

МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.385.69

**О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНОГО
КОРОТКОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩИХСЯ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ**

А. Н. Диденко *)

Рассмотрены физические основы крестрона — предложенного автором генератора когерентного коротковолнового излучения, использующего движущиеся по траекториям в скрещенных электрических и магнитных полях релятивистские частицы. Показано, что длина волны генерируемого излучения зависит от энергии частиц так же, как в лазерах на свободных электронах, однако в отличие от последних в таких установках можно использовать электронные пучки с большим энергетическим разбросом и меньшей плотностью, т. е. пучки уже существующих электронных ускорителей. Рассмотрено влияние кулоновского поля и возможные методы фокусировки частиц в таких установках.

Введение

Проблема получения мощного узконаправленного коротковолнового излучения привлекает большое внимание ученых. Общепринято, что излучение субмиллиметрового и более коротковолнового диапазонов вплоть до светового может быть получено с помощью релятивистских и ультрарелятивистских пучков электронов. Наиболее перспективными приборами такого типа являются лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) на основе ондуляторов [1].

Первые впечатляющие результаты по ЛСЭ, полученные в США с использованием сверхпроводящего линейного ускорителя [2] и в Институте ядерной физики СО РАН на электронных накопителях [3], вселили надежду на быстрое и широкое внедрение установок такого типа. Однако последующее детальное теоретическое рассмотрение показало [4], что для генерации излучения с помощью ЛСЭ необходима разработка специальных ускорителей, поскольку низкая плотность тока и большой энергетический разброс частиц в существующих ускорителях не позволяют выполнить условия, при которых возможно начало генерации в ЛСЭ на их основе. Сложной является и проблема создания ондуляторов с малым периодом (меньше 1 см).

Однако существует и другая возможность получения узконаправленного излучения большой плотности за счет суммирования излучения с определенных участков периодической траектории. (Имеется в виду движение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях.) В зависимости от величины дрейфовой скорости вид траектории будет изменяться, но в любом случае существуют направления, вдоль которых излучение с определенных участков траектории будет складываться, и, таким образом, на этой основе возможна разработка генератора когерентного коротковолнового излучения. Движение электронов в скрещенных полях изучено достаточно хорошо [5], но до сих пор оно не использовалось при разработке ЛСЭ. Исследованию возможности использования движения релятивистских частиц в скрещенных полях для генерации коротковолнового когерентного излучения и посвящена данная статья.

*) Московский инженерно-физический институт.

Если нерелятивистская частица движется в скрещенных электрическом E и магнитном H полях, то ее траектория изменяется в зависимости от того, каково соотношение между начальной скоростью частиц и скоростью дрейфа

$$v_{dr} = (E/H)c.$$

При малых v_{dr} частица движется по трохойде, с увеличением v_{dr} — по циклоиде, а при дальнейшем возрастании v_{dr} траектория будет похожа на синусоиду. Характер траекторий не изменится и в релятивистском случае при замене во всех выражениях обычной массы на релятивистскую. С методической точки зрения наиболее интересно, когда частица в скрещенных полях движется по траектории, близкой к синусоиде, т. е. в постоянном магнитном поле движется примерно по такой же траектории, как в периодическом магнитном поле. Однако период такой синусоиды будет существенно больше периода обращения при малых v_{dr} и этот случай неинтересен в смысле возможности его использования для генерации коротковолнового излучения. Это позволяет сделать заключение, что для возможного практического применения наибольший интерес представляет движение частиц с малыми дрейфовыми скоростями, т. е. движение по трохойде (рис. 1). Ге-

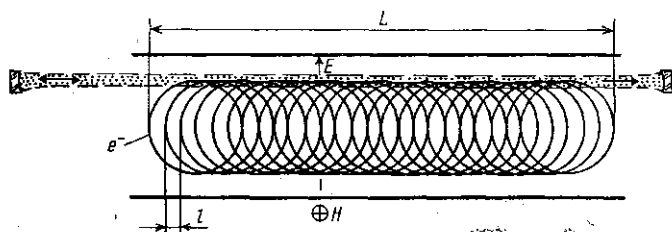


Рис. 1

нератор на этой основе можно назвать релятивистским трохотроном или кредитроном (Crossfield Relativistic Electron Drift Interaction). Как и в ЛСЭ на основе ондулятора, в релятивистском случае излучение в направлении дрейфовой скорости будет усиливаться за счет сложения излучения с соответствующих участков смещенных одна относительно другой окружностей, однако в отличие от ондулятора число таких траекторий, а следовательно, и коэффициент усиления могут быть очень большими при сравнительно небольшой длине прибора. Рассмотрим более подробно угловые и спектральные характеристики излучения такого прибора.

