

## ГЕНЕРАЦИЯ МОЩНОГО НАПРАВЛЕННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА УЛЬТРАКОРОТКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Ю.Н.Лазарев, П.В.Петров

*Всероссийский институт технической физики,  
454070 Челябинск-70, Россия*

Поступила в редакцию 28 сентября 1994 г.

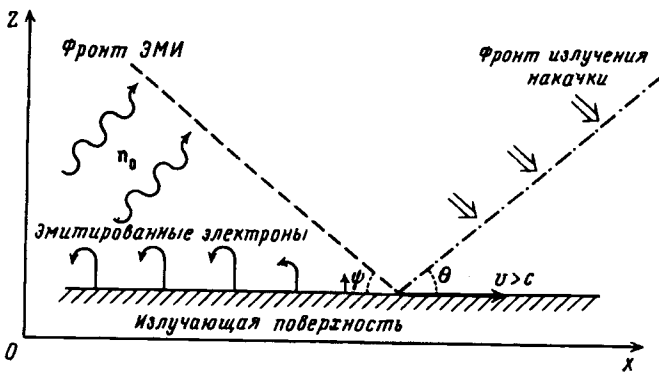
Для генерации мощного,  $W \gtrsim 10^9$  Вт, ультракороткого,  $T_0 \lesssim 10^{-12}$  с, импульса электромагнитного излучения с малой дифракционной расходимостью  $\psi_d < 10^{-4}$  предлагается использовать сверхсветовой импульс электронного тока, возникающий при наклонном падении плоского фронта излучения накачки, способного вызывать эмиссию электронов, на плоскую металлическую поверхность.

1. Создание нового поколения радиолокационной, радионавигационной и радиометеорологической аппаратуры, осуществление дальней радиосвязи с высокой пропускной способностью, разработка компактных усилителей заряженных частиц непосредственно связаны с появлением СВЧ устройств, позволяющих генерировать направленный сверхкороткий ( $T_0 < 10^{-12}$  с) электромагнитный импульс (ЭМИ) высокой мощности ( $W > 10^9$  Вт). Одним из основных сдерживающих факторов повышения мощности генерируемого излучения в традиционных импульсных технологиях является сама малая длительность импульса  $T_0$  [1], ограничивающая размер области накопления энергии величиной  $\sim cT_0$ , где  $c$  – скорость света. Понятно, что заметное повышение мощности и полной энергии генерируемого ЭМИ возможно только при разработке совершенно нового типа электронных устройств, позволяющих снять это ограничение.

В настоящей статье для получения направленного ультракороткого ЭМИ высокой мощности предлагается использовать эффект генерации ЭМИ при сверхсветовом движении зарядов [2]. В частности, такой эффект имеет место при наклонном падении плоского фронта ионизирующего излучения – лазерного, ультрафиолетового, рентгеновского, способного вызывать эмиссию заряженных частиц, на поверхность металла (диэлектрика) [3]. Распространение тока эмитированных частиц вдоль облучаемой поверхности со сверхсветовой скоростью обеспечивает когерентность излучения отдельных частиц, и излучаемая мощность не зависит от длительности генерируемого ЭМИ. Характерным свойством сверхсветового источника является то, что ЭМИ испускается с поверхности под углом, зеркальным к углу падения ионизирующего излучения. Это обстоятельство с учетом малой длительности импульса позволяет использовать такой генератор (пока чисто в теоретическом плане) для получения слаборасходящихся потоков электромагнитной энергии, имеющих не только высокую мощность, но и высокую интенсивность.

2. Оценим возможные характеристики ЭМИ, генерируемого сверхсветовым импульсом тока, возникающего под действием ионизирующего излучения.

При падении плоского потока излучения накачки, вызывающего эмиссию электронов, на бесконечную плоскую идеально проводящую поверхность ( $y = 0$ ) под углом  $\theta$ , на ней формируется импульс тока с плотностью  $j_x = j_x(\tau)$ ,  $\tau = t - x/v$ , который распространяется вдоль оси  $X$  со скоростью  $v = c/\sin(\theta) > c$



Схематическое изображение генерации ЭМИ сверхсветовым импульсом электронного тока

