-2} - 1}), \quad B_y = E_x \beta_\phi c^{-1},$$

не зависящими от координаты  $y$ . Здесь  $\beta_\phi = v_\phi/c$ ,  $c$  — скорость света,  $p$  — текущая фаза волны,  $k = \omega/c$  — волновое число. Стационарное магнитное поле примем адиабатически-неоднородным и плоскосимметричным:

$$B_{0x} = -xB_0'(z), \quad B_{0z} = B_0(z). \quad (2)$$

Электронный поток выберем моноскоростным, ленточным и тонким с дислокацией осей винтовых траекторий частиц в плоскости симметрии всех полей  $x=0$ . При такой постановке задачи выход ведущих центров из плоскости симметрии невозможен, а дрейф в пределах этой плоскости не отражается на орбитальном движении электронов и поэтому далее не рассматривается.

В рамках введенных упрощающих предположений усредненное релятивистское винтовое движение произвольного электрона в полях (1), (2) описывается одним уравнением для безразмерной массы-энергии  $\gamma$ , сформулированным в работе [8]:

$$\dot{\gamma} = -\eta F c^{-1} (\beta_\phi^{-1} - \beta_z) I_1(kr \sqrt{\beta_\phi^{-2} - 1} / \sqrt{\delta}), \quad (3)$$

где точкой сверху обозначено дифференцирование по времени,  $\eta$  — модуль удельного заряда покоящегося электрона,  $\beta_z$  — нормированная к скорости света продольная скорость частицы,  $I_1$  — модифицированная функция Бесселя указанного индекса и аргумента, ответственная за поперечную неоднородность резонансных сил электромагнитного поля в пределах электронной спирали,  $r/\sqrt{\delta}$  — текущий радиус спирали,  $\delta$  — локальная индукция продольной компоненты магнитостатического поля, нормированная к своему начальному значению.

Переходя к нормированной зависимой переменной  $\omega = 1 - \gamma/\gamma_0$ , где  $\gamma_0 = 1/\sqrt{1 - \beta_0^2}$  — начальное значение величины  $\gamma$ , и нормированной независимой переменной  $\zeta = z\eta E c^{-2}$ , где  $E$  — модуль напряженности электрического поля в плоскости симметрии задачи, преобразуем (3) к безразмерному виду

$$\frac{d\omega}{d\zeta} = \frac{\beta_\phi^2 \sqrt{1 - \beta_0^2}}{\sqrt{1 - \beta_\phi^2}} \left( \frac{1}{\beta_\phi \beta_z} - 1 \right) I_1 \left( kr \sqrt{\frac{1 - \beta_\phi^2}{\beta_\phi^2 \delta}} \right). \quad (4)$$

Переменные  $r$ ,  $\beta_z$  и  $\delta$ , входящие в правую часть записи (4), могут быть явно выражены через  $w$  путем совместного решения трех алгебраических уравнений [9]: релятивистской формулы связи массы со скоростью, условия сквозного резонанса и интеграла продольного движения при сквозном гирорезонансе. Тогда

$$kr = \sqrt{2w\beta_\phi / (\beta_0 - \beta_\phi)}, \quad \beta_z = \frac{\sqrt{w^2(1 - \beta_\phi^2) + \beta_0^2\beta_\phi^2 - w}}{(1 - w)\beta_\phi}, \quad (5)$$

$$\delta = \frac{\sqrt{w^2(1 - \beta_\phi^2) + \beta_0^2\beta_\phi^2 - w(1 - \beta_\phi^2)} - \beta_\phi^2}{(\beta_0 - \beta_\phi)\beta_\phi}.$$

Подстановка выражений (5) в соотношение (4) дает окончательный вид дифференциального уравнения для нормированной энергетической переменной произвольного электрона предварительно прямолинейного потока в резонансном электромагнитном поле:

$$\frac{dw}{d\zeta} = \frac{\beta_\phi^2 \sqrt{1 - \beta_0^2}}{\sqrt{1 - \beta_\phi^2}} \frac{1 - \sqrt{w^2(1 - \beta_\phi^2) + \beta_0^2\beta_\phi^2}}{\sqrt{w^2(1 - \beta_\phi^2) + \beta_0^2\beta_\phi^2 - w}} \times$$

$$\times I_1 \left[ \left( \frac{2w(1 - \beta_\phi^2)}{\sqrt{w^2(1 - \beta_\phi^2) + \beta_0^2\beta_\phi^2 - w(1 - \beta_\phi^2)} - \beta_\phi^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (6)$$

Начальное условие — нулевое.

