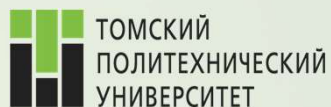




"МИС-РТ"-2025 Сборник № 87-2 <http://ikar.udm.ru/mis-rt.htm>



tpu.ru

Концепция обобщенной электродинамики

*Томилин Александр
Константинович*



Москва, 14.05.2025



Томилин Александр Константинович

д.ф.-м.н., профессор Томского
политехнического университета

Проблемы современной теории электромагнитного поля

1. Представление о магнитном поле не соответствует теореме Гельмгольца

Теорема Гельмгольца

(основная теорема теории поля)

Если дивергенция и ротор поля, обращающегося в ноль на бесконечности, определены в каждой точке некоторой области, то всюду в этой области поле вектора может быть представлено в виде суперпозиции *потенциальной и соленоидальной компонент.*

Вывод:

при построении теории магнитного поля необходимо учитывать обе компоненты: вихревую и потенциальную

Проблемы современной теории электромагнитного поля

1. Представление о магнитном поле не соответствует теореме Гельмгольца
2. Отсутствует физическое толкование калибровок Кулона и Лоренца
3. Не определен физический смысл векторного электродинамического потенциала.

Калибровки Кулона и Лоренца

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \varepsilon\mu \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

Поле вектора $\mathbf{A}$ не соответствует теореме
Гельмгольца:
отсутствует потенциальная компонента

Проблемы при описании электромагнитного волнового процесса

4. Самопроизвольное изменение функции плотности энергии электромагнитной волны в следствие синфазного изменения электрической и магнитной компонент

$$w = \frac{1}{2}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) \quad (3)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^0 \exp i(\omega t - k \mathbf{z}^0 \cdot \mathbf{r}) \quad (4)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}^0 \exp i(\omega t - k \mathbf{z}^0 \cdot \mathbf{r})$$

Представление электромагнитной волны



Магнитостатика

Уравнение Пуассона:

$$\Delta \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j} \quad (5)$$

Решение:

$$\mathbf{A}(x', y', z') = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\tau} \frac{\mathbf{j}(x, y, z)}{r} d\tau \quad (6)$$

$$r = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2}$$

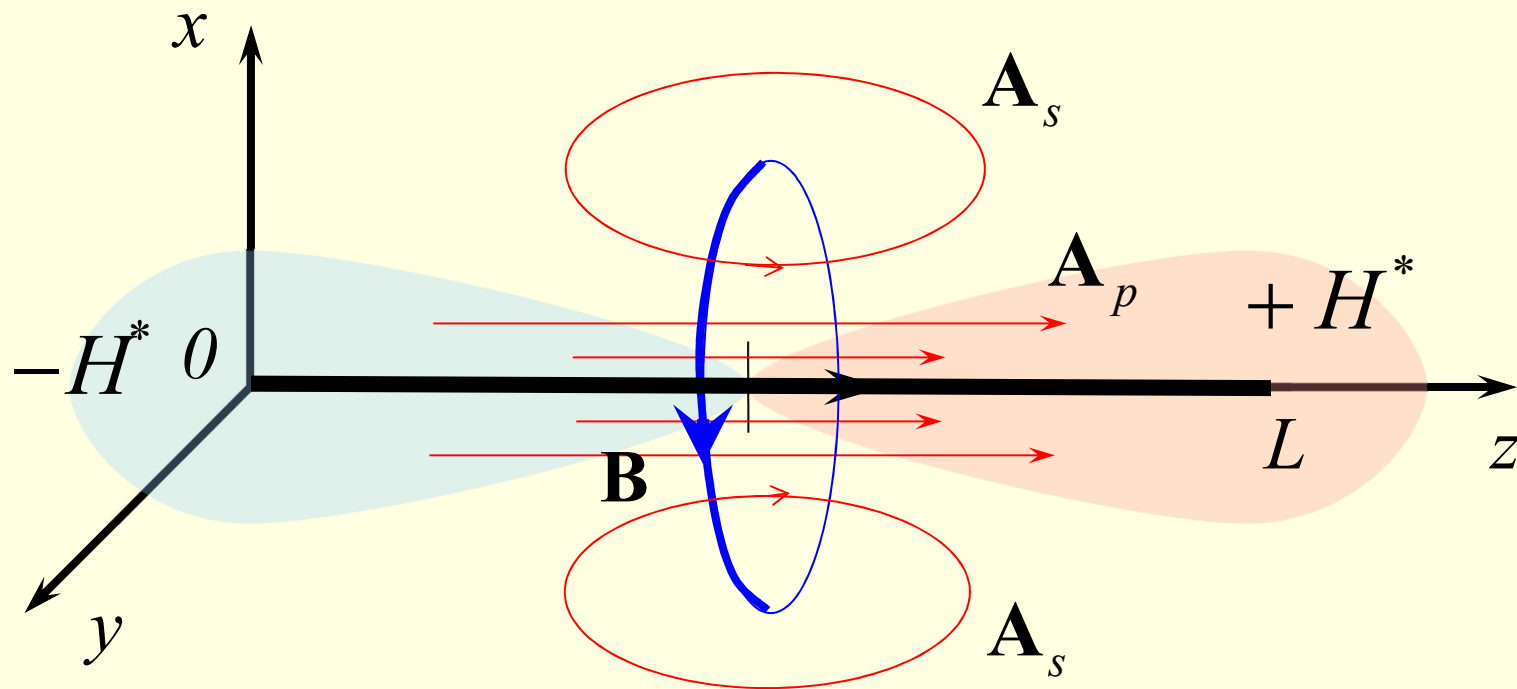
Вычислим дивергенцию по штрихованным координатам:

$$\nabla' \cdot \frac{\mathbf{j}(x, y, z)}{r} = \frac{1}{r} \nabla' \cdot \mathbf{j}(x, y, z) + \mathbf{j} \cdot \nabla' \frac{1}{r} = -\frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{r}}{r^3}.$$

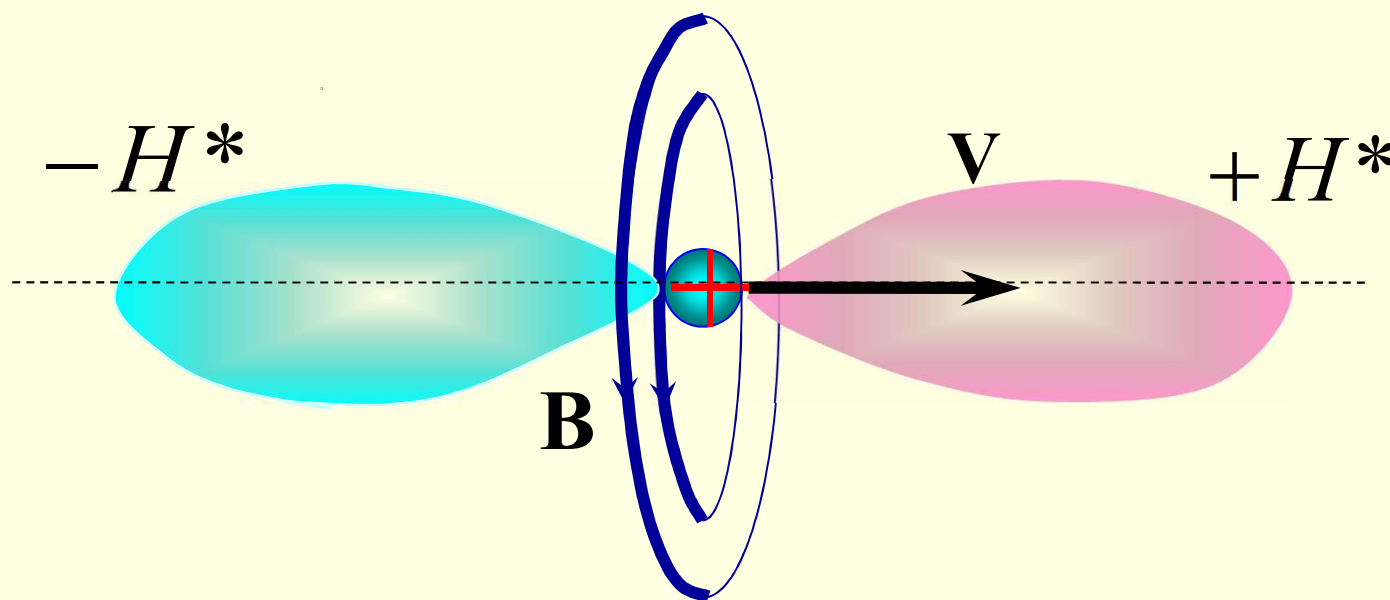
Аналог закона Био-Савара-Лапласа:

