

Multipolos Elétricos

Capítulo 5

Matéria Condutora

Prof. Dr. Rafael Camargo Rodrigues de Lima

“ *Os fenômenos elétricos fora da esfera
são idênticos àqueles que surgem de
uma série imaginária de pontos singulares
todos no centro da esfera.* ”



JAMES CLERK MAXWELL (1891)

Por permissão da Oxford University Press



Matéria Condutora

Capítulo 5

Condutores perfeitos, indução eletrostática e polarizabilidade

5.1 Introdução

Ideia física

Um **condutor perfeito** é um modelo macroscópico no qual campos elétricos estáticos são completamente excluídos do interior do material.

Como

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}), \quad (1)$$

segue que, no interior de um condutor perfeito, devemos ter:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0, \quad \rho(\mathbf{r}) = 0, \quad \mathbf{r} \in V. \quad (5.1)$$

Consequência: a carga fica na superfície

Resultado central

Se $\rho(r) = 0$ no interior do condutor, qualquer carga líquida em excesso não pode permanecer distribuída no volume.

Portanto, a carga excedente acumula-se na superfície do condutor na forma de uma densidade superficial:

$$\sigma(r_S).$$

Interpretação

Em equilíbrio eletrostático, o interior do condutor é neutro macroscopicamente, mas a superfície pode sustentar uma distribuição de carga.

Exemplo: esfera condutora isolada

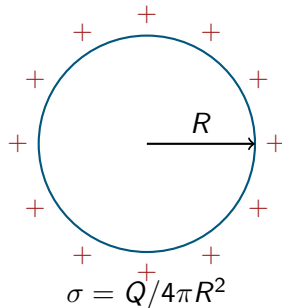
Esfera condutora

Considere uma esfera condutora isolada, com:

- raio R ;
- carga total Q ;
- simetria esférica.

Pela simetria,

$$\sigma = \frac{Q}{4\pi R^2}.$$



Potencial da esfera condutora

Fora da esfera, pela lei de Gauss, o campo é igual ao de uma carga pontual Q no centro:

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2}, \quad r \geq R.$$

Logo,

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r}, \quad r \geq R.$$

Dentro do condutor, $E = 0$, portanto o potencial é constante.

$$\varphi(r) = \begin{cases} \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R}, & r \leq R, \\ \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}, & r \geq R. \end{cases} \quad (5.2)$$

5.2 Indução Eletrostática

Campo externo aplicado

Na presença de um campo externo E_{ext} , as cargas móveis do condutor se rearranjam até que o campo total no interior seja nulo.

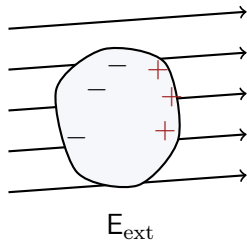
$$E(r) = E_{\text{ext}}(r) + E_{\text{self}}(r) = 0, \quad r \in V. \quad (2)$$

Nome do fenômeno

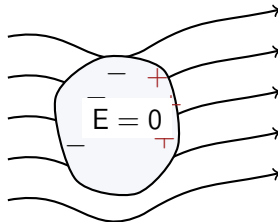
Esse rearranjo de cargas é chamado de **indução eletrostática**.

Figura: polarização de um condutor neutro

(a) Campo externo



(b) Equilíbrio



Interpretação

O campo externo separa levemente as cargas. A distribuição induzida cria E_{self} , que cancela E_{ext} no interior.

Campo produzido pela carga superficial

A carga induzida na superfície gera um campo próprio:

$$E_{\text{self}}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S dS' \sigma(r') \frac{r - r'}{|r - r'|^3}.$$

Assim, a condição de equilíbrio dentro do condutor fica:

$$E(r) = E_{\text{ext}}(r) + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S dS' \sigma(r') \frac{r - r'}{|r - r'|^3} = 0, \quad r \in V. \quad (5.3)$$

O que realmente se move?