Спектральные характеристики кредитрона

В сопровождающей системе координат электроны будут двигаться по окружностям. Поскольку угловые и спектральные характеристики релятивистского электрона, движущегося по окружности, изучены очень подробно, то излучение кредитрона удобнее всего вычислить, используя формулу преобразования излучения движущегося по окружности релятивистского электрона из одной системы в другую. Тогда для угловых и спектральных характеристик излучения отдельной частицы в кредитроне имеем

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{(1 - \beta_{\parallel}^2)}{(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)} \frac{dW'}{d\Omega'} \frac{d\Omega'}{d\Omega} = \frac{(1 - \beta_{\parallel}^2)^2}{(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)^3} \frac{dW'}{d\Omega'} =$$

$$= \frac{(1 - \beta_{\parallel}^2)^2}{(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{dW'_n}{d\Omega'} \quad (1)$$

где $\beta_{\parallel} = v_{dr}/c$; θ — угол излучения в лабораторной системе. Функции $dW'/d\Omega$ и $dW'_n/d\Omega'$ описывают хорошо изученные соответствующие величины в сопровождающей системе координат [6].

Если $\beta_{\parallel} \ll 1$, то характеристики излучения электрона, движущегося по трохонде, будут примерно такие же, что и для движущегося по окружности, т. е. угол излучения $\theta \sim 1/\gamma$, мощность излучения $W = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^4 = \frac{2}{3} e^2 c \left(\frac{eH}{m_0 c} \right)^2 \gamma^2$, максимум излучения приходится на частоту $\omega \simeq \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_0 = \frac{3}{2} \frac{eH}{m_0 c} \gamma^2$.

Чтобы определить спектр генерируемых колебаний кредитрона, необходимо определить инкременты развития неустойчивостей для каждой из гармоник частоты обращения. Как показано в [7], для пучков релятивистских частиц основной неустойчивостью будет радиационная, для которой с учетом энергетического разброса частиц выражение для инкремента на n -й гармонике имеет вид

$$\alpha_n = \text{Im} \left\{ -\frac{iN |K| n\omega_0 W_n}{2\mathcal{E}} + n^2 \omega_0^2 K^3 \left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right)^2 \right\}^{1/2} =$$

$$= \omega_0 \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\frac{N^2 K^2 n^2 W_n^2}{4\omega_0^2 \mathcal{E}^2} + n^4 K^4 \left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right)^4 \right)^{1/2} - n^2 K^2 \left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \quad (2)$$

Здесь N — число частиц на одной окружности, ω_0 — частота обращения частиц, W_n — мощность излучения на n -й гармонике, $K = \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\nu_r^2} \right)$, где ν_r — число бетатронных колебаний (в нашем случае $\nu_r \sim 1$), а $\gamma = \mathcal{E}/m_0 c^2$ — релятивистский фактор. Воспользовавшись тем, что [6]

$$W_n = \frac{dW}{dn}, \quad nW_n = n \frac{dW}{dn} = y \frac{dW}{dy} =$$

$$= \frac{3\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^4 y^2 \left[2K_{2/3}(y) - \int_y^{\infty} K_{1/3}(x) dx \right], \quad (3)$$

где $y = \frac{2}{3} \cdot \frac{n}{\gamma^3}$, а $K_{1/3}$ и $K_{2/3}$ — функции Макдональда, выражение для α_n можно преобразовать к следующему виду:

$$\alpha(y) = \omega_0 \sqrt{\frac{3\pi}{4} \nu \gamma^3} \sqrt{\sqrt{f^4 + \delta^4 y^4} - \delta^2 y^2}, \quad (4)$$

где $r_0 = e^2/(m_0c^2)$ — классический радиус электрона; $v = Nr_0/(2\pi R)$ — параметр Будкера; $\delta = \sqrt{\frac{3}{2\pi v}} \gamma^{3/2} \left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right)$; $f(y) = \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2\pi} y^2 \left[2K_{2/3}(y) - \int_y^\infty K_{1/3}(x) dx \right] \right\}^{1/2}$ — функция, изображенная на рис. 2.