$$H^* = \frac{1}{4\pi} \int_{\tau} \frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{r}}{r^3} d\tau \quad (7)$$

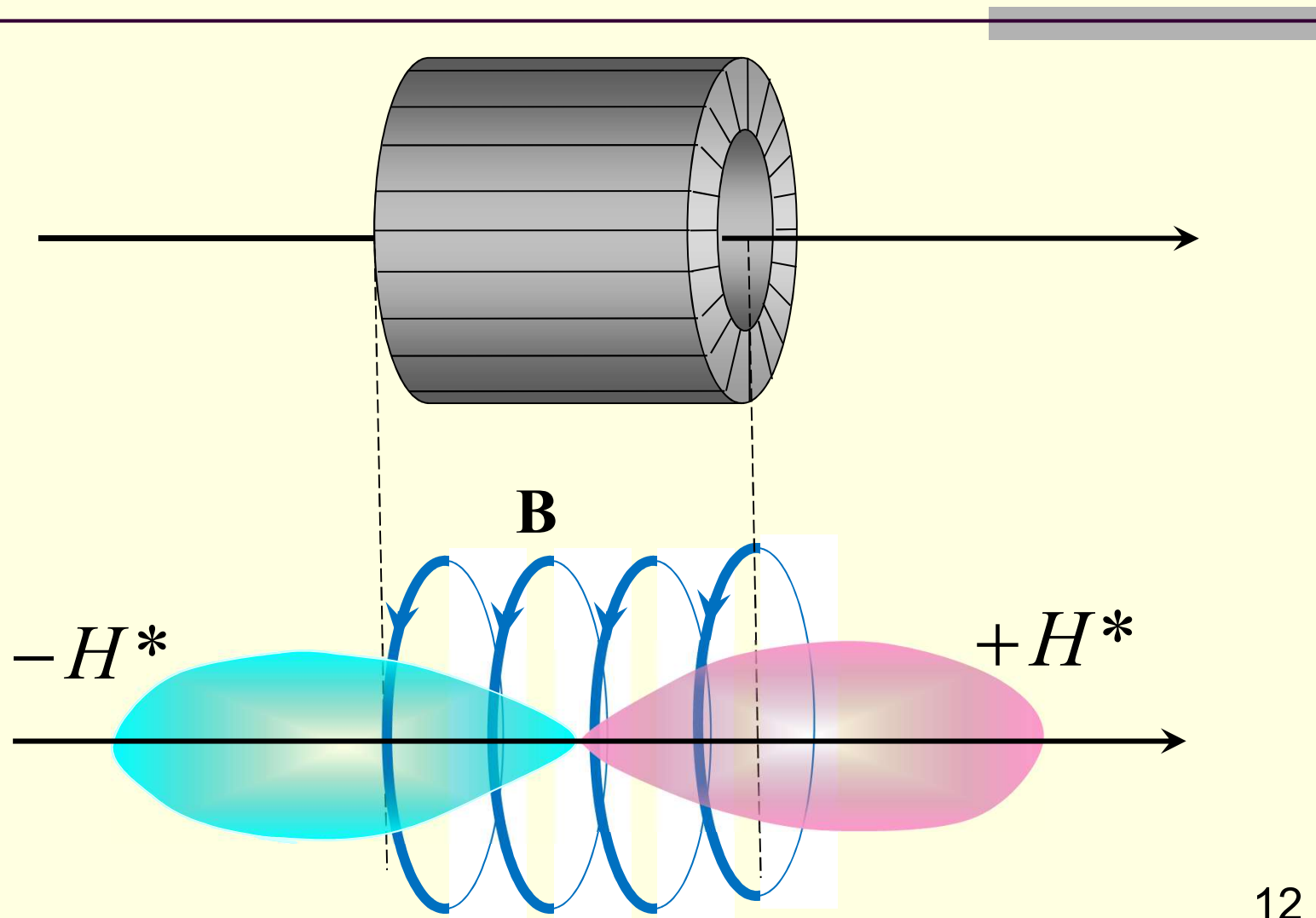
Условное изображение магнитного поля токонесущего проводника конечной длины



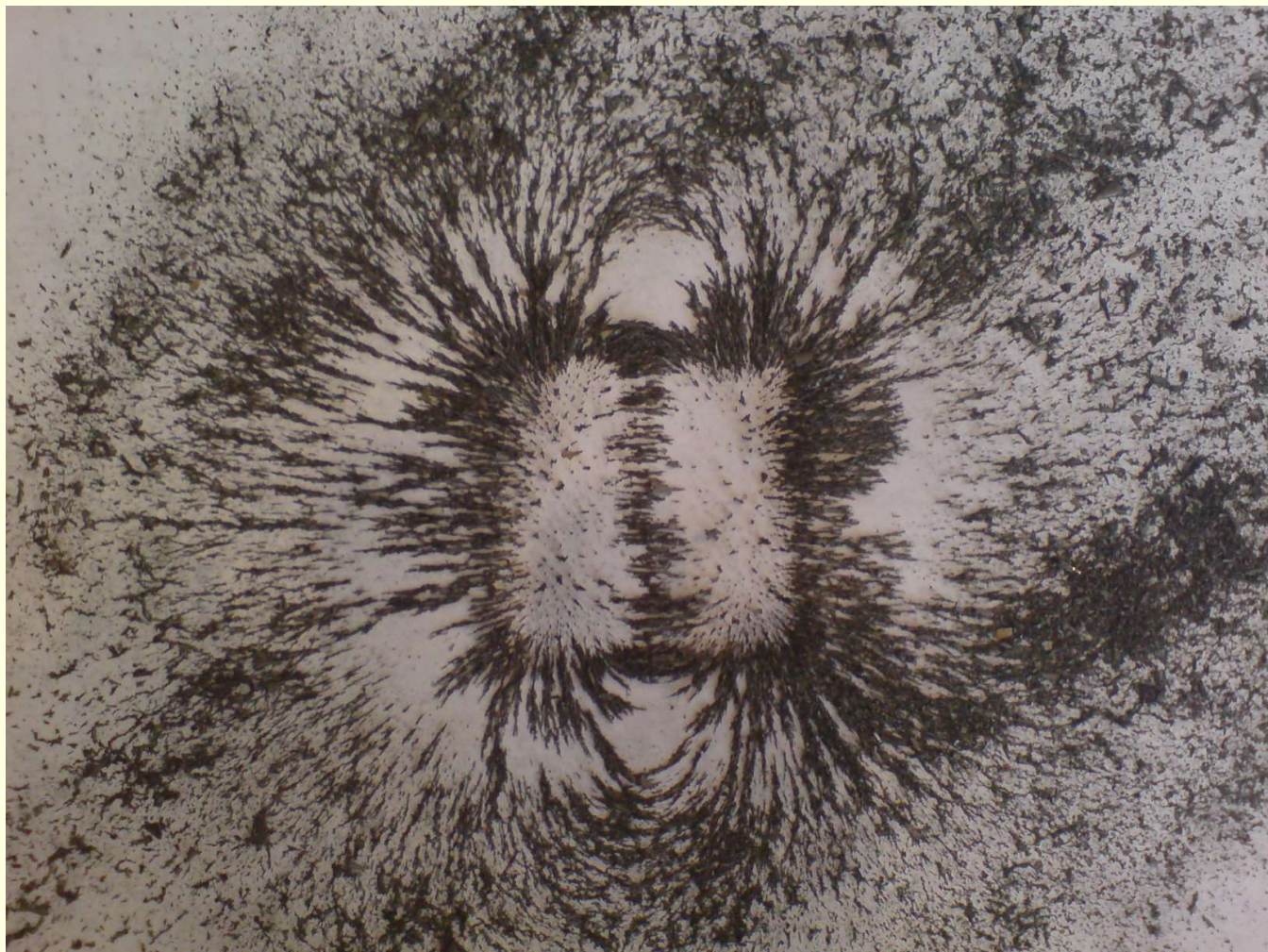
Условное изображение магнитного поля движущегося заряда