Em um metal real, a indução eletrostática não exige um deslocamento macroscópico de elétrons por longas distâncias.

- As funções de onda eletrônicas são perturbadas pelo campo externo.
- Pequenas redistribuições locais produzem excesso ou déficit de carga na superfície.
- No volume, a média macroscópica da carga perturbada é zero.

Resumo

A indução é um fenômeno macroscópico, mas sua origem está em pequenas perturbações microscópicas das cargas móveis.

Momento de dipolo induzido

Para um condutor neutro em um campo externo uniforme, a distribuição superficial induzida pode produzir, longe do condutor, um campo aproximadamente dipolar.

$$\mathbf{p} = \int_S dS \mathbf{r} \sigma(r). \quad (5.4)$$

Interpretação

O momento de dipolo mede a separação efetiva entre regiões de excesso e déficit de carga induzida.

Para objetos não esféricos, também aparecem contribuições de quadrupolo e multipolos superiores.

Teorema de Thomson

Teorema de Thomson da Eletrostática

Enunciado

A energia eletrostática de um corpo condutor de forma e tamanho fixos é mínima quando a carga Q se distribui de modo que o potencial eletrostático seja constante em todo o corpo.

Como

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi,$$

potencial constante implica

$$\mathbf{E} = 0.$$

Conclusão

O interior de um condutor perfeito em equilíbrio eletrostático é equipotencial.

Prova: Energia eletrostática funcional

Se $\rho(r)$ é a densidade de carga no volume V , e $\varphi_{\text{ext}}(r)$ é o potencial produzido por cargas externas fixas, a energia eletrostática é:

$$U_E[\rho] = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \int_V d^3r \int_V d^3r' \frac{\rho(r)\rho(r')}{|r-r'|} + \int_V d^3r \rho(r)\varphi_{\text{ext}}(r). \quad (5.5)$$

Observação

O fator $1/2$, embutido em $1/8\pi\epsilon_0$, evita contar duas vezes a interação entre pares de elementos de carga.

Queremos minimizar U_E

A carga total é mantida fixa:

$$Q = \int_V d^3r \rho(r).$$

Para minimizar $U_E[\rho]$ com essa restrição, usamos um multiplicador de Lagrange λ :

$$I[\rho] = U_E[\rho] - \lambda \int_V d^3r \rho(r). \quad (5.6)$$

O extremo da energia ocorre quando:

$$\delta I = I[\rho + \delta\rho] - I[\rho] = 0. \quad (5.7)$$

Variação do termo de autoenergia

No termo duplo, fazemos:

$$\rho(r) \rightarrow \rho(r) + \delta\rho(r), \quad \rho(r') \rightarrow \rho(r') + \delta\rho(r').$$

Mantendo apenas termos lineares em $\delta\rho$:

$$\delta I = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \int_V d^3r \int_V d^3r' \left[\frac{\rho(r)\delta\rho(r')}{|r-r'|} + \frac{\delta\rho(r)\rho(r')}{|r-r'|} \right] + \int_V d^3r \delta\rho(r)\varphi_{\text{ext}}(r) - \lambda \int_V d^3r \delta\rho(r). \quad (5.8)$$

Por que aparece o fator 2?

O primeiro termo dentro dos colchetes pode ser reescrito trocando os nomes das variáveis mudas:

$$\mathbf{r} \leftrightarrow \mathbf{r}'.$$

Como

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|,$$

os dois termos lineares são iguais. Portanto,

$$\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \times 2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}.$$

Assim,

$$\delta I = \int_V d^3r \, \delta\rho(\mathbf{r}) \left[\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \varphi_{\text{ext}}(\mathbf{r}) - \lambda \right]. \quad (5.9)$$

Condição de extremo

Como $\delta\rho(r)$ é arbitrária, o termo entre colchetes deve ser nulo:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V d^3r' \frac{\rho(r')}{|r - r'|} + \varphi_{\text{ext}}(r) = \lambda, \quad r \in V. \quad (5.10)$$

