

50-я научная конференция МФТИ
Факультет проблем физики и энергетики
Секция физико-математических проблем волновых процессов

УДК 621.396.67.012.12

Шумилин В.Д.

Горизонтальный диполь Герца над плоской землёй

В работе [1] рассмотрено возбуждение плоской границы раздела двух сред бесконечной нитью электрического тока. Полученные результаты и математические методы нельзя распространять на горизонтальные антенны конечных размеров. Здесь рассматривается диполь Герца (рис. 1а), который находится в среде 1 на оси z в точке $Q(0, h)$ над плоской средой 2 и направлен по оси y . Среда 2 — сухой грунт, его диэлектрическая проницаемость $\epsilon_2 > \epsilon_1$. Магнитная проницаемость сред $\mu = 1$. Первичное поле описывается векторным потенциалом $A^{\text{пер}}$, направленным по оси y :

$$A_y^{\text{пер}} = \frac{I \cdot dl}{4\pi} \frac{e^{-ik_1 r_1}}{r_1}, \quad (1)$$

где I, dl — ток диполя и его длина, k_1 — волновое число среды 1, I, dl — ток диполя и его длина, $r_1 = \sqrt{(z-h)^2 + \rho^2}$ — расстояние до точки S , а ρ — горизонтальная координата этой точки.

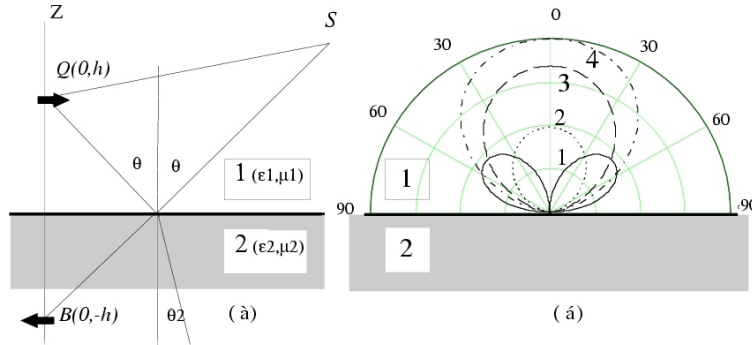


Рис. 1. а) Изображение в точке B земли диполя, находящегося над землёй в точке Q , 1 — воздух, 2 — земля; б) ДН диполя Герца для ПЕ волны — сплошная линия 1; ДН для ТЕМ волны диполя, находящегося на высотах (пунктирные линии): 2 — $h = 0,05\lambda$ над землей, 3 — $h = 0,15\lambda$, 4 — $h = 0,25\lambda$

На границе раздела должны выполняться равенство тангенциальных составляющих напряжённостей и нормальных составляющих индукций электрического и магнитного полей:

$$E_{y1} = E_{y2}, \quad E_{x1} = E_{x2}, \quad \epsilon_1 E_{z1} = \epsilon_2 E_{z2},$$

$$H_{x1} = H_{x2}, \quad H_{z2} = H_{z2}. \quad (2)$$

Вторичное поле в среде 1 создаётся изображением диполя в точке $B(0, -h)$ среды 2. Полное поле опишем векторным $A_{y1} = A_y^{\text{пер}} + A_y^{\text{втор}}$ и скалярным Φ_1 , а поле в среде 2 соответственно векторным A_{y2} и скалярным Φ_2 потенциалами.

Напряжённость электрического поля в этих средах выражается формулой

$$E = -i\omega\mu\mu_0 A + \text{grad div } A / i\omega\varepsilon\varepsilon_0 + \text{grad } \Phi / i\omega\varepsilon\varepsilon_0, \quad (3)$$

а граничные условия (2) удовлетворяются, если на границе выполняются равенства

$$A_{y1} = A_{y2}, \quad \partial A_{y1} / \partial z = \partial A_{y2} / \partial z, \\ \partial \Phi_1 / \partial z = \partial \Phi_2 / \partial z, \quad k_2^2 \Phi_1 - k_1^2 \Phi_2 = k_1^2 \partial A_{y2} / \partial y - k_2^2 \partial A_{y1} / \partial y. \quad (4)$$

В цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) векторные потенциалы первичного (1) и вторичного полей в среде 1 имеют следующий вид:

$$A_y^{\text{пер}} = \frac{Il}{8\pi} \int_{\nu=-\infty}^{\infty} H_0^{(2)}(\nu\rho) \frac{e^{\pm\sqrt{\nu^2-k_1^2}(z-d)}}{\sqrt{\nu^2-k_1^2}} \nu d\nu, \\ A_y^{\text{втор}} = \frac{Il}{8\pi} \int_{\nu=-\infty}^{\infty} a_{\nu 1} H_0^{(2)}(\nu\rho) \frac{e^{-\sqrt{\nu^2-k_1^2}z}}{\sqrt{\nu^2-k_1^2}} \nu d\nu, \quad (5)$$

где знак $+$ нужно брать при $d > z$, а знак $-$ при $d < z$, $a_{\nu 1}$ — неизвестная пока функция.