Магнитное поле тороида



Поле магнитной пары



Обобщенная электродинамика

$$\Delta \mathbf{A} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j} \quad (8)$$

$$\Delta \phi - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (9)$$

$(\mathbf{A}, \phi / c)$ - 4 - мерный электродинамический потенциал

Свойства векторного потенциала

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_s + \mathbf{A}_p \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_p$$

$\mathbf{A}_s, \quad \mathbf{j}_s$ – соленоидальные компоненты

$\mathbf{A}_p, \quad \mathbf{j}_p$ – потенциальные компоненты

Вместо условия Лоренца примем соотношение:

$$B^*(x, y, z, t) = -\nabla \cdot \mathbf{A} - \varepsilon\mu \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (10)$$

Уравнения обобщенной электродинамики (модифицированные уравнения Максвелла)

$$\nabla \times \mathbf{H} + \nabla H^* = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (11)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho + \varepsilon \frac{\partial B^*}{\partial t} \quad (13)$$

Обобщенное уравнение неразрывности

Из уравнения (13) следует:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} + \nabla \cdot \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = 0 \quad (14)$$

Источники (стоки) тока
проводимости и тока смещения,
создаются нестационарными электрическими
зарядами и нестационарными зарядами смещения.

Публикации:

1. **Ohmura T.** “A new formulation on the electromagnetic field”, *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 16, pp. 684-685 (1956).
2. **Nicolaev G.** On the longitudinal electromagnetic waves // *Deutsche Physik. International glasnost Journal on fundamental Physik.* – 1993. – Vol. 2, N 8 (IX-XII). – P. 24-30.
3. **Хворостенко Н.П.** Продольные электромагнитные волны// *Изв. ВУЗов. Физика.* – 1992.- № 3.- С. 24-29.
4. **K. J. van Vlaenderen and A. Waser** “Generalization of classical electrodynamics to admit a scalar field and longitudinal waves”, *Hadronic Journal* 24, 609-628, 2001.
4. **Woodside D.A.** “Three-vector and scalar field identities and uniqueness theorems in Euclidean and Minkowski spaces”, *American Journal of Physics*, V.77, № 5, 438-446, 2009.
5. **Arbab A. I. and Satti Z. A.** “On the Generalized Maxwell Equations and Their Prediction of Electroscalar Wave”, *Progress in physics*, V.2, 8-13, 2009.

Публикации:

6. **Жилин П.А.** Реальность и механика// Труды XXIII школы-семинара «Анализ и синтез нелинейных механических колебательных систем», С-Пб., 1 -10 июля, 1995 г. ИПМаш АН, 1996 г., с. 6-49.
7. **Nefyodov E.I., Smolskiy S.M.** *Understanding of Electrodynamics, Radio Wave Propagation and Antennas: Lecture course for students and engineers. Scientific Research Publishers, USA, ISBN, 2012.-426 pp.*
8. **Meyl K.** Scalar Waves: Theory and Experiments// *Journal of Scientific Exploration. Vol. 15, № 2, pp. 199–205, 2001.*
9. **Podgainy D. V., Zaimidoroga O. A.** Nonrelativistic Theory of Electroscalar Field and Maxwell Electrodynamics. arXiv:1005.3130.
10. **Zaimidoroga O. A.** An Electroscalar Energy of the Sun: Observation and Research // J. Mod. Phys. 2016. V. 7, No. 8. P. 808–818.
11. **Нефедов Е.И.** Электромагнитные поля и волны: Учеб. пособие. – М.: «Академия», 2014. -368 с.

Суперпозиция вихревых и потенциальных процессов

$$\Delta \mathbf{A}_s - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}_s}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}_s \quad (15)$$

$$\Delta \mathbf{A}_p - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}_p}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}_p$$

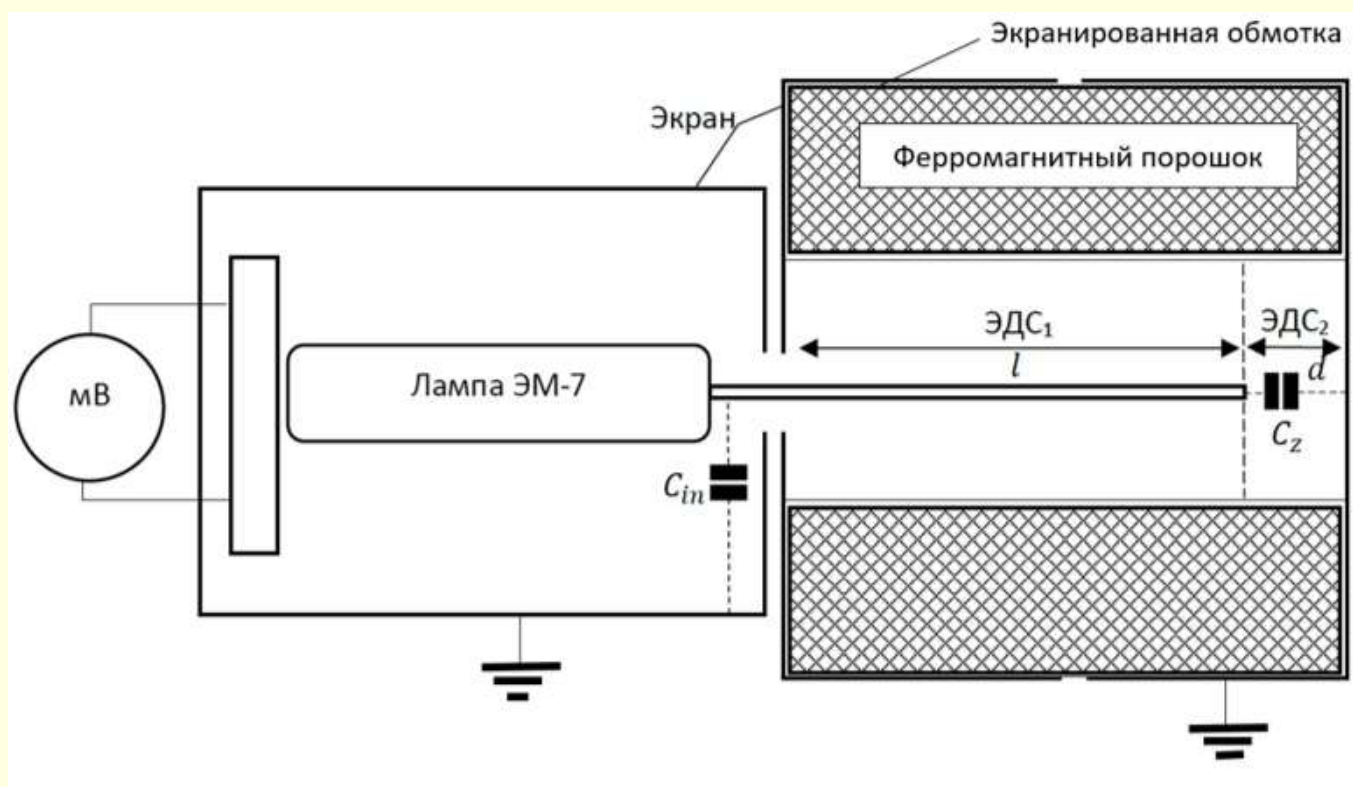
$$\mathbf{E}_s = -\frac{\partial \mathbf{A}_s}{\partial t} \quad (16)$$