Identificação

O lado esquerdo é o potencial eletrostático total:

$$\varphi_{\text{tot}}(r) = \varphi_{\text{self}}(r) + \varphi_{\text{ext}}(r).$$

Logo,

$$\varphi_{\text{tot}}(r) = \lambda = \text{constante}.$$

Conclusão do teorema de Thomson

Resultado

A configuração de equilíbrio minimiza a energia quando o potencial total é constante no condutor:

$$\varphi_{\text{tot}} = \text{constante.}$$

Como

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi_{\text{tot}},$$

segue que

$$\mathbf{E} = 0$$

em todo o interior do condutor.

Comentário

Os termos de segunda ordem em $\delta\rho$ são positivos, portanto o extremo é um mínimo de energia, não um máximo.

Exemplo 5.1: esfera condutora em campo uniforme

Exemplo 5.1

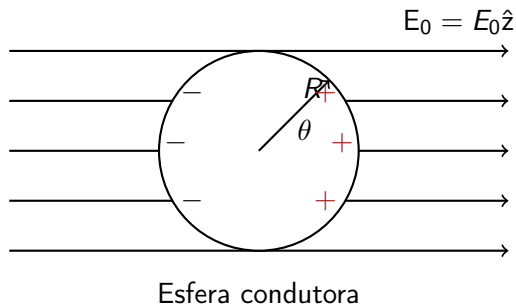
Encontrar o potencial produzido por uma esfera condutora de raio R colocada em um campo elétrico uniforme

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \hat{\mathbf{z}}.$$

Também mostrar que a esfera adquire momento de dipolo

$$\mathbf{p} = \alpha \epsilon_0 \mathbf{E}_0, \quad \alpha = 4\pi R^3.$$

Geometria do problema



Simetria

A distribuição induzida depende apenas de θ , isto é,

$$\sigma = \sigma(\theta).$$

Potencial do campo externo

Um campo uniforme na direção z pode ser escrito como:

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \hat{\mathbf{z}}.$$

Como $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$, um potencial correspondente é:

$$\varphi_{\text{ext}}(r, \theta) = -E_0 z = -E_0 r \cos \theta. \quad (3)$$

Dentro da esfera condutora, o campo total deve ser nulo. Portanto,

$$\mathbf{E}_{\text{self}} = -\mathbf{E}_0.$$

Logo, no interior,

$$\varphi_{\text{self}}(r < R, \theta) = E_0 z = E_0 r \cos \theta. \quad (4)$$

Expansão multipolar exterior

Fora da esfera, o potencial produzido pela carga induzida satisfaz a equação de Laplace e pode ser escrito como uma expansão multipolar axial:

$$\varphi_{\text{self}}(r > R, \theta) = \frac{A}{r} + \frac{B}{r^2} \cos \theta + \frac{C}{r^3} P_2(\cos \theta) + \dots \quad (5)$$

Simplificação

A esfera é neutra, portanto não há termo monopolar:

$$A = 0.$$

A condição de contorno em $r = R$ tem dependência angular apenas em $\cos \theta$. Por isso, os termos $P_2, P_3, \dots$ não aparecem.

Continuidade do potencial em $r = R$

O potencial deve ser contínuo na superfície:

$$\varphi_{\text{self}}(R^-, \theta) = \varphi_{\text{self}}(R^+, \theta).$$

Como

$$\varphi_{\text{self}}(R^-, \theta) = E_0 R \cos \theta,$$

e

$$\varphi_{\text{self}}(R^+, \theta) = \frac{B}{R^2} \cos \theta,$$

temos:

$$\frac{B}{R^2} = E_0 R.$$

Logo,

$$B = E_0 R^3.$$

Portanto,

Potencial total

Somando o potencial externo com o potencial induzido:

$$\varphi_{\text{tot}} = \varphi_{\text{ext}} + \varphi_{\text{self}}.$$

No interior:

$$\varphi_{\text{tot}}(r < R, \theta) = -E_0 r \cos \theta + E_0 r \cos \theta = 0.$$

