

ЛИТЕРАТУРА

1. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. — М.: Мир, 1974. — 476 с.
2. Котов Ю. В., Оганян Э. В. // Радиоэлектроника. 1983. Т. 26. № 2. С. 88 (Изв. высш. учеб. заведений).
3. Lee S. W., Jones W. R. // Trans. V. AP-19. 1971. № 1. Р. 41.
4. Раздолин А. М., Филипов В. С. // Радиоэлектроника. 1983. Т. 26. № 2. С. 42 (Изв. высш. учеб. заведений).
5. Edelberg S., Oliner A. A. // IRE. 1960. № 3. Р. 236.
6. Фельд Я. Н., Бененсон С. Н. Антенно-фидерные устройства. Ч. 1, 2. — М.: Изд. ВВИА, 1959. — 551 с.
7. Meixner T. // Ann. Phys. 1949. № 6. S. 2.
8. Численные методы теории дифракции. — М.: Мир, 1983. С. 82.

Поступила в редакцию
19 мая 1987 г.

УДК 621.396.1

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ, СОЗДАВАЕМЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ И ПОСТУПАТЕЛЬНЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ ЗАРЯДОВ

A. C. Гинзбург

Для многих целей, в частности для устройств, использующих в качестве излучателей непосредственно электронные пучки, представляет интерес рассмотреть излучение потока зарядов в зависимости от характера их движения.

Возьмем простейшую систему колеблющихся зарядов. В области, ограниченной цилиндрической поверхностью, равномерно распределены N одинаковых зарядов Длины области l . Заряды синхронно колеблются вдоль оси системы по гармоническому закону с круговой частотой ω . Найдем поле излучения такой системы.

Напряженность электрического поля излучения, создаваемого одиночным зарядом e , у которого скорость v и ускорение ω коллинеарны, равна [1]

$$E = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{1}{r} \frac{[r^0 [r^0 \omega]]}{(1 - (v/c) \cos \theta)^3}, \quad (1)$$

где r — расстояние от заряда до точки наблюдения, r^0 — единичный вектор в направлении r , θ — угол между векторами v и r .

Будем считать, что поле определяется в точке, для которой $r \gg l$, а также, что $l \ll 2\pi c/\omega$. Применив (1), найдем

$$E_\theta = \frac{eN}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{1}{r} \frac{w \sin \theta}{(1 - (v/c) \cos \theta)^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{l \sin \theta}{r} \times \\ \times \frac{1}{(1 - (v/c) \cos \theta)^3} i_m \omega \cos \omega t, \quad (2)$$

где i , i_m — соответственно мгновенное и максимальное значения тока, создаваемого колеблющимися зарядами.

Если $v/c \ll 1$, то из (2) получим

$$E_\theta = (1/4\pi\epsilon_0 c^2) (l \sin \theta / r) i_m \omega \cos \omega t. \quad (3)$$

Последнее выражение совпадает с соответствующей напряженностью поля излучения диполя Герца, имеющего ту же длину, что и наша система, и в котором протекает такой же ток. Отсюда можно заключить, что диполь Герца с точки зрения создаваемого им поля излучения можно рассматривать как набор синхронно колеблющихся электронов проводимости, ускорения которых определяются величиной тока в диполе и частотой его изменения, а скорости электронов $v \ll c$. При этом надо считать, что количество участвующих в излучении зарядов N сохраняется в процессе излучения неизменным.

Рассмотрим другой возможный метод получения излучения на частоте ω , когда оно возбуждается не колебаниями зарядов, а вследствие их поступательного ускоренного движения. Простейшей моделью такой системы будет следующая. Сетка A_1 (рис. 1) имеет положительный потенциал u относительно сетки B_1 . Точно такой же положительный потенциал u имеет и сетка A_2 относительно сетки B_2 . Электронный ток, величина которого меняется во времени по синусоидальному закону, устроившим K коммутируется таким образом, что в положительный полупериод изменения тока электроны движутся, например, от сетки B_1 к сетке A_1 , а следующий отрицательный полупериод — от сетки B_2 к сетке A_2 . Предположим, что электронный ток при этом свободно проходит через соответствующие сетки. Таким обра-

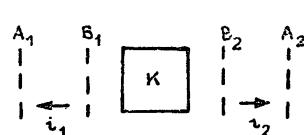


Рис. 1.

зом, между сетками $B_1 - A_1$ и $B_2 - A_2$ протекают попарно полусинусоидальные импульсы электронного тока i_1, i_2 (рис. 2).

Будем считать, что период изменения электронного тока T много больше τ — времени пролета электронами расстояний между сетками $A_1 - B_1$ и $A_2 - B_2$. Найдем поле излучения, создаваемое только участками электронных токов $A_1 - B_1$ и $A_2 - B_2$.

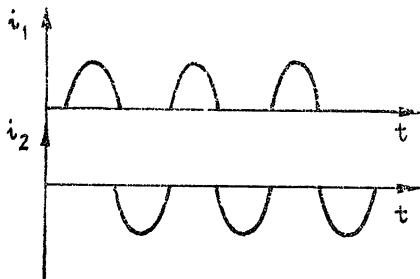


Рис. 2.

При выводе последней формулы предполагалось, как обычно, что $r \gg l$, а $l \ll 2\pi c/\omega$, где l — длина участка между сетками.