$$\mathbf{E}_p = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{A}_p}{\partial t}$$

Эксперимент по обнаружению потенциальной компоненты векторного потенциала

(А. К. Томилин, И. Мисюченко, В. С. Викулин)

Прикладная физика, 2024, № 5)



$$J_0 = 0.0125 \text{ A} \quad \omega = 314 \text{ c}^{-1} \quad R_T = 45 \text{ мм} \quad r_T = 23 \text{ мм}$$

$$2h = 45 \text{ мм} \quad \mu' = 10^4$$

Результаты эксперимента

№	Длина зонда l , мм	Зазор d , мм	Измеренное напряжение, мВ	Емкость зонда, пФ	Истинная действующая ЭДС $\tilde{\epsilon}$, мВ
1	56	1	23	0.6761	221.03
2	50	7	22	0.6037	233.64
3	40	17	19.1	0.4829	247.53
4	30	27	15.4	0.3622	259.64
5	20	37	11.8	0.2418	291.11
Усредненное значение					250.59

Теория

ЭДС на оси тороида:

$$\varepsilon(t) = - \int_{-h}^h \frac{\partial A_x(x, t)}{\partial t} dx \quad A_x(t) = A_0 \cos \omega t \quad (17)$$

Результат:

$$\varepsilon(t) = 2A_0\omega h \sin \omega t = \varepsilon_a \sin \omega t$$

Действующее значение ЭДС:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_a / \sqrt{2}$$

Амплитуда потенциальной компоненты векторного потенциала:

$$A_0 = \frac{\tilde{\varepsilon}}{\sqrt{2}\omega h} = 0.025 \text{Тл} \cdot \text{м} \quad (18)$$

Вывод

На оси тороида возникают условия аналогичные эффекту Ааронова-Бома: отсутствует электромагнитное поле, но присутствует нестационарный векторный потенциал, который оказывает силовое воздействие на электроны в металлическом зонде.

Поле векторного потенциала способно преодолевать электропроводный заземленный экран.

Волновые уравнения с источниками для электрического поля

$$\Delta \mathbf{E} - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu' \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon' \varepsilon_0} \nabla \rho \quad (19)$$

Для потенциальной компоненты электрического поля:

$$\Delta \mathbf{E}_p - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_p}{\partial t^2} = \mu' \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_p}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon' \varepsilon_0} \nabla \rho \quad (20)$$

Для вихревой компоненты электрического поля:

$$\Delta \mathbf{E}_s - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_s}{\partial t^2} = \mu' \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_s}{\partial t} \quad (21)$$

Волновые уравнения с источниками для магнитного поля

Для вихревой компоненты магнитного поля:

$$\Delta \mathbf{H} - \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = -\nabla \times \mathbf{j} \quad (22)$$

Для потенциальной компоненты магнитного поля:

$$\Delta H^* - \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 H^*}{\partial t^2} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} \quad (23)$$

Плоская электромагнитная волна в ДИЭЛЕКТРИКЕ

$$\varepsilon' = \text{const}, \quad \mu' = \text{const}, \quad \sigma = 0, \quad \rho = 0$$

Обобщенные дифференциальные уравнения:

$$\nabla \times \mathbf{H} + \nabla H^* = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (24)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu' \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (25)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \mu' \mu_0 \frac{\partial H^*}{\partial t} \quad (26)$$

Свободная электромагнитная волна

$$\Delta \mathbf{H} - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (27)$$

$$\Delta \mathbf{E}_s - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_s}{\partial t^2} = 0 \quad (28)$$

$$\Delta H^* - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 H^*}{\partial t^2} = 0 \quad (29)$$

$$\Delta \mathbf{E}_p - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_p}{\partial t^2} = 0 \quad (30)$$

Распространение волнового процесса в диэлектрике

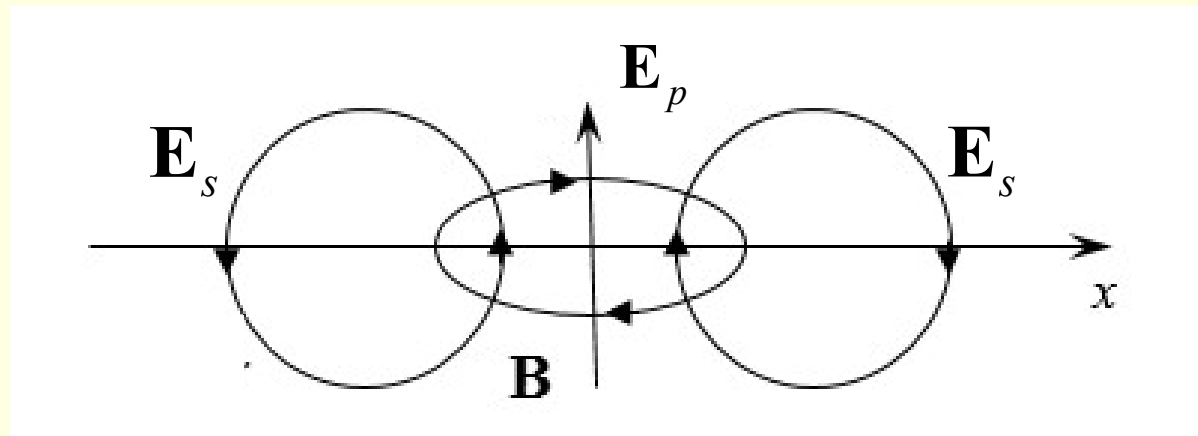
$$\mathbf{H}(x, t) = \mathbf{H}_z(x) \exp(i\omega t)$$

$$\mathbf{E}_s(x_1, t_1) = \mathbf{E}_{sy}(x_1) \exp(i\omega t_1), \quad x_1 = x + \frac{\lambda}{4}, \quad t_1 = t + \frac{T}{4}$$

$$H^*(y_2, t_2) = H^*(y_2) \exp(i\omega t_2), \quad y_2 = y_1 + \frac{\lambda}{4}, \quad t_2 = t + \frac{T}{2} \quad (31)$$