(см. рисунок). Движение электронов происходит в электрических полях плоскости, объемного заряда и образующейся электромагнитной волны и должно рассматриваться на основе совместного решения уравнений Максвелла и Власова. Однако, если считать распределение тока над поверхностью заданным и предположить, что компоненты электромагнитного поля зависят от переменных  $x$  и  $t$  в такой же комбинации, как и у возбуждающего тока, то довольно просто получить аналитическое решение уравнений Максвелла для отличных от нуля компонент поля –  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$ :

$$E_x(\tau, z) = \frac{2\pi}{vb} \left( \int_0^z dz' j_x \left( \tau - \frac{z-z'}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}, z' \right) + \int_0^\infty dz' j_x \left( \tau - \frac{z+z'}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}, z' \right) - \int_x^\infty dz' j_x \left( \tau - \frac{z-z'}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}, z' \right) \right). \quad (1)$$

Если выполнены условия применимости дипольного приближения – эмитируемые электроны нерелятивистские ( $\bar{v}_e \ll c$ , где  $\bar{v}_e$  – средняя скорость электронов) и ток эмиссии локализован около эмитирующей поверхности внутри некоторой области протяженностью

$$\Delta z \sim \bar{v}_e T_p < T_p \frac{cv}{\sqrt{v^2 - c^2}},$$

где  $T_p \approx T_0$  – характерное время изменения тока (что выполняется при ограничении тока пространственным зарядом), то при  $z \gg \Delta z$  получаем:

$$E_x(\tau, z) \approx \frac{4\pi}{v} \dot{P} \left( \tau - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right), \quad H_y(\tau, z) \approx \frac{4\pi}{\sqrt{v^2 - c^2}} \dot{P} \left( \tau - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}} \right). \quad (2)$$

Здесь  $P$  – поверхностная плотность дипольного момента, а

$$\dot{P} \equiv \frac{dP}{dt} = \int_0^\infty dz' j_x(t, z).$$

Из полученных выражений видно, что излучаемая электромагнитная волна распространяется в направлении  $n_0 = (\cos(\theta), 0, \sin(\theta))$ , образуя угол  $\psi = \pi - \theta$  с осью  $X$ , а ее амплитуда пропорциональна скорости изменения дипольного момента, который создается эмитируемыми частицами.

В случае поверхности с конечными размерами  $\sim L$  по осям  $X$  и  $Y$  выражения (1), (3) справедливы только в пределах зоны Френеля. В волновой зоне выражения для компонент электромагнитного поля можно оценить через запаздывающие потенциалы. Если точка наблюдения, удаленная от генератора на расстояние  $R$ , лежит в плоскости  $y = 0$ , то для направлений  $n$ , близких к направлению испускания волны  $n_0$ , в дипольном приближении получим

$$H_y \approx \frac{2 \sin(\theta)}{c^2 R} \int dx' dy' \ddot{P} \left( t - \frac{R}{c} + \frac{x' \cos(\theta)}{c} \vartheta \right), \quad \cos(\vartheta) = n \cdot n_0 \approx 1. \quad (3)$$

Отсюда следует, что угол дифракции и граница зоны Френеля определяются соотношениями

$$\psi_d = \frac{2cT_p}{L \cos(\theta)}, \quad R_f \sim \frac{L^2 \cos(\theta)}{8cT_p}. \quad (4)$$

Соответственно, при  $\vartheta \ll \psi_d$

$$H_y \approx 2 \frac{L^2 \cos(\theta) \ddot{P}(t - R/c)}{c^2 R}. \quad (5)$$

Полученные выражения для амплитуды электромагнитной волны в волновой зоне (3), (5) показывают, что интенсивность излучения  $I \approx \frac{c}{4\pi} H_y^2$  и, соответственно, связанная с нею мощность СВЧ генератора определяются размерами излучаемой поверхности и скоростью изменения плотности дипольного момента  $\dot{P} \sim P/T_p$ ,  $\ddot{P} \sim P/T_p^2$ , причем размер области генерации  $S_{\perp} \sim L^2 \cos(\theta)$  не зависит от длительности излучаемого сигнала.

3. Ключевыми параметрами, которые определяют параметры генератора, являются величины поверхностной плотности дипольного момента  $P$  и характерное время изменения тока  $T_p$ . Оценим их величину.

Поверхностная плотность дипольного момента определяется кинетической энергией электронов эмиссии  $E \approx m_e v_e^2 / 2 \sim \epsilon$ , где  $\epsilon$  – средняя энергия квантов ионизирующего излучения:

$$P = \frac{E}{4\pi e} \sim \frac{\epsilon}{4\pi e}. \quad (6)$$

При формировании импульса тока имеется два масштаба времени [4]:

- характерное время изменения интенсивности излучения накачки  $T$ ;
- характерное время изменения электронного тока (распределения заряда в облаке эмитированных электронов) –  $\omega_{Le}^{-1}$ , ( $\omega_{Le}^2 = 4\pi e^2 n_e / m_e$  – электронная ленгмюровская частота,  $e, m_e$  – заряд и масса электрона,  $n_e$  – характерное значение плотности эмитированных электронов).