Fora da esfera:

$$\varphi_{\text{tot}}(r > R, \theta) = -E_0 r \cos \theta + \frac{E_0 R^3}{r^2} \cos \theta. \quad (7)$$

Ou seja,

$$\varphi_{\text{tot}}(r > R, \theta) = -E_0 \left(r - \frac{R^3}{r^2} \right) \cos \theta.$$

Comparação com o potencial de um dipolo

O potencial de um dipolo elétrico $\mathbf{p} = p\hat{\mathbf{z}}$ é:

$$\varphi_{\text{dip}}(r, \theta) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos \theta}{r^2}. \quad (8)$$

Comparando com

$$\varphi_{\text{self}}(r > R, \theta) = \frac{E_0 R^3}{r^2} \cos \theta,$$

obtemos:

$$\frac{p}{4\pi\epsilon_0} = E_0 R^3.$$

Logo,

$$p = 4\pi\epsilon_0 R^3 E_0. \quad (9)$$

Definição

A polarizabilidade α é definida por:

$$p = \alpha \epsilon_0 E_0.$$

Usando

$$p = 4\pi\epsilon_0 R^3 E_0,$$

temos:

$$\alpha = 4\pi R^3. \quad (10)$$

$$p = \alpha \epsilon_0 E_0.$$

$$\alpha = 4\pi R^3. \quad (11)$$

Interpretação

A polarizabilidade de uma esfera condutora cresce com o seu volume.

Campo elétrico externo da esfera

A partir de

$$\varphi_{\text{tot}}(r, \theta) = -E_0 \left(r - \frac{R^3}{r^2} \right) \cos \theta,$$

temos, em coordenadas esféricas:

$$E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad E_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}.$$

Logo,

$$E_r(r, \theta) = E_0 \left(1 + 2 \frac{R^3}{r^3} \right) \cos \theta, \quad (12)$$

$$E_\theta(r, \theta) = -E_0 \left(1 - \frac{R^3}{r^3} \right) \sin \theta. \quad (13)$$

Carga superficial induzida

Na superfície $r = R$,

$$E_{\theta}(R, \theta) = 0,$$

como deve ocorrer em um condutor em equilíbrio.

Além disso,

$$E_r(R, \theta) = 3E_0 \cos \theta.$$

A condição de contorno para a componente normal do campo é:

$$E_{\perp}^{\text{fora}} - E_{\perp}^{\text{dentro}} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

Como $E_{\perp}^{\text{dentro}} = 0$, temos:

$$\sigma(\theta) = 3\epsilon_0 E_0 \cos \theta. \quad (14)$$

$$\varphi_{\text{tot}}(r < R, \theta) = 0.$$

$$\varphi_{\text{tot}}(r > R, \theta) = -E_0 \left(r - \frac{R^3}{r^2} \right) \cos \theta.$$

$$p = 4\pi\epsilon_0 R^3 E_0.$$

$$\alpha = 4\pi R^3.$$

$$\sigma(\theta) = 3\epsilon_0 E_0 \cos \theta.$$

5.2.2 Densidade Superficial de Carga

Condições de contorno na superfície

Considere um ponto r_S na superfície do condutor e $\hat{n}$ a normal externa.

Condições de matching

A densidade superficial $\sigma(r_S)$ aparece na descontinuidade da componente normal do campo elétrico:

$$\hat{n} \times (\mathbf{E}_{\text{out}} - \mathbf{E}_{\text{in}}) = 0, \quad (5.11)$$

$$\hat{n} \cdot (\mathbf{E}_{\text{out}} - \mathbf{E}_{\text{in}}) = \frac{\sigma(r_S)}{\epsilon_0}. \quad (5.12)$$

