Доклады Академии Наук СССР

1939. Том XXIII, № 9

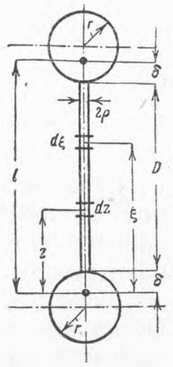
ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

А. Г. АРЕНБЕРГ

САМОИНДУКЦИЯ И ЕМКОСТЬ ВИБРАТОРА ГЕРЦА И ЕГО ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ ЗАМКНУТОМУ КОЛЕБАТЕЛЬНОМУ КОНТУРУ

(Представлено академиком М. В. Шулейкиным 17 IV 1939)

1. В предыдущем нашем сообщении*, посвященном сопротивлению излучения вибратора Герца, мы показали, что для подсчета этого сопротивления с помощью метода «наведенных электродвижущих сил» необходимо учесть лишь «активные» («ваттные») составляющие этих эдс ($\mathscr{E}_{vz}^{(A)}$ и $\mathscr{E}_{sv}^{(A)}$), для амплитуд которых были получены формулы (I,12).



Однако из общих выражений для наведенных эдс (I.10) следует, что наряду с этими активными составляющими эдс, пропорциональными $\sin\omega t$, существуют также и «реактивные» («безваттные») составляющие эдс, пропорциональные $\cos\omega t$. Знание этих составляющих позволяет определить самоиндукцию и емкость колеблющегося вибратора и привести его к эквивалентному замкнутому колебательному контуру.

2. В самом деле, пренебрегая магнитным полем токов, текущих в оконечных шарах вибратора (фиг. 1), для реактивной составляющей эдс, обусловленной векторным потенциалом $\bar{A}$, приближенно имеем:

$$\mathscr{E}_{vz}^{(R)} = -\frac{\omega I_0 \cos\omega t}{c^2}\int_0^D\int_0^D \frac{\cos k\sqrt{\rho^2+(\xi-z)^2}}{\sqrt{\rho^2+(\xi-z)^2}}\,d\xi\,dz \cong$$

$$\cong -\frac{\omega I_0\cos\omega t}{c^2}\left[2D\left(\ln\frac{D}{\rho}-0.31\right)-\frac{k^2D^3}{3\cdot 2!}+\frac{k^4D^5}{10\cdot 4!}-\frac{k^6D^7}{21\cdot 6!}+\dots\right], \qquad (1)$$

где D—длина соединительного стержня вибратора, ρ—радиус этого стержня.

Полученное выражение (1) показывает, что коэффициент самоиндукции колеблющегося вибратора (выраженный в системе CGSM) определяется рядом

$$L = L_0 - \frac{k^2D^3}{3\cdot 2!}+\frac{k^4D^5}{10\cdot 4!}-\frac{k^6D^7}{21\cdot 6!}+\dots,$$

где

$$L_0 = 2D\left(\ln\frac{D}{\rho}-0.31\right). \qquad (2)$$

* См. ДАН, XXIII, № 4 (1939). Все обозначения этой статьи здесь сохраняются. Ссылки на формулы первой статьи отмечаются цифрой I.

Как видим, первый член этого ряда (L_0) представляет собой выражение для коэффициента самоиндукции прямолинейного цилиндрического проводника при токе высокой частоты, обычно получаемое из известной формулы Неймана*. Последующие члены этого ряда учитывают изменение самоиндукции вибратора при его излучении, могущее быть довольно заметным**.

3. Аналогично, полагая приближенно, что все заряды вибратора сосредоточены на его шарах, для реактивной составляющей эдс, обусловленной скалярным потенциалом φ, имеем:

$$\mathscr{E}_{sz}^{(R)} = \frac{I_0 \cos \omega t}{\omega} \left| \frac{\cos k(l-z)}{l-z} - \frac{\cos kz}{z} \right|_{l}^{l-\delta} =$$

$$= \frac{2I_0 \cos \omega t}{\omega} \left\{ \frac{l-2\delta}{(l-\delta)\delta} + \frac{k^2(l-2\delta)}{2!} - \frac{k^4}{4!} \left[(l-\delta)^3 - \delta^3 \right] + \right.$$
$$\left. + \frac{k^6}{6!} \left[(l-\delta)^5 - \delta^5 \right] - \ldots \right\}. \qquad (3)$$

Полученный результат показывает, что емкость колеблющегося вибратора (выраженная в системе CGSE) определяется рядом

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} + 2 \left\{ \frac{k^2 D}{2!} - \frac{k^4}{4!} \left[(D+\delta)^3 - \delta^3 \right] + \frac{k^6}{6!} \left[(D+\delta)^5 - \delta^5 \right] - \ldots \right\},$$

где

$$C_0 = \frac{(D+\delta)\delta}{2D}. \qquad (4)$$

Сравнивая выражение для C_0 с формулой для емкости двух шаров, полученной Р. Дином (3)***, легко убедиться, что величина C_0 определяет собой электростатическую емкость системы из двух шаров радиуса r, электрические центры которых смещены на $r-\delta$ по отношению к их геометрическим центрам, отстоящим на расстоянии l друг от друга (см. фиг.). Остальные члены этого ряда учитывают изменение емкости вибратора при его излучении.

При этом очевидно, что при достаточно большой длине вибратора ($D \gg r$) электрические заряды шаров можно считать сосредоточенными в их геометрических центрах ($\delta \to r$), и электростатическая емкость системы определяется, как $C_0 = \frac{C_1}{2}$, где C_1—собственная емкость каждого из шаров****.