Векторный потенциал в среде 2 ищем в аналогичной форме:

$$A_{y2} = \frac{Il}{8\pi} \int_{\nu=-\infty}^{\infty} a_{\nu 2} H_0^{(2)}(\nu\rho) \frac{e^{\sqrt{\nu^2-k_2^2}z}}{\sqrt{\nu^2-k_2^2}} \nu d\nu,$$

где k_2 — волновое число ТЕМ волны во второй среде.

Скалярные потенциалы записываются в следующем виде:

$$\Phi_1 = \frac{Il}{8\pi} \int_{\nu=-\infty}^{\infty} \Phi_{\nu 1} H_0^{(2)}(\nu\rho) e^{-\sqrt{\nu^2-k_1^2}z} \nu d\nu, \\ \Phi_2 = \frac{Il}{8\pi} \int_{\nu=-\infty}^{\infty} \Phi_{\nu 2} H_0^{(2)}(\nu\rho) e^{\sqrt{\nu^2-k_2^2}z} \nu d\nu. \quad (6)$$

Из граничных условий (4) и потенциалов (5)–(6) при $z = 0$ получаем

$$a_{\nu 1} = e^{-\sqrt{\nu^2-k_1^2}d} \frac{\sqrt{\nu^2-k_1^2} - \sqrt{\nu^2-k_2^2}}{\sqrt{\nu^2-k_1^2} + \sqrt{\nu^2-k_2^2}},$$

$$a_{\nu 2} = e^{-\sqrt{\nu^2 - k_1^2}d} \frac{2\sqrt{\nu^2 - k_2^2}}{\sqrt{\nu^2 - k_1^2} + \sqrt{\nu^2 - k_2^2}},$$

$$\Phi_{1\nu} = \frac{(k_1^2 - k_2^2)}{(k_2^2 \sqrt{\nu^2 - k_1^2} + k_1^2 \sqrt{\nu^2 - k_2^2})} \frac{2\sqrt{\nu^2 - k_1^2}}{\sqrt{\nu^2 - k_1^2} + \sqrt{\nu^2 - k_2^2}} \cdot e^{-\sqrt{\nu^2 - k_1^2}d} \sin \varphi, \quad (7)$$

$$\Phi_{2\nu} = \frac{(k_2^2 - k_1^2)}{(k_2^2 \sqrt{\nu^2 - k_1^2} + k_1^2 \sqrt{\nu^2 - k_2^2})} \frac{2\sqrt{\nu^2 - k_2^2}}{\sqrt{\nu^2 - k_1^2} + \sqrt{\nu^2 - k_2^2}} \cdot e^{-\sqrt{\nu^2 - k_1^2}d} \sin \varphi. \quad (8)$$

Задача формально решена. Заметим, что скалярные потенциалы согласно (7) и (8) максимальны при $\sin \varphi = 1$, то есть вдоль оси диполя. Скалярные потенциалы порождают продольные электрические волны (ПЕ-волны).

На рис. 16 приведены расчётные диаграммы направленности (ДН) диполя Герца в вертикальной плоскости (z, y) . Диполь Герца расположен на малых высотах $h = 0,05-0,25\lambda$ от поверхности сухого песчано-глинистого грунта с $\varepsilon = 6, 25$. Расчёт выполнен по коэффициенту отражению лучей. ДН диполя Герца для ПЕ-волны в воздухе не зависит от высоты его расположения.

Появление во вторичном поле горизонтального диполя в дальней зоне ПЕ волны является дополнительной причиной, почему известная антенна Бевереджа имеет максимум излучения вдоль своего направления, а её модификация, разработанная К.П. Харченко, имеет чувствительность большую, чем ожидается из традиционных расчётов для поперечных волн. Отметим, что у вертикального диполя над землёй [2] ПЕ волна не возникает.

Выводы:

- 1) на границе раздела сред возможно преобразование вихревых полей в потенциальные;
- 2) продольные волны существуют в дальней зоне;
- 3) ПЕ волны фактически давно и эффективно используются в технике связи;
- 4) потенциальное поле, порождающее продольные волны, должно занять своё законное место в электродинамике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. — М.-Л.: Энергия, 1967. — С. 107–128.
2. Страттон Дж. Теория электромагнетизма. — М.-Л.: Огиз-Гостехиздат, 1948.

Представленная выше версия доклада является ознакомительной.

Версию доклада, предназначенную для печати,
можно найти в факультетском сборнике трудов конференции.
Электронные материалы конференции публикуются по адресу
http://www.mipt.ru/nauka/conf50/plen_sections/