При $v/c \ll 1$ значение E_θ будет равно

$$E_\theta = \frac{30i_m}{r} \frac{v \sin \theta}{c} \approx 6 \cdot 10^{-2} \frac{\sin \theta}{r} i_m u^{1/2}. \quad (5)$$

Найдем величину излучаемой мощности

$$\begin{aligned} P &= 3,72 i_0^2 \int_0^\pi \frac{\sin^3 \theta}{\cos^2 \theta} \left[\frac{1}{(1 - (v/c) \cos \theta)^2} - 1 \right]^2 d\theta \approx \\ &\approx 5i_0^2 \frac{4\beta^2 - 7\beta^4 + 3\beta^6}{(1 - \beta^2)^3}, \end{aligned} \quad (6)$$

где i_0 — действующее значение электронного тока, а $\beta = v/c$.

При $v/c \ll 1$ выражение (6) упростится:

$$P \approx 7,8 \cdot 10^{-5} i_0^2 u. \quad (7)$$

Из (4), (5) видно, что напряженность поля излучения, создаваемого участком потока зарядов, движущихся поступательно и ускоренно на этом участке, в отличие от той же напряженности диполя Герца (см. (3)), не зависит ни от частоты изменения электронного тока, ни от длины излучающего участка. Это можно объяснить следующим образом. Мгновенное значение напряженности поля излучения любой системы зарядов, движущихся с одинаковыми ускорениями, если $v/c \ll 1$, $r \gg l$, $l \ll 2\pi c/T$, как следует из (1), будет равно

$$E_\theta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{eNw \sin \theta}{r}, \quad (8)$$

где N — количество зарядов в момент излучения, w — ускорение зарядов в тот же момент.

Если рассматривать диполь Герца как набор синхронно колеблющихся электронов проводимости, то при таком представлении, как это указывалось выше, их ускорение w будет пропорционально частоте изменения тока в диполе, а количество колеблющихся электронов N определяется длиной диполя. Тогда из (8) следует, что напряженность поля излучения диполя Герца будет пропорциональна произведению частоты изменения тока на длину диполя, — вывод, известный из макроскопического решения задачи о поле диполя Герца.

Для участка потока электронов, движущихся поступательно и ускоренно, количество излучающих зарядов N , т. е. число электронов, находящихся на одном из участков ($A_1 - B_1$ или $A_2 - B_2$) в данный момент времени, меняется синхронно изменению тока и будет пропорционально его мгновенному значению. Действительно,

$$N = N(t) = \int_0^l \rho(x) dx = (\tau/e) i, \quad (9)$$

где $\rho(x) = i/v(x)$.

Поскольку ускорение w на излучающем участке не зависит от частоты изменения тока, то из (8) видно, что характер изменения напряженности поля излучения будет определяться функцией $N = N(t)$. Но из (9) следует, что количество излучающих

электронов $\dot{N}(t)$ не зависит ни от частоты изменения тока, ни от длины излучающего участка и находится в фазе с током. Это означает, что напряженность поля излучения, создаваемого участком потока электронов, движущихся поступательно и ускоренно, не зависит ни от частоты изменения тока, ни от длины излучающего участка. Напряженность эта находится в фазе с током, а следовательно, в фазе с напряженностью поля индукции того же участка.

Из (1) можно также заключить, что и в случае, когда электроны на излучающем участке достигают скоростей, близких скорости света, приведенное объяснение принципиального отличия в механизме излучения диполя Герца и указанного участка потока электронов остается в силе, как, соответственно, сохраняются и полученные следствия этого отличия.

Сравним напряженность поля излучения рассматриваемого участка E_θ с той же напряженностью диполя Герца $E_{\theta\Gamma}$ при равенстве их токов

$$\frac{E_\theta}{E_{\theta\Gamma}} = 1,5 \cdot 10^8 \left[\frac{1}{(1 - (v/c) \cos \theta)^2} - 1 \right] (l \omega \cos \theta)^{-1}, \quad (10)$$

а при $v/c \ll 1$

$$E_\theta/E_{\theta\Gamma} = 6 \cdot 10^5 (u^{1/2}/l\omega). \quad (11)$$

Из (10) и (11) видно, что на достаточно низких частотах напряженность поля излучения, созданная участком электронного тока, может значительно превосходить ту же напряженность диполя Герца. Выражения (10) и (11) можно рассматривать как отношения напряженностей полей излучения, создаваемых поступательным и колебательным движениями зарядов при равенстве их токов.

ЛИТЕРАТУРА

- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: Наука, 1967. С. 214.

Специальное конструкторское бюро
магнитной гидродинамики
Института физики
АН ЛатвССР

Поступила в редакцию
24 февраля 1987 г.,
после переработки
30 ноября 1987 г.

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

В работе [1] допущена неточность. При исследовании корреляционных свойств энергий естественного СНЧ радиосигнала разных частот фактически использовалась «тактовая» модель потока импульсов излучения грозовых разрядов. В рамках этой модели случайные импульсы следуют друг за другом через регулярный в среднем временной интервал, а время прихода каждого импульса случайно и распределено разномерно в пределах этого интервала. В то же время в статье сказано, что используется пуассонов поток импульсов. Статистика времен прихода в таком потоке подчинена закону Эрланга, для которого проведенное в [1] рассмотрение также справедливо. Однако при пуассоновом потоке атмосфериков коэффициент корреляции энергий сигналов оказывается равным единице для любой пары частот, т. е. не таким, как в работе [1], результаты которой справедливы для «тактовой» модели.

Считаю своим долгом поблагодарить В. К. Муштака, обратившего внимание на допущенную неточность.

А. П. Николаенко

ЛИТЕРАТУРА

- Николаенко А. П. О корреляции энергий естественных СНЧ шумов разных частот // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 1. С. 3—11.