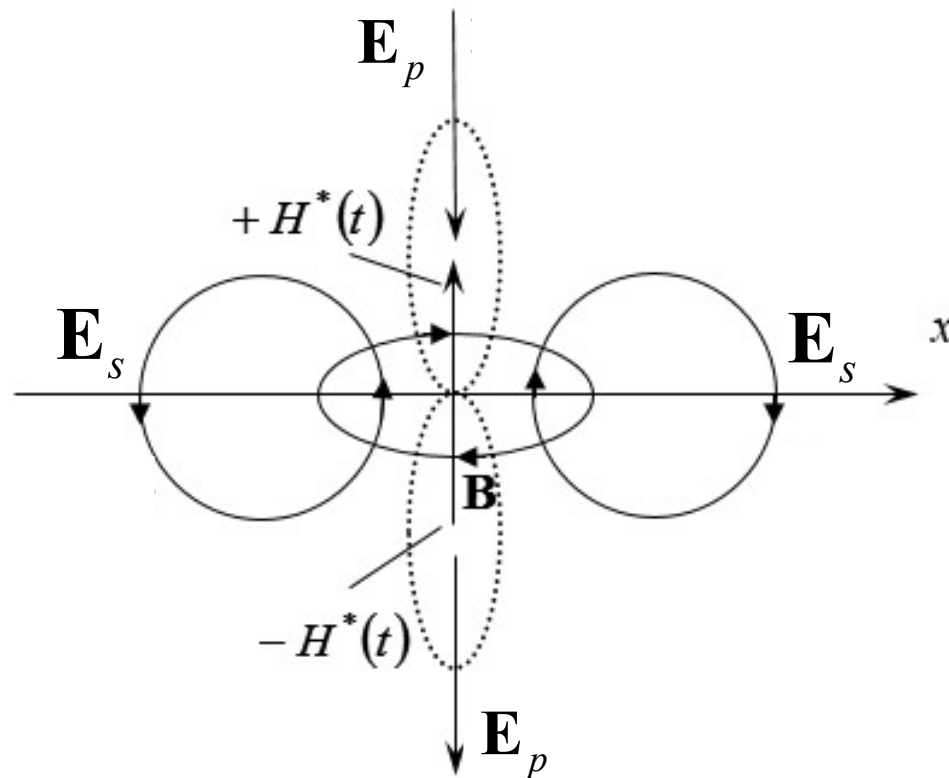
$$\mathbf{E}_p(y_3, t_3) = \mathbf{E}_{py}(y_3) \exp(i\omega t_3), \quad y_3 = y_2 + \frac{\lambda}{4}, \quad t_3 = t + \frac{3T}{4}$$

Представление комплексной э/м волны



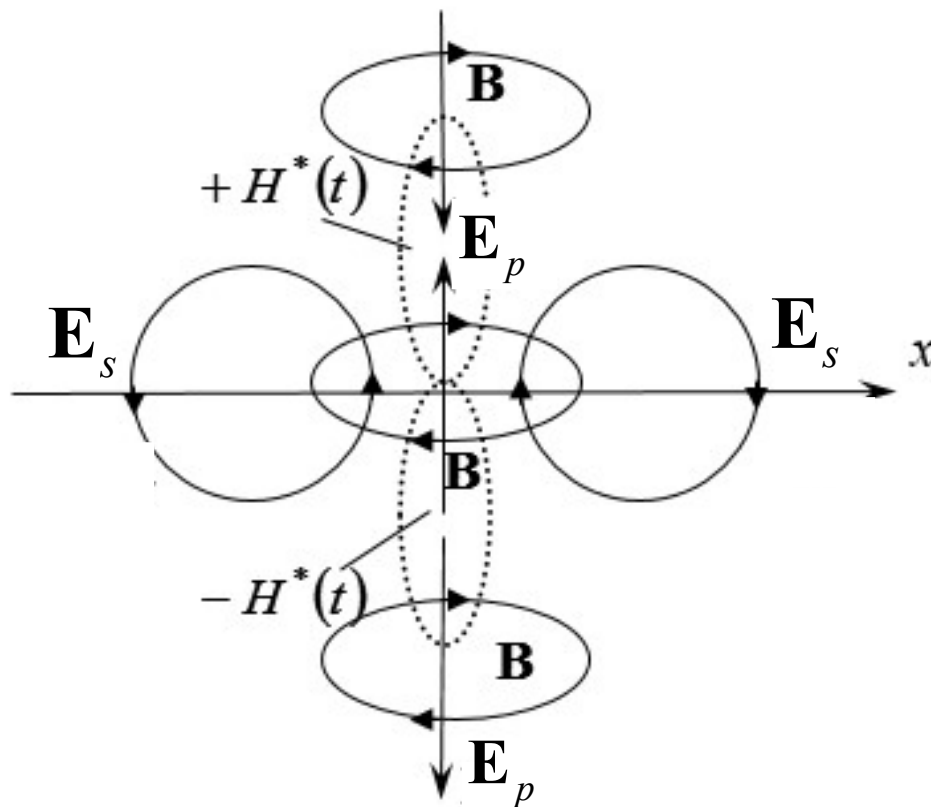
Образуются тороидальное электрическое поле

Представление комплексной э/м волны



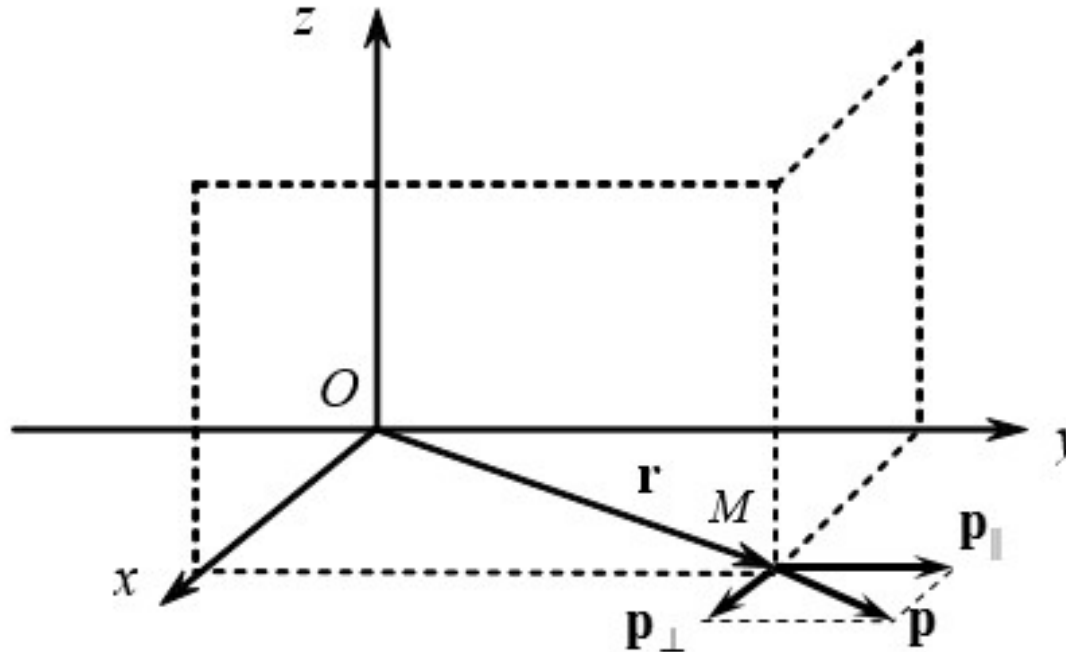
Возникают две области нестационарного СМП

Представление комплексной э/м волны



Распространение э/м волны происходит в двух взаимно ортогональных направлениях. Продольную волну излучает квазидиполь, образованный зарядами смещения

Плоская э/м волна в диэлектрике



Обобщенный вектор Пойтинга:

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{\perp} + \mathbf{p}_{\parallel} = \mathbf{E}_s \times \mathbf{H} + \mathbf{E}_p H^* \quad (32)$$

Такое представление соответствует принципу Гюйгенса 34

Плоская электромагнитная волна в диэлектрике

- Векторы $\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}_s$ изменяются в противофазе;
- Волновой вектор $\mathbf{k}_\perp$ поперечной волны направлен по нормали к плоскостям колебаний векторов $\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}_s$;
- Волновой вектор $\mathbf{k}_\parallel$ продольной волны направлен по вектору $\mathbf{E}_p$ то есть ортогонально вектору $\mathbf{k}_\perp$;
- Амплитуда продольной волны в диэлектрике затухает пропорционально $1/r^3$ (дипольное излучение), поэтому сигнал передается в основном поперечной волной.