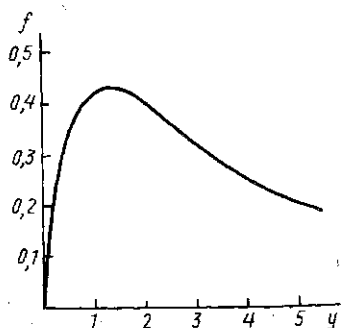


Рис. 2

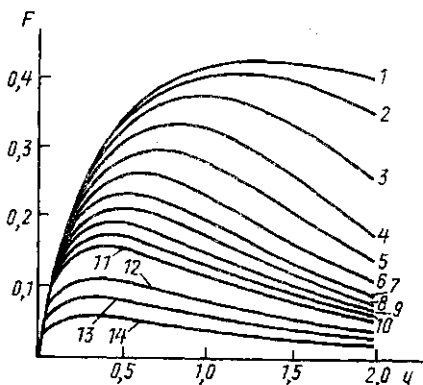


Рис. 3

Как видно из рис. 2, функция $f(y)$, определяющая инкременты различных гармоник при $\delta=0$, принимает максимальное значение при $y=4/3$. Это означает, что максимальный инкремент имеет гармоника частоты $\omega = 2\gamma^3\omega_0 = 2\gamma^2 eH/(m_0c)$, которой соответствует длина волны $\lambda = \frac{1}{2\gamma^2} \frac{2\pi m_0c^3}{eH} = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2}$, где λ_0 — длина волны дипольного излучения движущейся по окружности нерелятивистской частицы [8]. Данный результат означает, что при движении частиц по окружности наиболее вероятным является возбуждение колебаний, частота которых, как и в случае движения релятивистской частицы по синусоиде в ЛСЭ, увеличивается по сравнению с некоторой характерной частотой в $2\gamma^2$ раз. Это подчеркивает глубокую общность между двумя движениями. Так как соседние гармоники имеют меньшие инкременты, можно предположить, что излучение будет достаточно монохроматичным.

Если энергетический разброс частиц не равен нулю, т. е. $\delta \neq 0$, то $\alpha(y)$ принимает максимальное значение при y , определяемом из уравнения

$$f^3 \frac{\partial f}{\partial y} + \delta^4 y^3 - \delta^2 y \sqrt{f^4 + \delta^4 y^4} = 0. \quad (5)$$

Функцию $f(y)$ с большой степенью точности можно аппроксимировать выражением $f(y) = ay^{2/3} \exp(-y/2)$ и тогда (5) преобразуется к виду

$$f^4 \left(\frac{4}{3} - y \right) - 2\delta^2 y^2 \left[\sqrt{f^4 + \delta^4 y^4} - \delta^2 y^2 \right] = 0. \quad (6)$$

Из этого выражения следует, что с увеличением δ $y(\alpha = \alpha_{\max})$ уменьшается, приближаясь к $y=1/3$ при $\delta \rightarrow \infty$.

Графики функции $F(y, \delta) = \sqrt{\sqrt{f^4 + \delta^4 y^4} - \delta^2 y^2}$, характеризующей зависимость инкремента колебаний от y при различных δ , изображены на рис. 3 (кривые 2—14). Из рис. 3 видно, что с ростом δ , во-первых, уменьшается инкремент, а во-вторых, он будет максимальным при

меньших γ . Это означает, что требования к энергетическому разбросу возрастают с увеличением γ . С физической точки зрения это объясняется тем, что с увеличением энергии увеличивается номер гармоники, на которой развивается радиационная неустойчивость, и необходимо уменьшать энергетический разброс, наличие которого приводит к дополнительному перемещению частиц в азимутальном направлении и, следовательно, к частичному перемешиванию частиц из различных банчей, что является причиной резкого уменьшения инкрементов гармоник и мощности генерируемых когерентных колебаний.