Таким образом полная «реакция излучения» вибратора заключается в создании в нем двух электродвижущих сил

$$\mathscr{E}_{vz} = \mathscr{E}_{vz}^{(A)} + \mathscr{E}_{vz}^{(R)} \quad \text{и} \quad \mathscr{E}_{sz} = \mathscr{E}_{sz}^{(A)} + \mathscr{E}_{sz}^{(R)}, \qquad (5)$$

одна из которых ($\mathscr{E}_{vz}$) обусловливается векторным потенциалом $\bar{A}$, а другая ($\mathscr{E}_{sz}$)—скалярным потенциалом φ. При этом самым важным является то

---

* См. например вывод формулы для L_0 и сравнение ее с формулами, которыми пользовался Г. Герц ([1]), приведенный у Г. Пуанкаре ([2]).

** При этом отметим, что изменение коэффициента самоиндукции замкнутого контура при его излучении было вычислено Л. Бриллюэном ([3]).

*** В указанной работе Р. Дин исходит из возможности замены эквипотенциальных поверхностей зарядов, расположенных в двух точках, соответствующими сферическими поверхностями.

**** Подобное выражение для емкости вибратора приведено в примечании, сделанном Г. Герцем в 1891 г. к его статье «О весьма быстрых электрических колебаниях»([5]). На необходимость подобного учета C_0, как известно, впервые указал Г. Пуанкаре ([6]).

обстоятельство, что в каждой из этих эдс имеется активная составляющая, в чем по нашему мнению и заключается основное отличие излучающих электромагнитных систем от неизлучающих, в которых эти составляющие эдс отсутствуют. Изложенное дает возможность построить векторную диаграмму вибратора, излучающего незатухающие электромагнитные волны. При этом построении следует помнить, что эдс, вносимая в вибратор от питающего устройства («сторонняя эдс»), связана с геометрической суммой всех наведенных эдс соотношением $\mathcal{E}_{\text{ст}} = -\mathcal{E}_{\Sigma}$.

4. Рассмотрим теперь вопрос об эквивалентности вибратора Герца замкнутому колебательному контуру, впервые разобранный (применительно к случаю вибратора, возбуждаемого проходящими электромагнитными волнами) Р. Рюденбергом ([7]), а впоследствии А. А. Петровским ([8]).

Базируясь на результатах полученных Г. Лорентцем ([9]), М. Абрагамом ([10]) и М. Планком ([11]), Рюденберг уподобил колеблющийся вибратор замкнутому колебательному контуру, в уравнение которого ввел дополнительный член (являющийся аналогом члена, учитывающего «лучистое торможение» при гармонических колебаниях упруго связанного электрона), учитывающий излучение.

Однако легко видеть, что подобное приведение излучающего вибратора к эквивалентному замкнутому колебательному контуру является еще более искусственным и формальным, чем сам вывод формулы «лучистого торможения» электрона, упомянутый выше*.

Действительно, приведенные нами рассуждения Рюденберга базируются на учете лишь «активной» мощности (P_{Σ}), излучаемой вибратором, определяемой путем интегрирования среднего потока радиальной составляющей вектора Пойнтинга (S_r) по сфере, охватывающей весь вибратор. Однако очевидно, что строгое приведение вибратора к эквивалентному замкнутому колебательному контуру требует более полного рассмотрения электромагнитных процессов (связанных с образованием как «активных», так и «реактивных» потоков энергии), происходящих в непосредственной близости от вибратора, каковое в методе Рюденберга отсутствует.

Выше мы показали, что подобное рассмотрение без труда может быть произведено с помощью метода наведенных эдс. Согласно этому методу колеблющийся вибратор эквивалентен замкнутому колебательному контуру с параметрами, определяемыми формулами (I, 14), (3), (6) и сторонней, извне приложенной эдс $\mathcal{E}_{\text{ст}} = -\mathcal{E}_{\Sigma}$.

Секция электросвязи
Отделения технических наук
Академии Наук СССР.

Поступило
23 IV 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Г. Герц, Юбилейный сборник «50 лет волн Герца», стр. 69, Издание АН СССР (1938). [2] H. Poincaré, Électricité et Optique, vol. 1, p. 154, vol. 2, p. 152 (1890). [3] L. Brillouin, Radioélectricité, III, Avril (1922). [4] R. Dean, General Electric Review, p. 148 (1913). [5] Г. Герц, l. c., стр. 74. [6] H. Poincaré, Comptes Rendus, 111, p. 322 (1891); Les oscillations électriques, p. 43, Paris (1894). [7] R. Rudenberg, Annal. der Physik, p. 446 (1908). [8] А. А. Петровский, Научные основания беспроволочной телеграфии, стр. 371 (1913). [9] H. Lorentz, Enzykl. d. mathem. Wissensch., V, Art. 14, № 20. [10] M. Abraham, Theorie der Elektrizität, B. II, p. 73 (1905). [11] M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung, p. 110 (1906). [12] Р. Беккер, Электронная теория, стр. 83 (1936).

* Разбирая вывод этой формулы, Р. Беккер([12]) пишет: «... вывод формулы лучистого торможения остается в высшей степени неудовлетворительным в том отношении, что из него совершенно не видно, каким именно образом излученная шаровая волна может влиять на движение электрона...»