Para um condutor perfeito

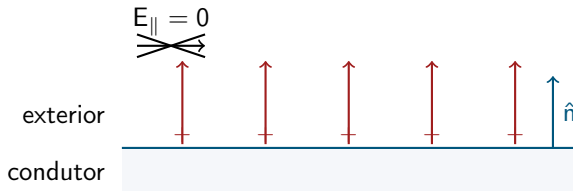
$$\mathbf{E}_{\text{in}} = 0.$$

O campo externo é normal à superfície

Como $E_{\text{in}} = 0$, a condição tangencial implica:

$$\hat{n} \times E_{\text{out}}|_S = 0. \quad (5.13)$$

Portanto, imediatamente fora do condutor, o campo não pode ter componente tangencial.



Ideia física

Se houvesse campo tangencial na superfície, cargas livres se moveriam ao longo do condutor. Equilíbrio eletrostático exige que essa componente desapareça.

Campo normal e densidade superficial

Usando $E_{\text{in}} = 0$ também na condição normal:

$$\hat{n} \cdot E_{\text{out}} = \frac{\sigma(r_S)}{\epsilon_0}.$$

Como E_{out} é puramente normal à superfície,

$$E_{\text{out}}(r_S) = \hat{n} \frac{\sigma(r_S)}{\epsilon_0}. \quad (5.14)$$

Equivalentemente,

$$\sigma(r_S) = \epsilon_0 \hat{n} \cdot E_{\text{out}}(r_S). \quad (5.15)$$

Forma útil em termos do potencial

Se $E = -\nabla\varphi$, então a carga superficial é determinada pela derivada normal do potencial imediatamente fora do condutor:

$$\sigma(r_S) = -\epsilon_0 \left. \frac{\partial\varphi_{\text{out}}}{\partial n} \right|_S. \quad (15)$$

Leitura da fórmula

- $\partial/\partial n = \hat{n} \cdot \nabla$;
- o potencial é contínuo na superfície;
- a derivada normal do potencial pode saltar;
- esse salto codifica a densidade superficial σ .

Estratégia prática

Depois de resolver o problema de potencial fora do condutor, obtemos σ sem precisar calcular diretamente a distribuição microscópica de carga.

Aplicação: esfera em campo uniforme

Para a esfera condutora do Exemplo 5.1,

$$\varphi_{\text{out}}(r, \theta) = -E_0 r \cos \theta + \frac{E_0 R^3}{r^2} \cos \theta.$$

Na superfície, $\hat{n} = \hat{r}$, então:

$$\begin{aligned}\sigma(\theta) &= -\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial r} \left[-E_0 r \cos \theta + \frac{E_0 R^3}{r^2} \cos \theta \right] \Big|_{r=R} \\ &= 3\epsilon_0 E_0 \cos \theta.\end{aligned}\tag{5.16}$$

Sinal

$\sigma > 0$ no hemisfério voltado para $+\hat{z}$ e $\sigma < 0$ no hemisfério oposto.

notas: pag.11-13

Recuperando o dipolo pela carga superficial

O momento de dipolo induzido pode ser calculado diretamente de σ :

$$\mathbf{p} = \int_S dS \mathbf{r} \sigma(r). \quad (5.17)$$

Para a esfera, $\mathbf{r} = R\hat{\mathbf{r}}$ e $\sigma(\theta) = 3\epsilon_0 E_0 \cos \theta$. Pela simetria, só sobrevive a componente z :

$$p_z = 2\pi R^3 \int_0^\pi d\theta \sin \theta \cos \theta \sigma(\theta).$$

Logo,

$$\mathbf{p} = 4\pi\epsilon_0 R^3 E_0 \hat{\mathbf{z}}. \quad (16)$$

Quando a simetria é quebrada

Regra geral

A densidade $\sigma(r_S)$ raramente é uniforme.