Угловые характеристики крестрона

Если дрейфовая скорость будет мала по сравнению со скоростью света, то нетрудно показать, что излучение релятивистского электрона, движущегося по трохоиде, будет сосредоточено в угле $\theta \approx 1/\gamma$ в плоскости вращения электрона, а в азимутальном направлении излучение будет изотропным. Естественно, в этом случае только малая часть излученной энергии может быть трансформирована в когерентное излучение. По-видимому, это и было главной причиной того, что трохoidalное движение релятивистских частиц не рассматривалось на предмет разработки на этой основе альтернативного варианта лазера на свободных электронах. Однако излучение будет изотропным только для одного электрона. Если же на каждой из окружностей вращается несколько сгустков, то излучение по азимуту будет анизотропным. В

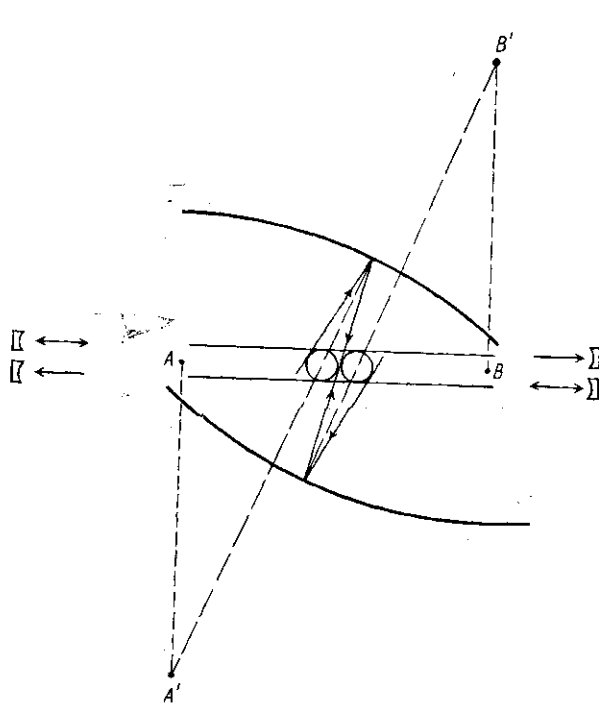


Рис. 4

частности, если на каждой из смещенных окружностей вращается четное число сгустков, то каждому сгустку найдется сдвинутый по фазе на π другой сгусток, вращающийся по другой окружности, излучение от которого при встречном движении будет компенсировать излучение первого сгустка. Это означает, что такая система будет излучать только «краями», имея резко вытянутые конусы излучения вдоль и против скорости дрейфа. Это приводит к возрастанию доли излученной энергии, преобразуемой в когерентное излучение.

Кроме того, можно установить такие отражающие поверхности, которые, не меняя сдвиг по фазе, изменяли бы направление мощностей, излученных вовне, создавая условия для взаимной компенсации. Вво-

дальности вращения электрона, а в азимутальном направлении излучение будет изотропным. Естественно, в этом случае только малая часть излученной энергии может быть трансформирована в когерентное излучение. По-видимому, это и было главной причиной того, что трохoidalное движение релятивистских частиц не рассматривалось на предмет разработки на этой основе альтернативного варианта лазера на свободных электронах. Однако излучение будет изотропным только для одного электрона. Если же на каждой из окружностей вращается несколько сгустков, то излучение по азимуту будет анизотропным. В

для понятия сопряженных окружностей (окружности, касающиеся в одной точке), можно подобрать форму отражающих поверхностей, позволяющую создать условия, при которых мощности, излучаемые сдвинутыми по фазе на π сгустками, движущимися по сопряженным окружностям, после одного, двух или трех отражений будут направлены навстречу друг другу. В результате будет существовать взаимная компенсация излучения по всем направлениям, отличным от тех, вдоль которых излучение от движущихся по разным окружностям будет складываться, т. е. вдоль и против дрейфовой скорости (рис. 4).