Энергетические соотношения

Плотность энергии обобщенной э/м волны:

$$w = \frac{1}{2} \left(\mathbf{E}_s \cdot \mathbf{D}_s + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + H^* B^* + \mathbf{E}_p \cdot \mathbf{D}_p \right) \quad (33)$$

Баланс энергии между электрическим и магнитным полями:

$$\mu' \mu_0 \left[\left(H_z^0 \right)^2 + \left(H^{*0} \right)^2 \right] = \varepsilon' \varepsilon_0 \left[\left(E_{sy}^0 \right)^2 + \left(E_{py}^0 \right)^2 \right]$$

Плотность энергии не изменяется:

$$w = \frac{\varepsilon' \varepsilon_0}{2} \left[\left(E_{sy}^0 \right)^2 + \left(E_{py}^0 \right)^2 \right] = \frac{\mu' \mu_0}{2} \left[\left(H_z^0 \right)^2 + \left(H^{*0} \right)^2 \right] = const$$

Плоские электромагнитные волны в ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ СРЕДЕ

$$\sigma = \text{const} \neq 0, \quad \varepsilon' = \text{const}, \quad \mu' = \text{const}, \quad \rho = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{H} + \nabla H^* = \sigma (\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_p) + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial (\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_p)}{\partial t} \quad (34)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_s = -\mu' \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (35)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_p = \mu' \mu_0 \frac{\partial H^*}{\partial t} \quad (36)$$

Распространение волнового процесса в проводнике в ближней зоне

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_z^0 \exp i(\omega t - \mathbf{K}_\perp \cdot \mathbf{r}) = \mathbf{H}_z^0 \exp(-s_\perp x) \exp i(\omega t - k_\perp x)$$

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_1, t_1) = \mathbf{E}_{sy}^0 \exp i(\omega t_1 - \mathbf{K}_\perp \cdot \mathbf{r}) = \mathbf{E}_{sy}^0 \exp(-s_\perp x_1) \cdot \exp i(\omega t_1 - k_\perp x_1) \quad (37)$$

$$H^*(\mathbf{r}_2, t_2) = H^{*0} \exp i(\omega t_2 - \mathbf{K}_\parallel \cdot \mathbf{r}_2) = H^{*0} \exp(s_\parallel y_2) \exp i(\omega t_2 - k_\parallel y_2)$$

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r}_3, t_3) = \mathbf{E}_{py}^0 \exp i(\omega t_3 - \mathbf{K}_\parallel \cdot \mathbf{r}_3) = \mathbf{E}_{py}^0 \exp(s_\parallel y_3) \exp i(\omega t_3 - k_\parallel y_3)$$

$$\mathbf{K}_\perp = \mathbf{k}_\perp - i\mathbf{s}_\perp \quad \mathbf{K}_\parallel = \mathbf{k}_\parallel - i\mathbf{s}_\parallel \quad \mathbf{s}_\perp = \omega\mu'\mu_0\sigma \cdot \mathbf{x}^0 \quad \mathbf{s}_\parallel = \omega\mu'\mu_0\sigma \cdot \mathbf{y}^0$$

Глубина проникновения поперечной волны в проводник
и волновое сопротивление для поперечной волны:

$$\Delta_{\perp} = \frac{1}{s_{\perp}} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi\sigma}} \sqrt[4]{\frac{\varepsilon'\varepsilon_0}{\mu'\mu_0}} \quad R_{\omega\perp} = \sqrt{\frac{\mu'\mu_0}{\varepsilon'\varepsilon_0}} \quad (38)$$

Глубина усиления и мнимое волновое сопротивление для
продольной волны:

$$\Delta_{\parallel} = \frac{1}{s_{\parallel}} = i \sqrt{\frac{\lambda}{\pi\sigma}} \sqrt[4]{\frac{\varepsilon'\varepsilon_0}{\mu'\mu_0}} \quad R_{\omega\parallel} = i \sqrt{\frac{\mu'\mu_0}{\varepsilon'\varepsilon_0}} \quad (39)$$

Полное волновое сопротивление электропроводной среды:

$$R_{\omega} = (1 + i) \sqrt{\frac{\mu'\mu_0}{\varepsilon'\varepsilon_0}} \quad (40)$$

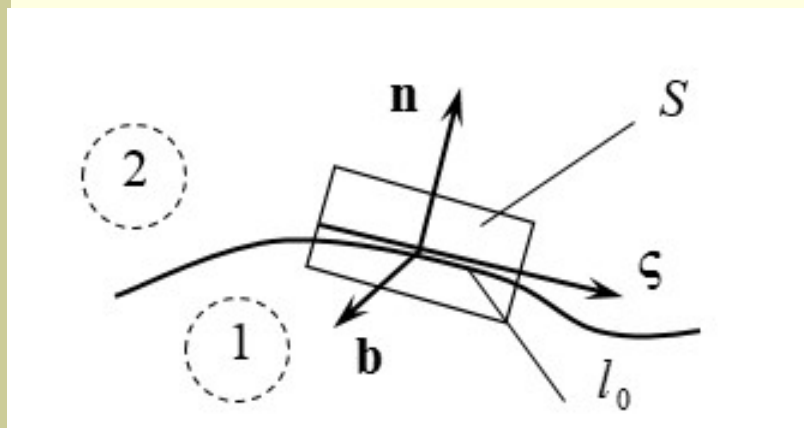
Выводы:

- Поперечная электромагнитная волна в электропроводной среде затухает в ближней зоне;
- Энергия поперечной волны преобразуется в энергию продольной волны;
- В электропроводной среде сигнал передается посредством продольных э/м волн.

Граничные условия

Для напряженности СМП:

$$H_2^* - H_1^* = i_n \quad (41)$$



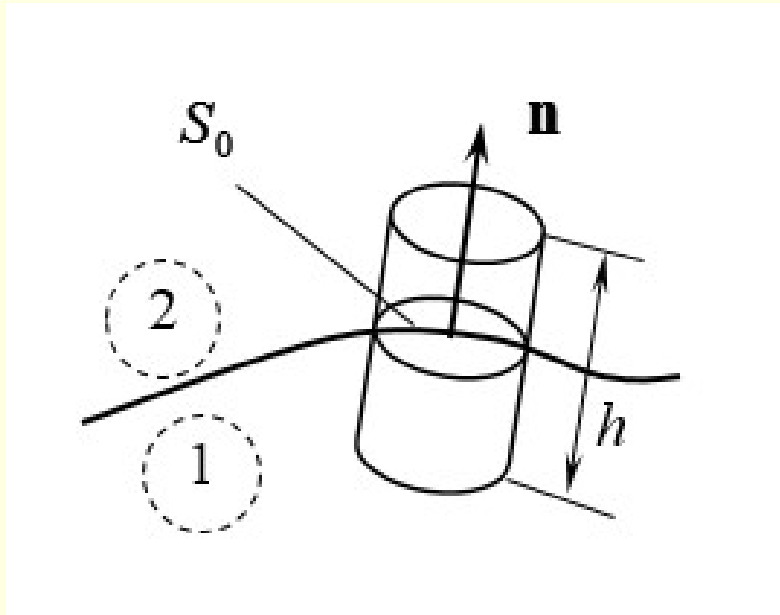
$$i_n = \frac{J_n}{l_0} \quad - \text{поверхностная плотность}$$

полного тока, текущего
нормально к границе
раздела сред.

