

# БИЛЕТЫ ПО КУРСУ «ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ»

---

**Авторы:** Хоружий Кирилл  
Евгений Примаков  
Малахов Ислам

**От:** 25 декабря 2020 г.

## Содержание

1.1	Электрические заряды и закон Кулона . . . . .	2
1.2	Электрическое поле и основная задача электростатики . . . . .	4
1.3	Электрическое поле в веществе . . . . .	5
1.4	Энергия электрического поля и емкость . . . . .	6
1.20	Уравнения Максвелла . . . . .	7
1.21	Вектор Умова-Пойтинга . . . . .	9

## 1.1 Электрические заряды и закон Кулона

Взаимодействие частиц друг с другом можно описывать с помощью понятия силового поля. Частица создает вокруг себя поле; на всякую другую частицу, находящуюся в этом поле, действует некоторая сила.

Оказывается, что свойства частицы в отношении ее взаимодействия с электромагнитным полем определяются всего одним параметром – так называемым зарядом частицы.

### Уравнение движения пробного заряда

Как было показано в введении, уравнение движения частицы в электромагнитном поле запишется, как

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \underbrace{-\frac{e}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - e}_{\text{про } E} + \underbrace{\frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{A}]}_{\text{про } H}$$

Так как первая часть не зависит от скорости, то естественно ввести следующие величины

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi && \text{— напряженность электрического поля} \\ \mathbf{H} &= \text{rot } \mathbf{A} && \text{— напряженность магнитного поля} \end{aligned}$$

Теперь уравнение движения в ЭМ поле примет вид

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}], \quad \text{— сила Лоренца.} \quad (1.1)$$

Таким образом может определить  $\mathbf{E}$ , как отношение силы  $\mathbf{F}$ , действующей на неподвижный заряд, помещенный в данную точку поля к величине этого заряда  $q$ :  $\mathbf{E} = \mathbf{F}/q$ .

### Теорема Гаусса

Как было показано в введении, верно что

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho.$$

Или, в интегральной форме

$$i$$

### Закон сохранения заряда

Изменение заряда в объеме в единицу времени:

$$\oint \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{f} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV,$$

где минус появился из-за выбора направления нормали к поверхности. Это уравнение можно переписать в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV = -\oint \mathbf{j} \cdot d\mathbf{f} = -\int \text{div } \mathbf{j} dV, \Rightarrow \int \left( \text{div } \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \right) = 0, \Rightarrow \boxed{\text{div } \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0}. \quad (1.2)$$

Таким образом алгебраическая сумма зарядов электрически замкнутой системы сохраняется. Требование релятивистской инвариантности приводит к тому, что закон сохранения заряда имеет локальный характер: изменение заряда в любом наперед заданном объеме равно потоку заряда через его границу.

### Принцип суперпозиции

Как показывает опыт, электромагнитное поле подчиняется так называемому принципу суперпозиции: поле, создаваемое системой зарядов, представляет собой результат простого сложения полей, которые создаются каждым из зарядов в отдельности. Это значит, что напряженности результирующего поля в каждой точке равны сумме (векторной) напряженностей в этой точке каждого из полей в отдельности.

Всякое решение уравнений поля является полем, которое может быть осуществлено в природе. Согласно принципу суперпозиции сумма любых таких полей тоже должна быть полем, которое может быть осуществлено в природе, т. е. должно удовлетворять уравнениям поля.

Как известно, линейные дифференциальные уравнения как раз отличаются тем свойством, что сумма любых его решений тоже является решением. Следовательно, уравнения для поля должны быть линейными дифференциальными уравнениями.

## Закон Кулона

Рассмотрим точечный заряд, окружим его сферой и запишем для неё теорему Гаусса:

$$\oint_{\partial S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{f} = 4\pi e, \quad \Rightarrow \quad E = \frac{e}{R^2}, \quad \Leftrightarrow \quad \mathbf{E} = \frac{e}{R^2} \frac{\mathbf{R}}{R},$$

что верно в силу радиальной симметрии. Так мы получили *закон Кулона*.