Коэффициент усиления и КПД кредитрона

Для ЛСЭ очень важными являются такие характеристики, как коэффициент усиления G , коэффициент полезного действия η и величина стартового тока при определенном энергетическом разбросе. Как известно [4, 7, 8], эти величины зависят от таких параметров, как $\beta_{\perp} = \frac{dH_{\perp} \lambda_0}{2\pi \beta_{\parallel} \mathcal{E}}$ и $\xi = \frac{\lambda_0}{2\pi} \left(\frac{4\pi n e^2}{\mathcal{E}} \right)^{1/3}$. Так, например, для слабых токов и слабого усиления $G = (\xi \beta_{\perp} / 4)^2 N_{ef}$, а для большого усиления в случае сильной накачки, которая всегда выполняется для кредитрона (так называемый комптоновский режим накачки),

$$G = \frac{\pi \sqrt{3}}{2^{1/3}} (\xi \beta_{\perp})^{2/3}, \quad \eta = \left(\frac{\xi \beta_{\perp}}{4} \right)^{2/3}.$$

Величина стартовой плотности тока [9]

$$i_{st} \sim \frac{\lambda_0}{\beta_{\perp}^2}, \quad \text{если} \quad \left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right) \ll \frac{1}{N_{ef}},$$

$$i_{st} \sim \frac{1}{\beta_{\perp}^2} \left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right)^2, \quad \text{если} \quad \left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right) \gg \frac{1}{N_{ef}}.$$

Как видно из этих формул, для ЛСЭ на основе кредитрона β_{\perp} трохондального движения значительно превышает β_{\perp} в ондуляторе, и поэтому возможна работа предложенного прибора при использовании электронных пучков значительно меньшей плотности тока и со значительно большим энергетическим разбросом. При этом можно получить достаточно высокие значения G и η при существенно меньших ξ , т. е. при существенно меньших плотностях тока.

Все это позволяет сделать вывод о возможных преимуществах ЛСЭ на основе кредитрона по сравнению с ЛСЭ на основе ондулятора и о возможности разработки таких ЛСЭ на базе уже существующих ускорителей.

Однако чтобы сделать окончательный вывод, необходимо рассчитать эти характеристики для кредитрона. К сожалению, в кредитроне энергия частиц не является интегралом движения и поэтому при расчете нельзя использовать тот аппарат, который применялся в [4]. Поэтому расчет КПД прибора встречает определенные трудности. Кроме того, для расчета необходимо знать конкретный вид отражающих поверхностей. Что же касается коэффициента усиления, то его можно рассчитать точно. Для данного прибора выражение для G имеет вид

$$G = \frac{1}{v_{dr}} \int_0^L \alpha dl = \frac{\alpha L}{\beta_{\parallel} c} = \frac{2\pi \alpha R N_{ef}}{c} = \frac{2\pi \alpha}{\omega_0} N_{ef}, \quad (7)$$

где N_{ef} — эффективное число периодов взаимодействия, а \tilde{R} — радиус трохойды. Нетрудно показать, что $G \gg 1$ даже при достаточно больших δ (~ 10 и больше). Это означает, что в таких приборах требования к энергетическому разбросу и плотности пучков могут быть менее жесткими, чем те, которые предъявляются к пучкам в ЛСЭ на основе ондуляторов.

Влияние собственного электрического поля на движение релятивистского потока частиц в скрещенных полях

Несмотря на то, что число частиц на одной окружности в кредитроне не очень большое, собственное электрическое поле может быть достаточно сильным. Это является следствием малой дрейфовой скорости частиц в таком приборе, что приводит к возникновению больших собственных электрических полей в результате сложения полей частиц, движущихся по различным окружностям, поскольку при малых v_{dr} эти окружности смещены одна относительно другой на малую величину. Так как нас интересует случай малых дрейфовых скоростей, когда внешнее электрическое поле сравнительно мало, то собственное электрическое поле пучка может быть сравнимо с внешним электрическим полем и поэтому надо исследовать, к каким последствиям это может привести.

При некоторых упрощающих предположениях

$$E_{\parallel, k} = 0; E_{y, k} = E_{0, k} \sin(\pi y/D), \quad (8)$$

где y — направление, вдоль которого приложено внешнее электрическое поле, $E_{0, k}$ — собственное электрическое поле на границе пучка, D — диаметр трохойды.