Уравнение (6) содержит всего три безразмерных параметра: начальную скорость электронов  $\beta_0$ , фазовую скорость волны  $\beta_\phi$  и нормированную длину пространства взаимодействия  $\zeta$ . Энергетическая переменная  $w$  пересчитывается в электронный кпд прибора по формуле

$$\kappa = w / (1 - \sqrt{1 - \beta_0^2}). \quad (7)$$

Для более подробного описания поведения электронов в рассматриваемом приборе составим уравнение для текущего количества витков  $N$  раскручивающейся электронной спирали. Определим  $N$  как интеграл от релятивистской гирочастоты  $\Omega$  по времени  $\tau$ :

$$2\pi N = \int_0^\tau \Omega d\tau. \quad (8)$$

Дифференцируя (8), расшифровывая  $\Omega$ , используя условие сквозного гирорезонанса и переходя к независимой переменной  $\zeta$ , получаем уравнение

$$\frac{d}{d\zeta} \frac{2\pi N \eta E}{c\omega} = \frac{1}{\beta_\phi} - \frac{1}{\beta_z}. \quad (9)$$

Вводя нормированное количество витков  $M = 2\pi N \eta E / c\omega$  и привлекая формулу для  $\beta_z$  (5), имеем окончательно

$$\frac{dM}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_\phi} - \frac{(1 - w)\beta_\phi}{\sqrt{w^2(1 - \beta_\phi^2) + \beta_0^2\beta_\phi^2 - w}}. \quad (10)$$

Начальное условие — нулевое. Уравнение (10) удобно решать совместно с уравнением (6) как систему, несмотря на то, что (6) входит в нее независимо.

Можно получить предварительные сведения об особенностях энергетрики рассматриваемого прибора, изучая конечные соотношения (5).

Максимальная энергоотдача достигается в случае уменьшения продольной скорости частиц до фазовой скорости волны, сопровождающегося постепенным исчезновением направляющего магнитного поля. При этом, как видно из первого соотношения системы (5), радиус электронной орбиты становится неограниченным. Из третьего соотношения следует формула для предельного электронного КПД  $\chi_{\text{макс}}$ . Полагая  $\delta=0$ , получаем

$$\chi_{\text{макс}} = \frac{1 - \sqrt{(1 - \beta_0^2)/(1 - \beta_\phi^2)}}{1 - \sqrt{1 - \beta_0^2}} \quad (11)$$

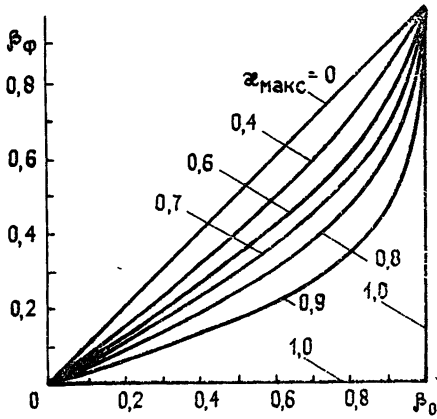


Рис. 2.

На рис. 2 представлены линии уровня предельного КПД, полученные как следствия формулы (11). Из того факта, что предельные значения электронного КПД достигаются при нулевой индукции магнитостатического поля и бесконечном радиусе электронных спиралей, следует недостижимость таких КПД в условиях реальных приборов. Поэтому важно выяснить, какие же цифры КПД соответствуют практическим ситуациям. Ответ на этот вопрос дают численные решения системы дифференциальных уравнений (6), (10).

достижимость таких КПД в условиях реальных приборов. Поэтому важно выяснить, какие же цифры КПД соответствуют практическим ситуациям. Ответ на этот вопрос дают численные решения системы дифференциальных уравнений (6), (10).

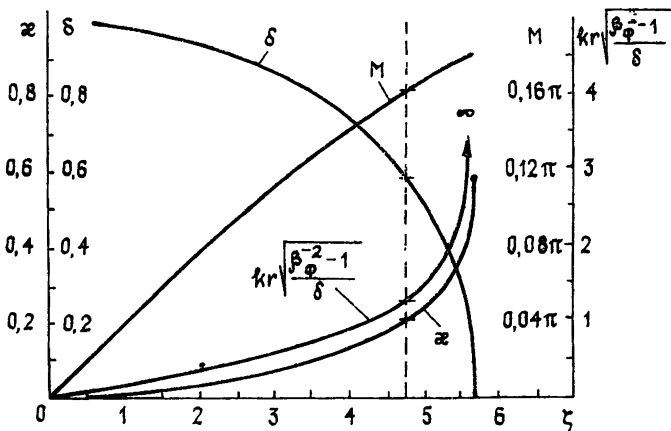


Рис. 3.