Через границу раздела сред по нормали течет
полный ток:

$$J_n = \int_S \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S}_n \quad (42)$$

*Граничное условие
для нормальной составляющей вектора **E**:*



$$\varepsilon'_2 \varepsilon_0 E_{2n} - \varepsilon'_1 \varepsilon_0 E_{1n} = \delta_{\text{эф}} \quad (43)$$

Поверхностная плотность эффективного заряда:

$$\delta_{\text{эф}} = \delta + \frac{\varepsilon'_1 \varepsilon_0}{S_0} \int_{\tau_1} \frac{\partial B_1^*}{\partial t} d\tau + \frac{\varepsilon'_2 \varepsilon_0}{S_0} \int_{\tau_2} \frac{\partial B_2^*}{\partial t} d\tau \quad (44)$$

Граничное условие для напряженности СМП

$$H_2^* - H_1^* = i_n \quad (45)$$

$i_n = \frac{J_n}{l_0}$ – поверхностная плотность полного тока,
текущего нормально к границе раздела сред.

Условие для тангенциальной составляющей
плотности тока проводимости:

$$\frac{j_{2\zeta}}{j_{1\zeta}} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \quad (46)$$

На границе раздела двух электропроводных сред:

$$J_{2n} - J_{1n} = -\frac{\partial \delta}{\partial t} \quad (47)$$

J_{1n}, J_{2n} – токи проводимости,
 δ – плотность электрических зарядов на границе раздела сред.

На границе двух диэлектрических сред:

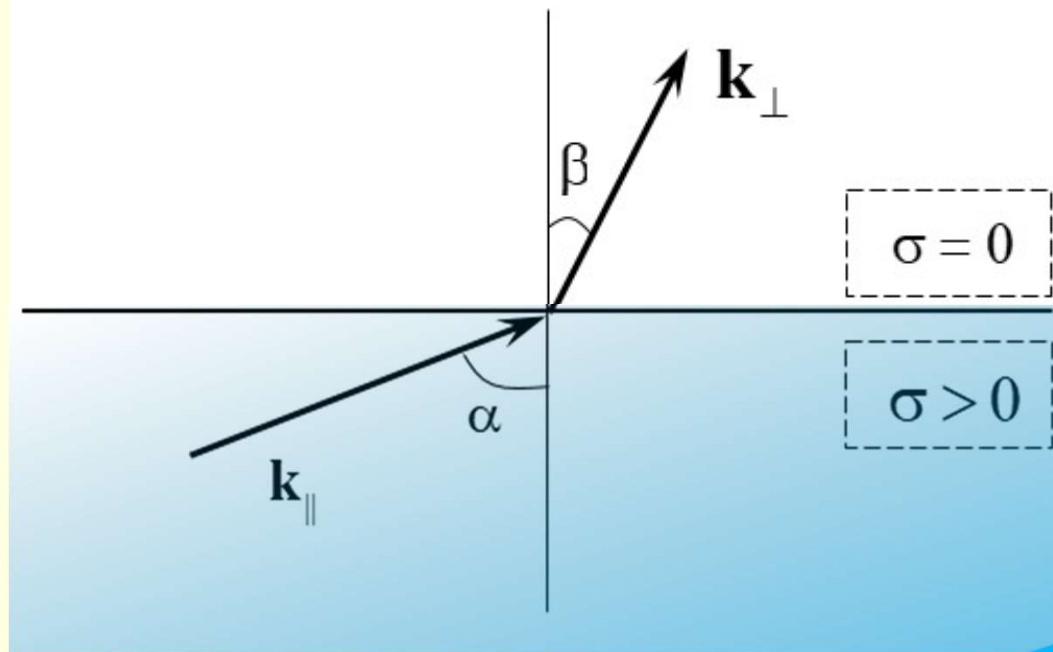
$$J_{2n}^{cm} - J_{1n}^{cm} = -\frac{\epsilon' \epsilon_0}{S_0} \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} \quad (48)$$

J_{1n}^{cm}, J_{2n}^{cm} – токи смещения.

На границе раздела проводника и диэлектрика:

$$J_{2n}^{cm} - J_{1n} = -\frac{\partial \delta}{\partial t} - \frac{\epsilon' \epsilon_0}{S_0} \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} \quad (49)$$

Трансформация электромагнитной волны на границе раздела «проводник-диэлектрик»



$$k_{\parallel} \cos \alpha = k_{\perp} \cos \beta, \quad \beta = \pi/2 - \alpha,$$

$$\operatorname{tg} \alpha = k_{\parallel} / k_{\perp}$$

(50)

Схема двухсторонней радиосвязи «вода-воздух»



Выводы:

- За счет **нормальной компоненты** электроскалярной волны можно создать канал электромагнитной связи «вода-воздух».
- **Нормальная компонента** электроскалярной волны на границе «проводник-диэлектрик» преобразуется в поперечную электромагнитную волну, волновой вектор которой расположен в соприкасающейся плоскости к границе раздела сред.
- **Тангенциальная компонента** электроскалярной волны на границе «проводник-диэлектрик» непрерывна, она генерирует в диэлектрике поперечную волну.

Принцип действия шаровых антенн

Болотовский Б.М., Угаров В.А.

Об одном «парадоксе» электродинамики//

УФН, 1976.т. 119, вып. 2. – С.371-374.

В статье содержится постановка сферически симметричной электродинамической задачи, в которой предлагается определить электромагнитное поле расширяющегося шара, по поверхности которого распределен заряд.

Авторы пришли к выводу, что электрическое поле вне расширяющегося шара будет постоянным, а магнитное (вихревое) поле не создается, то есть все сводится к электростатике. Они согласились с мнением Зельдовича Я.Б. и Яковлева И.А. о том, что закон сохранения заряда запрещает саму постановку нестационарной задачи.

Принцип действия шаровых антенн

При такой трактовке возникает энергетическое несоответствие. Заряды на поверхности сферы движутся в радиальном направлении и создают магнитные поля.

Энергия магнитного поля – определено положительная функция. Сумма положительных функций не может равняться нулю. Если оперировать только представлением о вихревом магнитном поле, то этот энергетический парадокс разрешить невозможно.

Принцип действия шаровых антенн

Этот парадокс решается при помощи волновых уравнений обобщенной электродинамики.

Сфера излучает продольную электромагнитную волну.

При этом происходит периодическое преобразование энергии электрического поля в энергию СМП и наоборот, то есть энергетический парадокс не возникает.