Как следует из результатов численного моделирования [10], при практически реализуемых значениях $E_{0, k}$ кулоновское поле почти не влияет на величину скорости дрейфа и толщину пучка. Так, например, если энергия частиц $\mathcal{E} = 2-30$ МэВ и скорость дрейфа в отсутствие кулоновского поля равна $v_{dr} = 0,05c$, то при кулоновском поле $E_{0, k} \leq E_{ex}$ скорость дрейфа увеличивается не больше чем на 3%. Лишь при очень сильном кулоновском поле ($E_{0, k} = 10E_{ex}$) скорость дрейфа возрастает до $0,075c$, т. е. изменяется на 50%. Если собственное электрическое поле меняется вдоль координаты не по (8), а линейно, т. е.

$$E_{\parallel, k} = 0, E_{y, k} = (2y/D) E_{0, k}, \quad (9)$$

то влияние этого поля на v_{dr} еще меньше.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что в практически приемлемом диапазоне параметров кредитрона влияние собственного электрического поля на величину дрейфовой скорости пренебрежимо мало. Однако кулоновское поле не только влияет на дрейфовую скорость, но и приводит к дефокусировке пучка. Это тем более существенно, что при трохойдальном движении релятивизм не будет ослаблять кулоновское расталкивание, поскольку собственное магнитное поле частиц будет компенсироваться такими же полями сдвинутых по фазе на π частиц. Поэтому для устойчивой работы такого прибора, несмотря на сравнительно короткую траекторию движения частиц, по-видимому, потребуется фокусировка частиц в первую очередь для обеспечения движения частиц в меридиональной плоскости магнита и для компенсации расталкивающего воздействия кулонов-

ского поля в этом же направлении. Такую фокусировку можно обеспечить, если использовать, например, магнитное поле, симметрично спадающее от центральной оси прибора вдоль и против направления внешнего электрического поля. Вводя некоторый усредненный коэффициент спада магнитного поля n_m , можно определить условия, при которых расталкивающее действие кулоновского поля будет компенсировано. Так как суммарная сила в направлении, перпендикулярном плоскости вращения,

$$F_z = eE_z - \frac{ev_0}{c} H_r \simeq eE_{0,k} \frac{z}{R_b} - e\bar{n}_m H_z \frac{z}{R},$$

то нетрудно видеть, что даже при $E_{0,k} \sim E_{ex}$ при малых дрейфовых скоростях для компенсации влияния кулоновского расталкивания достаточно слабого спада магнитного поля, т. е. если $\beta_{||} \sim 10^{-2}$, то даже при радиусе пучка $R_b \sim 0,1R$ достаточно, чтобы $\bar{n}_m \sim 0,1$.

Некоторые конкретные примеры. Заключение

Приведем характеристики кредитрона для двух возможных значений магнитного поля. Как следует из сказанного выше, в таких приборах целесообразно использовать возможно большие магнитные поля. Рассмотрим два случая: $H=20$ кЭ (I), что является максимальной величиной для обычных магнитных систем, и $H=60$ кЭ (II), что можно получить в сверхпроводящих системах. Для получения светового излучения с $\lambda=6,3 \cdot 10^{-5}$ см необходимо использовать электронные пучки с $\mathcal{E}=32$ (I) и 19 МэВ (II). Радиусы окружностей таких частиц равны 5,33 (I) и 1,05 см (II). Это означает, что зазор между пластинами, к которым нужно подать электрическое напряжение, должен быть равен 11—12 (I) и около 2,5 см (II). Если, например, дрейфовая скорость $v_{dr}=0,05c$, то напряженность электрического поля должна быть $E=300$ (I) и 90 кВ/см (II), т. е. приложенное электрическое напряжение должно быть равно 3,3—3,6 (I) и 2,0 МэВ (II). Поскольку это достаточно большие напряжения, то необходимо снизить v_{dr} до 0,01 c , что приведет к соответствующему уменьшению E и укорочению эффективной длины прибора. Если, как в ЛСЭ на основе ондулятора, выбрать число эффективных периодов $N_{ef} \sim 200$, то при $\beta_{||}=0,01$ $L=80$ и 20 см соответственно. По видимому, это наиболее оптимальные параметры. Более того, во втором случае, увеличивая эффективную длину до 1 м, можно увеличить число эффективных периодов прибора N_{ef} до 10^3 , чего практически невозможно достичь с помощью ондулятора.