Потенциал же  $\varphi = e/R$ , или, для системы зарядов,

$$\varphi = \sum_a \frac{e_a}{R_a}, \quad \text{или} \quad \varphi = \int \frac{\rho}{R} dV.$$

*Забавный факт:* подстановка в уравнение Пуассона приводит к уравнению вида  $\Delta(1/R) = -4\pi \cdot \delta(R)$ .

Простейшим примером системы зарядов является *диполь*  $q_1 + q_2 = 0$ , для которого верно, что

$$\mathbf{E} = \frac{q}{r_1^2} \frac{\mathbf{r}_1}{r_1} - \frac{q}{r_2^2} \frac{\mathbf{r}_2}{r_2} \quad \xrightarrow{l \ll r_2, r_1} \quad \mathbf{E} = \frac{3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}}{r^3} - \frac{\mathbf{p}}{r^3}, \quad (1.3)$$

где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор направления к рассматриваемой точке, а  $\mathbf{p} = ql$  – *дипольный момент*. Чуть подробнее остановимся на системе зарядов и дипольном моменте.

## 1.2 Электрическое поле и основная задача электростатики

Вместо поиска  $\mathbf{E}$  достаточно найти  $\varphi$ ,

$$\begin{cases} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \\ \text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho \end{cases} \Rightarrow \text{div grad } \varphi \equiv \Delta\varphi = \begin{cases} -4\pi\rho & \text{ур. Пуассона} \\ 0 & \text{ур. Лапласа} \end{cases}$$

Как может быть поставлена задача? Заданы граничные значения, найти распределения зарядов. Заданы заряды, найти распределения. Что-то задано, что-то не задано. Во всех трёх случаях **решение уравнения Пуассона единственно**.

К слову, так как  $\varphi = \varphi(\mathbf{r})$ , а при  $A_i = \text{const}$  верно, что  $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$ , то электростатическое поле потенциально. Также это можно увидеть в работе ЭМ сил, при перемещении заряда по замкнутому контуру:

$$A_{\text{замкн}}/q = \oint_{(L)} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{f} = 0.$$

### Разность потенциалов

**Def 1.1.** Если на участке цепи не действуют сторонние силы, работа по перемещению включает только работу потенциального электрического поля и *электрическое напряжение*  $U_{AB}$  между  $A$  и  $B$  совпадает с разностью потенциалов  $\varphi_A - \varphi_B = A_{AB}^{\text{el}}/q$ . В общем случае  $U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B + \mathcal{E}_{AB}$ .

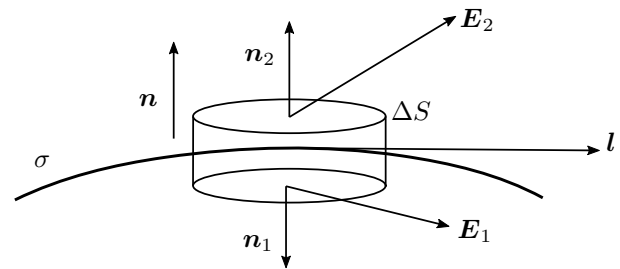
### Граничные условия на заряженной поверхности

По теореме Гаусса верно, что

$$\begin{aligned} E_{2n_2} \Delta S + E_{1n_1} \Delta S &= 4\pi\sigma \Delta S, \\ E_{2n} - E_{1n} &= 4\pi\sigma \end{aligned}$$

По теореме циркуляции верно, что

$$\begin{aligned} E_{2l} \Delta l - E_{1l} \Delta l &= 0 \\ E_{2l} - E_{1l} &= 0. \end{aligned}$$

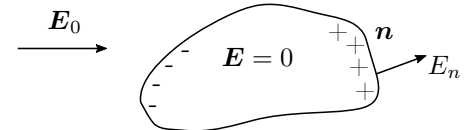


### Проводники

**Def 1.2** (пусть так). *Проводник* – костяк частиц, окруженных *свободными* электронами, которые в пределах тела могут перемещаться на какие угодно расстояния.