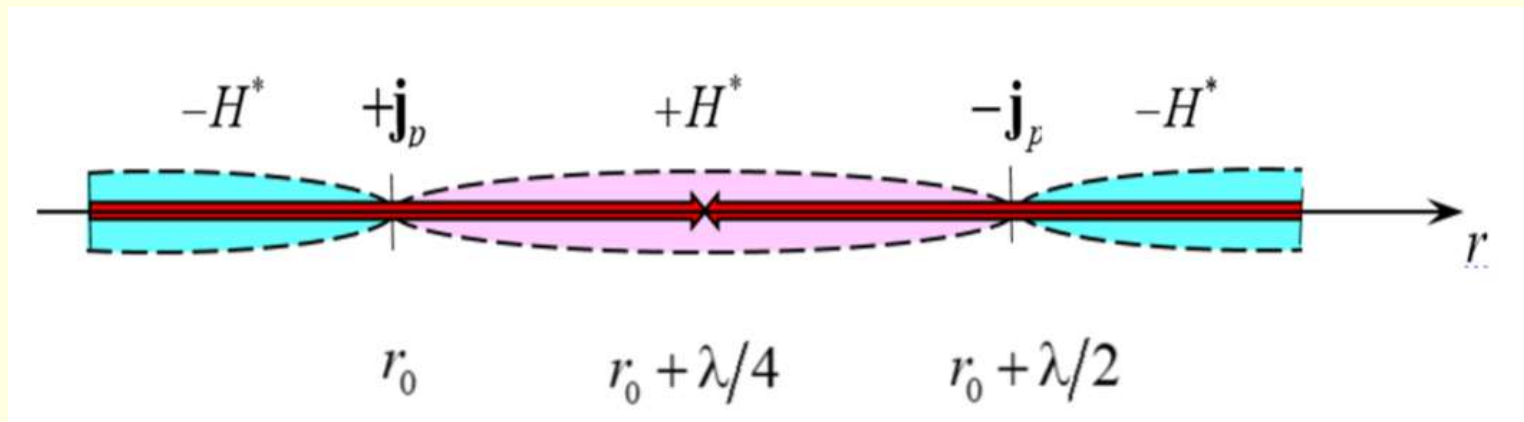
Шаровые антенны можно использовать для передачи радиосигнала в электропроводной среде.

Дифференциальные уравнения

$$\nabla H^* = \mathbf{j}_p \quad \nabla H^*(t + T/4, r + \lambda/4) = \mathbf{j}_p(t, r) \quad (51)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t} \quad \nabla \cdot \mathbf{j}_p(t + T/2, r + \lambda/2) = \sigma \frac{\partial B^*(t + T/4, r + \lambda/4)}{\partial t} \quad (52)$$

$$\mathbf{j}_p = \sigma \mathbf{E}_p$$



В сферических координатах

$$\frac{\partial^2 H_{(2)}^*}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial H_{(2)}^*}{\partial r} - \sigma \mu' \mu_0 \frac{\partial H_{(4)}^*}{\partial t} = 0 \quad (53)$$

$$\frac{\partial^2 j_{p(3)}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial j_{p(3)}}{\partial r} - \sigma \mu' \mu_0 \frac{\partial j_{p(1)}}{\partial t} = 0 \quad (54)$$

Этапы преобразований:

$$j_{p(1)} = j_p(t, r) \quad H_{(2)}^* = H^*(t + T/4, r + \lambda/4) \quad (55)$$

$$j_{p(3)} = j_p(t + T/2, r + \lambda/2) \quad H_{(4)}^* = H^*(t + 3T/4, r + 3\lambda/4)$$

Решение:

Начальные условия:

$$H^*(r_0, 0) = -H_0^* \quad j_p(r_0, 0) = 0 \quad w(r_0, 0) = w_0 \quad (56)$$

Решения дифуравнений:

$$j_p(r, t) = \frac{r_0 j_p^{(\text{макс})}}{r} \exp i[\omega t - k(r - r_0)] \quad j_p^{(\text{макс})} = \sigma \sqrt{\frac{2w_0}{\varepsilon' \varepsilon_0}} \quad (57)$$

$$H^*(r, t) = \frac{r_0 H_0^*}{r} \exp i[(\omega t + \pi/2) - k(r - r_0 + \lambda/4)] \quad (58)$$

$$k = \sqrt{\omega \sigma \mu' \mu_0}$$

Выводы:

Продольная волна в проводнике затухает по закону $1/r$

В электропроводной среде вместо напряженности электрического поля используется функция плотности тока. Эти функции связаны законом Ома

$$\mathbf{j}_p = \sigma \mathbf{E}_p \quad \sigma = 3 \div 7 \text{ СМ/М}$$

Дальность действия канала радиосвязи на продольных волнах в морской среде в σ раз больше по сравнению с атмосферным каналом при одинаковой мощности передатчика.

Эксперименты

- Эксперименты с шаровыми антеннами производились в 2020-2024 годах в акватории Японского моря (*Лукин А.Ф.*)
- В 2024 году выполнены эксперименты на глубоководном пресноводном Можайском водохранилище (*Панчелюга В.А.*)
- Имеются сведения об успешном повторении экспериментов с шаровыми антеннами в Китае.
- В течение последних пяти лет выполнена серия экспериментов на реках Московской области с использованием тороидальных и дипольных антенн (*Сурин М.А.*)

Премия Министерства обороны



Заключение

- Обобщенная теория имеет концептуальное значение, так как существенно расширяет научные знания и устраняет несоответствия, присущие современной электродинамике;
- Показана фундаментальная роль 4-мерного потенциала $(\mathbf{A}, \phi/c)$ при описании электромагнитных процессов;
- Открыты и описаны новые физические явления и законы:
 - аналог закона Био-Савара-Лапласа для СМП,
 - явление безвихревой э/м индукции,
 - обобщенный закон электромагнитного взаимодействия;
- Найдено принципиальное решение проблемы высокочастотной подводной радиосвязи;
- Ведутся перспективные биофизические исследования о воздействии нестационарного СМП на биологические объекты.

Публикации

1. Томилин А.К. *Обобщенная электродинамика*. «Триумф», М., 2020 – 300 с. DOI: 10.32986/978-5-93673-270-6-2020-04
2. Томилин А.К. Лукин А.Ф., Гульков А.Н. *Эксперимент по созданию канала радиосвязи в морской среде*. Письма в ЖТФ, 2021, том 47, вып.11, С. 48-50. DOI:10.21883/PJTF.2021.11.51009.18710
3. Томилин А.К. Принцип организации канала подводной радиосвязи с использованием шаровых антенн. ЖТФ, 2023, т. 93, вып. 3. С. 397-402. DOI: 10.21883/JTF.2023.03.54852.255-22
4. Tomilin A.K. *Four-dimensional electromagnetic field theory*. Progress in Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS), 2017. P. 1414 – 1420. DOI: 10.1109/PIERS.2017.8261969

Публикации

5. Tomilin A.K., Islamov G. G. *Spectral problem in a generalized theory of electromagnetic waves*. Progress in Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS), 2017. P. 462 – 466. DOI: 10.1109/PIERS.2017.8261785
6. Tomilin A.K. *The potential-vortex theory of electromagnetic waves*. Journal of Electromagnetic Analysis and Applications, 2013, v.5, № 9. P. 347-353. DOI:10.4236/jemaa.2013.59055
7. Томили́н А.К. *Потенциально-вихревая электродинамика*. Электродинамика и техника СВЧ, КВЧ и оптических частот», 2012, т. 17, № 1 (46). – С. 169-173.
8. Tomilin A.K., Panchelyuga V.A., Panchelyuga M.S. *Theoretical Basis and Development of Short-Wave Underwater Radio Communication Systems*. 2024 IEEE 9th All-Russian Microwave Conference (RMC). Page(s):517 – 521. DOI: [10.1109/RMC62880.2024.10845899](https://doi.org/10.1109/RMC62880.2024.10845899)



Спасибо за внимание!