Отдельно целесообразно рассмотреть вопрос о применении кредитрона для генерации мощных колебаний с использованием сильноточных электронных ускорителей $\mathcal{E} \sim 2$ МэВ. С помощью таких ускорителей можно генерировать излучение субмиллиметрового диапазона. Для этих энергий удобнее выбирать $\beta_{||}=0,1$ и можно при приемлемой длине прибора также увеличить число эффективных периодов до 10^3 .

Таким образом, видно, что характеристики излучения кредитрона аналогичны соответствующим характеристикам ондулятора: оба прибора имеют одинаковую зависимость угла излучения, мощности и частоты излучения от энергии. Однако в выражениях для W и ω стоят коэффициенты, зависящие от магнитного поля, а в кредитроне можно использовать значительно большие напряженности, и это может привести к весьма существенным отличиям, приводящим к тому, что мощность излучения кредитрона при той же энергии существенно увели-

чивается, а ту же самую частоту излучения можно получить, используя электроны значительно меньших энергий, поскольку при напряженностях внешнего магнитного поля $H \sim 10$ кЭ величина $\lambda_0 < 1$ см, в то время как в ондуляторах в силу особенностей конструкции знаменателя временного поля эта величина никогда не может быть меньше нескольких сантиметров. Все это позволяет сделать заключение о перспективности кредитрона для генерации когерентного излучения СВЧ субмиллиметрового и инфракрасного диапазонов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М., 1987. [2] Deacon D. A. G., Elias L. R., Madey J. M. J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. 38. P. 892 [3] Vinokurov N. A., Gluskin E. S., Kornukhin G. A. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1980. 177. P. 239. [4] Sprangle P., Tang C. M., Bernstein I. // Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 1775; Phys. Rev. 1983. A28. P. 2300. [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1960. [6] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974. [7] Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение. М., 1977. [8] Диденко А. Н. // ДАН СССР. 1991. 317. С. 85. [9] Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1980. 44. С. 1593. [10] Диденко А. Н., Рошаль А. С. // Письма в ЖТФ. 1991. 17, № 19. С. 42.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 3

УДК 621.385

ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРИБОРАХ О-ТИПА

А. А. Кураев, Н. А. Кураев, А. К. Синицын *)

Учет сил пространственного заряда в релятивистских приборах СВЧ О-типа осложнен тем, что строгой теории взаимодействия ансамбля неравномерно движущихся релятивистских заряженных частиц не существует. На основе использования простейшей модели (тонкий релятивистский электронный поток (РЭП) без учета влияния металлических стенок) проведены исследования группирования электронов в области дрейфа и процесса усиления в ЛБВ О-типа с нерегулярной замедляющей системой. При этом показано, что: 1) при группировке часть энергии РЭП аккумулируется в сгустке в виде энергии взаимодействия, которая не совпадает с релятивистской потенциальной энергией и при токах порядка 200 А достигает 6–10% от полной энергии РЭП; 2) энергия взаимодействия приводит к «дефекту» КПД ЛБВ О-типа порядка 10%; 3) поправка, связанная с неравномерностью движения электронов, незначительна, следовательно, при расчете сил пространственного заряда в приборах О-типа можно пользоваться преобразованиями Лоренца.

Одним из мало изученных вопросов релятивистской электроники СВЧ является влияние сил пространственного заряда (а точнее — сил взаимодействия электронов) на процессы группировки и энергообмена в приборах О-типа. Еще более существенно то, что в современной физике отсутствует строгая теория взаимодействия заряженных релятивистских и ультрарелятивистских частиц при их неравномерном (ускоренном) движении. Между тем собственные поля электронов, как показывает решение модельных задач, могут весьма существенно влиять на энергетику взаимодействия прямолинейных релятивистских электронных потоков (РЭП) с электромагнитными полями.

*) Минский радиотехнический институт.