На рис. 3 представлены типичные графики таких решений, построенные для нормированной скорости электронов  $\beta_0=0,95$  и доплеровского частотного выигрыша  $\xi = (\beta_0\beta_\phi^{-1} - 1)^{-1} = 9$ . Можно видеть, что в существенно релятивистском случае, как и в слаборелятивистском (см. численные расчеты работы [8]), на большей части длины пространства взаимодействия  $\zeta$  электронный КПД  $\chi$  растет медленно, а затем на небольшом заключительном отрезке быстро увеличивается и достигает своего предельного значения  $\chi_{\text{макс}}$ . Подобным же образом нормированный радиус электронной спирали  $kr\sqrt{\beta_\phi^2 - 1}/\delta$  вначале увеличивается медленно, а в конце — быстро. Относительная индукция магнитостатического поля  $\delta$  по мере увеличения  $\zeta$  сначала уменьшается слабо, а затем — резко. Таким образом, основной рост цифры КПД приходится на короткую зону с неограниченно растущим радиусом электронной спирали и резко спадающей индукцией направляющего магнитного поля. В силу указанных особенностей заключительная

часть теоретически разрешенной области взаимодействия непригодна для практического использования. Следовательно, значения электронного КПД реальных гирорезонансных приборов на аномальном эффекте Доплера должны быть заметно меньшими предельных. Согласно данным рис. 3, практически достижимы КПД порядка 20%. Для наглядности режим двадцатипроцентного КПД выделен на рис. 3 штриховыми засечками.

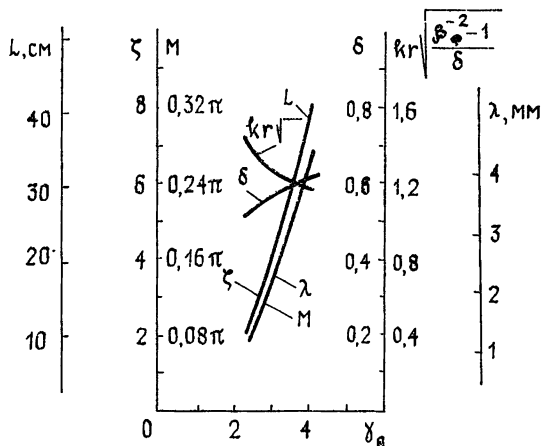


Рис. 4.

На рис. 4 представлены сводные данные режимов лампы на аномальном эффекте Доплера, работающей в условиях сквозного резонанса с  $\kappa=20\%$  и  $\xi=9$ . На левой дополнительной шкале представлена физическая длина прибора  $L$ , пересчитанная с  $\zeta$  для модуля напряженности электрического поля  $E=10 \text{ кВ/мм}$ . На правой дополнительной шкале представлена длина волны  $\lambda$ , пересчитанная с  $M$  для  $E=10 \text{ кВ/мм}$  и количества электронных витков  $N=10$ . При уменьшении начальной скорости электронов уменьшается и фазовая скорость электромагнитной волны, что нежелательно. С другой стороны, согласно рис. 4, при увеличении начальной энергии частиц растет продольный габарит прибора и минимально возможная длина волны, что также нежелательно. Разумный компромисс достигается в области значений  $\gamma_0$  порядка трех. Приведем пример рационального выбора параметров лампы на аномальном эффекте Доплера:  $\kappa=20\%$ ,  $\gamma_0=3,2$ ,  $\beta_\phi=0,855$ ,  $E=10 \text{ кВ/мм}$ ,  $L=24,3 \text{ см}$ ,  $\lambda=2,6 \text{ мм}$ ,  $\delta \geq 0,58$ , график функции  $\delta(\zeta)$  показан на рис. 3.