В частности, для проводников, верно, что

$$\begin{aligned} E_n &= 4\pi\sigma \\ E_\tau &= 0 \end{aligned}$$



Собственно, объёмных зарядов в проводнике нет, поверхностные есть и компенсируют внешнее поле. Аналогично работает решетка Фарадея, электростатическое поле не проникает в проводники.

### Метод изображений

Если существует некоторая эквипотенциальная поверхность разделяющая пространство на два полупространства, то можем считать что эта поверхность является проводящей. И наоборот, проводящую поверхность можно заменить, на системы зарядов в полупространстве, ей ограниченном, создающих эквипотенциальную поверхность.

### 1.3 Электрическое поле в веществе

*Диэлектрики* – непроводники электричества. В них возбуждаются индукционные заряды, привязанные к кастету частиц, – *поляризационные*, или *связанные заряды*.

Альтернативный вариант – наличие дипольного момента у молекул. При наличии электрического поля дипольные моменты ориентируются, диэлектрик поляризуется. *Вектор поляризации* – дипольный момент единицы объема диэлектрика, возникающий при его поляризации.

Рассмотрим скошенный параллелепипед. На основаниях параллелепипеда возникнут поляризационные заряды с поверхностной плотностью  $\sigma_{\text{пол}}$ . Взяв его площадь за  $S$ , найдём дипольный момент равный  $\sigma_{\text{пол}}Sl$ . Тогда вектор поляризации будет

$$\mathbf{P} = \frac{\sigma_{\text{пол}} S}{V} \mathbf{l}, \quad (1.4)$$

что верно и для анизотропных кристаллов где  $\mathbf{E} \nparallel \mathbf{P}$ .

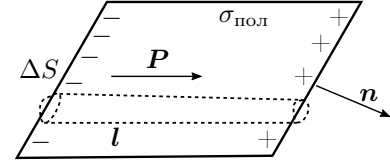
Пусть  $\mathbf{n}$  – единичный вектор внешней нормали к основанию параллелепипеда, тогда  $V = S(\mathbf{l} \cdot \mathbf{n})$ .

Подставив  $V$  в предыдущую формулу, получим, что

$$\sigma_{\text{пол}} = (\mathbf{P} \cdot \mathbf{n}) = P_n$$

Или, более общо,

$$\mathbf{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \mathbf{p}_i$$



В случае неоднородной поляризации верно, что поляризационные заряды могут появиться и на поверхности. Выделим  $V$ , ограниченный  $S$ , смещённый заряд равен  $-P_n dS$ , тогда через  $S$  поступает

$$q_{\text{пол}} = - \oint P_n dS = - \oint (\mathbf{P} \cdot d\mathbf{S}). \quad (1.5)$$

Стоит заметить, что в теорему о циркуляции не входят заряды, соответственно для диэлектриков верно, что

$$\oint_{(L)} \mathbf{E}_l d\mathbf{l} = 0.$$

Далее чаще всего мы будем сталкиваться с линейной поляризацией, когда

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E}, \quad \Rightarrow \quad \mathbf{D} = \underbrace{\mathbf{E}(1 + 4\pi\alpha)}_{\varepsilon} = \varepsilon \mathbf{E},$$

где  $\alpha$  – *поляризуемость диэлектрика*, а  $\varepsilon$  – *диэлектрическая проницаемость*.

Запишем теорему Гаусса для электрического поля в диэлектрике. Знаем, что  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{пол}} + \mathbf{E}_{\text{св}}$ .

$$\oint \mathbf{E}_n dS = 4\pi(q + q_{\text{пол}}) \quad \Rightarrow \quad \oint \underbrace{(\mathbf{E}_n + 4\pi P_n)}_{D_n} dS = 4\pi q. \quad \Rightarrow \quad \boxed{\oint \mathbf{D}_n dS = 4\pi q_{\text{св}}} \quad (1.6)$$

где  $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$  – вектор *электрической индукции*, или *электрического смещения*. Поток вектора  $\mathbf{D}$  определяется только свободными зарядами.