В том случае, когда  $T\omega_{Le} \gg 1$ , а именно этот случай представляет интерес, динамика формирования импульса тока определяется только электронной ленгмюровской частотой  $T_p = \omega_{Le}^{-1}$ .

Пусть для определенности интенсивность излучения накачки изменяется линейно со временем  $q = q_0 t / T$ , тогда плотность потока выбиваемых электронов можно оценить из соотношения  $n_e = Y q_0 t / e v_e T$ , где  $Y$  – квантовый выход электронов эмиссии. Полагая, что характерным значением плотности электронов будет величина в момент времени  $t = T_p$ , и учитывая относительно слабую зависимость  $T_p$  от энергии электронов, получим для оценок следующее

выражение ( $[q_0]$  измеряется в Вт/см<sup>2</sup>,  $[T]$  - в нс,  $[\epsilon]$  - в эВ):

$$T_p = T^{1/3} \left( \frac{m_e \epsilon v_e}{4\pi e^2 Y q_0} \right)^{1/3} \approx 1,3 \cdot 10^{-10} \epsilon^{1/2} \left( \frac{Y q_0}{T} \right)^{-1/3} \quad (8)$$

Учитывая выражения (4)–(6), (8), оценим интенсивность и мощность СВЧ излучения в волновой зоне:

$$I = \frac{c}{4\pi} H_y^2 \sim \frac{1}{\pi c^3} \frac{S_{\perp}^2 P^2}{R^2 T_p^4}, \quad W = I \pi \psi_d R^2 \sim \frac{4}{c} S_{\perp} \frac{P^2}{T_p^2} \quad (9)$$

При средней энергии квантов накачки  $\epsilon = 10$  эВ и интенсивности эмиссии электронов  $Y q_0/T \sim 10^{12}$ , для  $S_{\perp} \sim 10^4$  см<sup>2</sup> мощность ЭМИ достигает величины  $\sim 10^9$  Вт при длительности импульса  $T_0 \sim 10^{-14}$  с с расходимостью  $\psi_d < 10^{-4}$ .

Таким образом, из полученных выражений следует, что увеличение мощности и полной энергии генератора СВЧ со сверхсветовым импульсом тока может быть достигнуто: 1) увеличением площади излучаемой поверхности; 2) увеличением энергии эмитируемых электронов; 3) использованием для облучаемых поверхностей материалов с высоким значением квантового выхода; 4) увеличением интенсивности излучения накачки.

4. Увеличение энергии электронов, запитывающих сверхсветовой импульс тока, может быть достигнут за счет их ускорения в диоде, в котором катод служит фотоэмиттером, а обратная сторона анода – излучающей поверхностью. Эмиссия электронов с поверхности катода может быть инициирована плоским фронтом длинноволнового лазерного излучения ( $\lambda \lesssim 1$  мкм). Как показывают оценки, аналогичные сделанным ранее, при напряжении около 250 кэВ между анодом и катодом площадью примерно 100 см<sup>2</sup> с квантовым выходом  $Y \approx 0,5$  электрон/фотон в случае использования лазера с энергией в импульсе  $\sim 1$  мДж и длительностью импульса  $\lesssim 10^{-11}$  с и длиной волны  $\lambda \lesssim 0,5$  мкм может быть получен ЭМИ с мощностью  $\sim 10^{11}$  Вт при длительности импульса  $\sim 10$  пс.

Таким образом, представленные оценки позволяют сделать вывод о том, что создание СВЧ генератора на сверхсветовом импульсе тока позволяет снять традиционное ограничение на мощность ультракороткого ЭМИ, вызванное размерами области накопления энергии, и уже на существующем оборудовании получить источник электромагнитной энергии с мощностью порядка гигаватта и длительностью  $\sim 10$  пс.

- 
1. К.А.Желтков, Пикосекундные сильноточные электронные ускорители, М.: Энергоатомиздат, 1991.
  2. В.Л.Гинзбург, Теоретическая физика и астрофизика, М.: Наука, 1981.
  3. N.J.Carron and C.L.Longmire, IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-23, 1897 (1976).
  4. N.J.Carron and C.L.Longmire, IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-25, 1329 (1978).