Рекомендуемая неоднородность магнитостатического поля не столь уж велика. Поэтому представляется вероятным, что цифра электронного КПД порядка 10—20% типична не только для гирорезонансной лампы на аномальном эффекте Доплера со сквозным резонансом в неоднородном направляющем поле, но и для аналогичного прибора с однородным магнитостатическим полем. И в таком варианте на большей части теоретически разрешенной области взаимодействия, где идет конкуренция между процессами преобразования начальной энергии электронов в энергию поперечного движения частиц и в энергию волны, КПД увеличивается медленно, а на коротком заключительном отрезке, где убывают сразу обе компоненты скорости, наоборот, быстро. Разброс скоростей электронов «размывает» этот отрезок по продольной координате, и КПД, усредняясь по частицам немонотонноэнергетического ансамбля, существенно снижается по сравнению с предельным для идеализированной ситуации. Этот вывод качественно согласуется с экспериментальными данными, приведенными в работах [4, 5]. На основании проведенного теоретического исследования можно охарактеризовать релятивистскую лампу на аномальном эффекте Доплера как прибор, потенциально пригодный к работе с умеренным электронным КПД на длинах волн сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Однако

не видно принципиальных преимуществ этого аппарата перед другими приборами релятивистской электроники, например ЛБВ (ЛОВ) или МЦАР.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург Н. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 4, с. 470.
2. Кузнецов С. П., Четвериков А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 1, с. 109.
3. Курин А. Ф. Тезисы докладов X Всесоюзной научной конференции «Электроника сверхвысоких частот. Вакуумная электроника СВЧ». — Минск, 1983, т. 1, с. 232.
4. Галузо С. Ю., Канавец В. И., Слепков А. И., Плетюшкин В. А. — ЖТФ, 1982, 52, № 8, с. 1681.
5. Диденко А. Н., Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Шлепаковский А. С., Штейн Ю. Г. — Письма в ЖТФ, 1983, 9, № 21, с. 1331.
6. Жураховский В. А. — Радиотехника. Респ. межведомственный тематический научно-техн. сб. — Харьков, 1976, вып. 36, с. 72.
7. Андреев Ю. А., Давыдовский В. Я., Даниленко В. Н. — ЖТФ, 1978, 48, № 10, с. 2184.

Киевский технологический институт  
пищевой промышленности

Поступила в редакцию  
12 октября 1984 г.

### ON THE THEORY OF RELATIVISTIC ANOMAL DOPPLER EFFECT TUBE, WHICH OPERATES IN THROUGH GYRORESONANCE CONDITIONS

V. A. Zhurakhovskiy

A normalized system of equations is constructed for preliminary straight-forward screw motion of relativistic electrons in TM-type slow-wave field and nonhomogeneous magnetostatic field, which is selected to execute an exact cyclotron-resonance regime along the whole interaction region. On the basis of physical estimations and quantitative analysis results a forecast is made on technical parameters of corresponding electron device.

#### АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1985, т. 62, вып. 2

(Продолжение)

Кузьмин О. А. Периодическая микроструктура радиоизлучения пульсара PSR 1133+16 по результатам трехчастотных наблюдений на метровых волнах.

По результатам анализа профиля радиоимпульса пульсара PSR 1133+16 с высоким временным разрешением на метровых волнах (102,5; 78,9 и 67,5 МГц) показано, что появление периодической микроструктуры одновременно на разных частотах не является полностью коррелированным. Как правило (70% случаев), значения периодов  $P_{\mu}$  периодической микроструктуры на разных частотах различны. Статистические характеристики периодической микроструктуры на всех трех частотах приблизительно одинаковы. В рамках модели полого конуса обсуждается связь периодических микроимпульсов с колебаниями магнитного поля в области генерации радиоизлучения.

Гусейнов О. Х., Юсифов И. М. Об ориентации излучения пульсаров.

Одной из важных задач в исследовании пульсаров является нахождение собственной ширины диаграммы излучения ( $2\theta$ ), угла  $\alpha$  между магнитной осью и осью вращения, а также их эволюция с течением времени. В данной работе сделана попытка решить эту задачу не для каждого конкретного пульсара, а для всех пульсаров в целом. Для этого отобраны пульсары с хорошо известными значениями максимума скорости изменения плоскости поляризации  $\{d\psi/d\Phi\}_{\max}$ . Используются также ширины импульсов на 10-процентном уровне максимума интенсивности  $W_{10}$ . Рассмотрены отдельно случаи, когда диаграммы излучения имеют вид кругового и эллиптического конусов. Оказалось, что  $\alpha$  и  $2\theta$  с течением времени претерпевают значительные изменения (в  $\sim 5$  раз). Это естественно приводит к большому различию в вероятности обнаружения молодых и старых пульсаров. Рассмотрена вероятность обнаружения пульсаров с интеримпульсами.

(Окончание см. с. 504)