Можно посмотреть на это в дифференциальной форме:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{D} &= 4\pi\rho, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi(\rho - \operatorname{div} \mathbf{P}), \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi(\rho + \rho_{\text{пол}}) \quad \Rightarrow \quad \rho_{\text{пол}} = -\operatorname{div} \mathbf{P}. \end{aligned}$$

Найдём граничные условия: повторяя рассуждения, как для проводников, найдём, что

$$D_{1n} = D_{2n},$$

а в случае линейных диэлектриков верно

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}, \quad \Leftrightarrow \quad E_{2n} - E_{1n} = 4\pi\sigma_{\text{пол}}.$$

Аналогично, из теоремы о циркуляции получим, что

$$E_{1\tau} - E_{2\tau} = 0.$$

Для точечного заряда в однородном диэлектрике, по теореме Гаусса

$$\left. \begin{aligned} D \cdot 4\pi r^2 &= 4\pi q \\ D &= \varepsilon E \end{aligned} \right\} \Rightarrow \boxed{E = \frac{q}{\varepsilon r^2}} \Rightarrow \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon} \mathbf{E}_0, \quad \text{где } \mathbf{E}_0 \text{ – поле в ситуации без среды.}$$

## 1.4 Энергия электрического поля и емкость

Рассказ про объёмную плотность энергии сводится к повторению билета №21, что приведёт к объёмной плотности энергии ЭМ поля

$$\mathcal{W} = \frac{E^2 + H^2}{8\pi}.$$

Найдём теперь энергию системы зарядов. Считая поле постоянным, а заряды неподвижными

$$\mathcal{U} = \frac{1}{8\pi} \int E^2 dV, \quad \text{— энергия системы зарядов,}$$

где  $\mathbf{E}$  — поле от всех зарядов, а интеграл берется по всему пространству. Вспомнив уравнения Максвелла, немного перепишем выражение в

$$\mathcal{U} = -\frac{1}{8\pi} \int \mathbf{E} \operatorname{grad} \varphi dV = -\frac{1}{8\pi} \underbrace{\int \operatorname{div} (\mathbf{E} \cdot \varphi) dV}_{\oint \vec{E} \varphi \cdot d\vec{f}=0} + \frac{1}{8\pi} \int \varphi \operatorname{div} \mathbf{E} dV.$$

Таким образом

$$\mathcal{U} = \frac{1}{2} \int \rho \varphi dV, \quad \text{или, в случае дискретного распределения,} \quad \mathcal{U} = \frac{1}{2} \sum e_a \varphi_a.$$

Тут мы встречаем проблему заряда, находящегося в потенциале собственного поля, но, так как эта величина не зависит от конфигурации зарядов, то его мы проигнорируем, от греха подальше

$$\mathcal{U}' = \frac{1}{2} \sum e_a \varphi'_a, \quad \text{где} \quad \varphi'_a = \sum_{b(\neq a)} \frac{e_b}{R_{ab}}, \quad \Leftrightarrow \quad \mathcal{U}' = \frac{1}{2} \sum_{a \neq b} \frac{e_a e_b}{R_{ab}}. \quad (1.7)$$

### Проводники

В случае *проводников* заряд распределен по поверхности, потенциал вдоль которой не меняется, тогда энергия такой системы

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2} \sum_i \oint_{S_i} \varphi_i \sigma dS = \frac{1}{2} \sum_i \varphi_i \oint \sigma dS = \frac{1}{2} \sum_i \varphi_i Q_i,$$

где  $\varphi_i$  и  $Q_i$  — потенциал и заряд  $i$ -го проводника,  $\sigma$  — плотность заряда.