- Em uma esfera isolada e carregada, a simetria força

$$\sigma = \frac{Q}{4\pi R^2}.$$

- Em uma esfera neutra submetida a campo uniforme,

$$\sigma(\theta) = 3\epsilon_0 E_0 \cos \theta.$$

- Em condutores não esféricos, mesmo com carga total fixa, a geometria da superfície concentra mais carga em regiões de maior curvatura.

Moral física

O campo externo logo fora do condutor é forte onde a carga superficial local é grande:

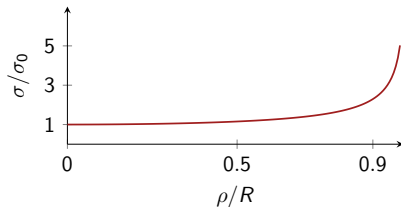
Bordas afiadas: o disco condutor

Um resultado surpreendente do Zangwill é que σ pode divergir em bordas macroscopicamente afiadas.

Disco condutor fino

Para um disco condutor de raio R , carga total Q e espessura muito pequena, a densidade superficial é

$$\sigma(\rho) = \frac{Q}{4\pi R \sqrt{R^2 - \rho^2}}, \quad 0 \leq \rho < R. \quad (5.18)$$



Interpretação da divergência na borda

No disco,

$$\sigma(\rho) \propto \frac{1}{\sqrt{R^2 - \rho^2}}.$$

Assim, quando $\rho \rightarrow R$, a densidade superficial cresce sem limite no modelo ideal.

O que isso significa?

- A borda fina concentra linhas de campo.
- A aproximação de condutor perfeito com borda matematicamente afiada produz uma singularidade.
- Em um metal real, a borda tem raio de curvatura finito e a divergência é suavizada em um valor máximo grande, mas finito.

Conexão importante

Esse comportamento antecipa a ideia de que pontas e arestas intensificam o campo elétrico local.

Resultados essenciais

- O campo dentro do condutor é nulo:

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = 0.$$

- Logo fora da superfície, o campo é normal:

$$\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_{\text{out}} = 0.$$

- A carga superficial determina o campo normal:

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \hat{\mathbf{n}} \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

- A densidade superficial pode ser extraída do potencial:

$$\sigma = -\epsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial n}$$

5.3 Bli

Ideia central

Condutores podem **reduzir** ou **eliminar** o campo elétrico em uma região escolhida do espaço.

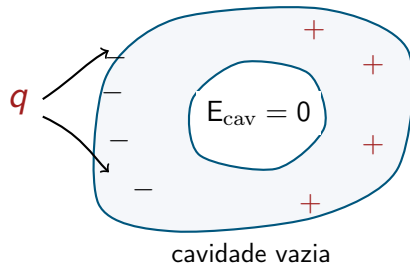
No Zangwill, a situação canônica é um condutor neutro com uma cavidade vazia no seu interior.

- Uma carga externa polariza a superfície externa do condutor.
- O campo no material condutor é nulo.
- O ponto essencial é mostrar que o campo dentro da cavidade vazia também é nulo.

Resultado de blindagem

Uma amostra colocada dentro da cavidade vazia fica protegida dos efeitos eletrostáticos de cargas externas.

Condutor com cavidade: carga externa



Mensagem da figura

A carga externa induz σ na superfície externa, mas não produz campo eletrostático dentro da cavidade vazia.

Prova: suponha que há campo na cavidade

Suponha, por contradição, que existe um campo $E_{\text{cav}} \neq 0$ dentro da cavidade.

Linha de campo hipotética

Uma linha de campo na cavidade sairia de uma região positiva da parede interna, em A , e terminaria em uma região negativa da parede interna, em B .

Agora fechamos o caminho:

- de A até B , seguimos a linha de campo dentro da cavidade;
- de B até A , voltamos por um caminho dentro do material condutor.