Так как решение задачи Пуассона единственно, то  $\varphi(\mathbf{r})$  однозначно определяется потенциалами проводников  $\varphi_i$ , поэтому  $Q_i$  — некоторые однозначные функции  $\varphi_i$ . Из-за линейности уравнений поля, эти функции могут быть только линейными, поэтому существует связь вида

$$Q_i = \sum_k C_{ik} \varphi_k, \quad \varphi_i = \sum_k S_{ik} Q_k.$$

Постоянные коэффициенты  $C_{ik}$  называются *емкостными коэффициентами* системы проводников, а  $S_{ik}$  — *потенциальными коэффициентами*. При этом  $C_{ii}$  называют *собственными емкостями*, а  $C_{ik}$ ,  $i \neq k$  — *коэффициентами взаимной емкости* или *коэффициентами электростатической индукции*.

Можно показать, что  $C_{ik} = C_{ki}$ , что ещё называют *соотношением взаимности*. Это позволяет прийти к следующей теореме

**Thm 1.3** (теорема взаимности Грина). *Если есть две конфигурации системы:  $\{\varphi_i; Q_i\}$  и  $\{\varphi'_i; Q'_i\}$ , то всегда верно, что  $\sum Q'_i \varphi_i = \sum Q_k \varphi'_k$ .*

Для одиночного проводника  $Q = C\varphi$ , где  $C$  — *собственная емкость* проводника. В частности, для металлического шарика радиуса  $a$  с зарядом  $Q$ , находящегося в среде с  $\varepsilon$ , получится  $\varphi = Q/(\varepsilon a)$ , т.е.  $C = \varepsilon a$ .

### Конденсатор

В случае двух проводников, с зарядами  $Q_1 = -Q_2 = Q$ , имеем *конденсатор*, коэффициент  $C$  которого называется *емкостью*.

Найдём емкость конденсатора. Из №3 билета понятно, что поле внутри  $E = 2\pi\sigma/\varepsilon \times 2$ . Далее, по определению, вспомнив что  $C_{12} = C_{21}$ , и  $C_{11} = C_{22} = C$ , получим

$$\begin{cases} Q_1 = Q = C_{11}\varphi_1 + C_{12}\varphi_2 \\ Q_2 = -Q = C_{21}\varphi_1 + C_{22}\varphi_2 \end{cases} \Rightarrow Q = C_{12}(\varphi_2 - \varphi_1) = Cl \frac{4\pi}{\varepsilon} \left( \frac{Q}{S} \right), \quad \Rightarrow \quad C = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{S}{l}. \quad (1.8)$$

*Комментарий:* Энергию диполя во внешнем поле смотреть в первом билете.

## 1.20 Уравнения Максвелла

Естественно ввести *тензор электромагнитного поля*:

$$F_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}_{ik}, \quad F^{ik} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}^{ik} \quad (1.9)$$

Тогда уравнения Максвелла запишутся в виде

$$\varepsilon^{iklm} \partial_k F_{lm} = 0, \quad \partial_k F^{ik} = -\frac{4\pi}{c} j^i, \quad (1.10)$$

где  $j^i = (\rho c, \mathbf{j})$ . Прямой подстановкой тензора ЭМ поля нетрудно убедиться, что

Дифференциальная форма в СГС:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (1.11)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (1.12)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.13)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.14)$$

Интегральная форма в СГС:

$$\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = 4\pi Q \quad (1.15)$$

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (1.16)$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \quad (1.17)$$

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} I + \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s}. \quad (1.18)$$

$\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля;

$\mathbf{H}$  — напряженность магнитного поля;

$\mathbf{D}$  — электрическая индукция;

$\mathbf{B}$  — магнитная индукция.

### Материальные уравнения

В проводниках связь между плотностью тока и напряжённостью электрического поля выражается в линейном приближении *законом Ома*:

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

где  $\sigma$  — *удельная проводимость среды*.

В среде сторонние электрические и магнитные поля вызывают поляризацию  $\mathbf{P}$  и намагничивание вещества  $\mathbf{M}$ . Тогда

$$\rho_b = -\nabla \cdot \mathbf{P}$$

$$\mathbf{j}_b = c\nabla \times \mathbf{M} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t},$$

Далее, по определению

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P},$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$$

Что в случае линейной поляризации или линейной намагничиваемости можно записать, как

$$\begin{cases} \mathbf{P} = \chi_e \mathbf{E}, \\ \mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}, \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = (1 + 4\pi\chi_e) \mathbf{E}, \\ \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = (1 + 4\pi\chi_m) \mathbf{H}. \end{cases}$$

где  $\varepsilon$  — *относительная диэлектрическая проницаемость*,  $\mu$  — *относительная магнитная проницаемость*,  $\chi_e$  — *диэлектрическая восприимчивость*,  $\chi_m$  — *магнитная восприимчивость*.

Наконец, в однородных средах верно, что

$$\begin{cases} \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \frac{\rho}{\varepsilon}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \end{cases} \quad \begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mu \mathbf{j} + \frac{\varepsilon \mu}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \end{cases}$$

где в оптическом диапазоне принято  $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ .

## Граничные условия

Опять же, в СГС,

$$\begin{cases} (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) \times \mathbf{n}_{1,2} = 0, \\ (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) \times \mathbf{n}_{1,2} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s, \end{cases} \quad \begin{cases} (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) \cdot \mathbf{n}_{1,2} = -4\pi \rho_s, \\ (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) \cdot \mathbf{n}_{1,2} = 0, \end{cases}$$

где  $\rho_s$  – поверхностная плотность свободных зарядов,  $\mathbf{j}_s$  – плотность поверхностных свободных токов вдоль границы.

Эти граничные условия показывают непрерывность нормальной компоненты вектора магнитной индукции, и непрерывность на границе областей тангенциальных компонент напряжённостей электрического поля.

## Уравнение непрерывности

Источники полей  $\rho, \mathbf{j}$  не могут быть заданы произвольным образом. Применяя операцию дивергенции к четвёртому уравнению (закон Ампера—Максвелла) и используя первое уравнение (закон Гаусса), получаем уравнение непрерывности

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad \Leftrightarrow \quad \oint_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d}{dt} \int_V \rho dV.$$



## 1.21 Вектор Умова-Пойтинга

Вспомнив пару уравнений Максвелла и домножив на  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{E}$  соответственно, получим

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \end{cases} \Rightarrow \frac{1}{c} \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} + \frac{1}{c} \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \underbrace{\mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{H} - \mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{E}}_{-\operatorname{div}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]}.$$

Поэтому естественно ввести следующее определение:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] \quad \text{— вектор Умова-Пойтинга.} \quad (1.19)$$

Тогда уравнение переписется в следующем виде (теорема Пойтинга в диф-форме):

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{E^2 + H^2}{8\pi} = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{j} - \operatorname{div} \mathbf{S}. \quad (1.20)$$

Проинтегрировав по некоторому объему, поймём, что

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{E^2 + H^2}{8\pi} dV = - \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dV - \oint \mathbf{S} \cdot d\mathbf{f}, \quad (1.21)$$

вспомнив скорость изменения кинетической энергии, получим, так называемую, *теорему Пойтинга*

$$\begin{aligned} e\mathbf{E} \cdot \mathbf{v} &= \frac{d}{dt} \mathcal{E}_{\text{кин}}, \\ \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dV &= \sum e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}, \end{aligned} \quad \longrightarrow \quad \frac{\partial}{\partial t} \left[ \int \frac{E^2 + H^2}{8\pi} dV + \sum \mathcal{E}_{\text{кин}} \right] = - \oint_{\partial V} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{f}. \quad (1.22)$$

И теперь уже естественно разделить левую часть на энергию зарядов, и энергию поля:

$$\mathcal{W} = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} \quad \text{— плотность энергии ЭМ поля,}$$

а также ввести следующую величину:

$$\oint_{\partial V} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{f} \quad \text{— поток энергии ЭМ поля.}$$