Fato eletrostático

Como $\nabla \times \mathbf{E} = 0$,

$$\oint d\ell \cdot \mathbf{E} = 0.$$

Integral de linha e contradição

No caminho fechado descrito:

$$0 = \oint d\ell \cdot \mathbf{E} = \int_A^B d\ell |\mathbf{E}_{\text{cav}}| + \int_B^A d\ell \cdot \mathbf{E}_{\text{cond}}. \quad (17)$$

Mas, no material condutor,

$$\mathbf{E}_{\text{cond}} = 0.$$

Logo,

$$0 = \int_A^B d\ell |\mathbf{E}_{\text{cav}}|. \quad (5.34)$$

O integrando é positivo. Portanto, a única possibilidade é

$$\mathbf{E}_{\text{cav}} = 0.$$

Consequências para a cavidade vazia

Se a cavidade está vazia e as cargas estão fora do condutor, então:

$$E_{\text{cav}} = 0, \quad \varphi_{\text{cav}} = \text{constante.} \quad (18)$$

Superfície interna

Como a cavidade faz o papel de “lado de fora” para a parede interna, usamos

$$\sigma = \epsilon_0 \hat{n} \cdot E_{\text{cav}}.$$

Portanto,

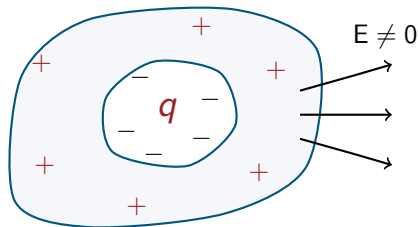
$$\sigma_{\text{parede interna}} = 0.$$

Blindagem

Toda a redistribuição de carga necessária para cancelar o campo ocorre na superfície externa do condutor.

Carga dentro da cavidade

A blindagem não é simétrica: uma carga colocada dentro da cavidade não fica escondida do mundo exterior.



Indução nas duas superfícies

O condutor desenvolve carga superficial tanto na parede da cavidade quanto na superfície externa.

Por que há campo do lado de fora?

Considere uma superfície gaussiana que envolve todo o condutor e a cavidade. Se há uma carga q dentro da cavidade,

$$\oint_S dS \cdot \mathbf{E} = \frac{q_{\text{total}}}{\epsilon_0}. \quad (19)$$

Condutor inicialmente neutro

A parede interna adquire carga total $-q$. Para conservar a carga total do condutor, a superfície externa adquire $+q$.

Assim, uma superfície gaussiana externa enxerga carga líquida q . Logo, o campo externo não pode ser nulo em geral.

Comentário do Zangwill

O campo fora do condutor não depende da posição exata da carga dentro da cavidade. A prova completa aparece mais adiante, em teoria do potencial.

Aplicação prática

Uma cavidade condutora funciona como uma **gaiola de Faraday**: cargas externas reorganizam a carga na superfície externa, mas não criam campo eletrostático no interior vazio.

- O condutor sólido ideal realiza blindagem perfeita em eletrostática.
- Uma malha metálica pode funcionar quase tão bem para campos eletrostáticos, desde que os furos sejam pequenos em relação à escala espacial do problema.
- A blindagem depende da conectividade condutora e da condição $E = 0$ no metal.

Cuidado conceitual

Blindar uma região contra cargas externas não significa esconder cargas internas do exterior.

Resultados principais

- Um condutor perfeito tem $E = 0$ em seu material.
- Se a cavidade interna está vazia, então também

$$E_{\text{cav}} = 0.$$

- A prova usa $\oint d\ell \cdot E = 0$ e a positividade de $\int_A^B d\ell |E_{\text{cav}}|$.
- Cargas externas induzem carga apenas na superfície externa.
- Cargas dentro da cavidade induzem carga na parede interna e na superfície externa; nesse caso, há campo fora do condutor.

Ideias principais

- No interior de um condutor perfeito:

$$E = 0, \quad \rho = 0.$$

- Carga excedente fica na superfície.
- Um campo externo induz uma distribuição $\sigma(r_S)$.
- A distribuição induzida cria um campo que cancela o campo externo no interior.
- O equilíbrio eletrostático minimiza a energia: este é o teorema de Thomson.