Esercitazione 1 – cariche puntiformi (numero finito), distribuzioni continue di carica, calcolo diretto di E

1) Il **campo elettrico** è additivo (somma vettoriale). È diretto lungo la congiungente tra carica puntiforme e punto che sto considerando. $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon}\frac{q}{r^2}\hat{r}$
   Il **potenziale** è uno scalare. È additivo (ovviamente non vettoriale). $V = \frac{1}{4\pi\epsilon}\frac{q}{r}$
   Energia potenziale: energia di una carica = qV (V che sente q, ovvero V generato dalle altre cariche puntiformi)
   Energia elettrostatica: energia di tutte le cariche. (1/2 perché non dobbiamo contare due volte)
   $$U_{TOT} = \frac{1}{2}\sum_{i\neq j}\frac{q_i q_j}{4\pi\varepsilon_0 r_{ij}}$$
   Lavoro esterno = - Lavoro interno = DeltaU = Uf – Ui. Se le cariche sono all'infito l'energia delle cariche è nulla, perché il potenziale all'infinito è 0 (quindi Ui = 0).

3-4)Sappiamo che la carica è quantizzata (elettrone carica elementare), ma ci sono casi in cui la carica è cosí densa che puó essere approssimata a una distribuzione continua (lamda, sigma, ro).
   Per trovare la carica totale basta integrare sigmadS, rodV a seconda dei casi.
   Per disco e sfera: $dS = 2\pi r\,dr \quad dV = 4\pi r^2\,dr$

5) **Calcolo diretto E**. Bisogna trovare un campo elementare che conosco e integrare. Il metodo diretto si puó applicare solo a punti ad alta simmetria (quindi negli assi di simmetria), non ci permette di calcolare il campo in ogni punto.
Per la **spira** posso pensare che sia costituita da tante cariche puntiformi e trovare il campo sull'asse facendo la somma dei campi esercitati dalle cariche sull'asse. Il campo sarà tutto verticale (le componenti orizzontali sono uguali e contrarie e si annullano).
Allo stesso modo posso trovare il campo del **disco** facendo la somma dei campi delle spire.
Se ho una **lastra** posso pensarla come una serie di fili (anche qui sopravvive solo la componente verticale. Il campo del filo è radiale $E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 r}$
Espira sull'asse = $\frac{\lambda R y}{2\varepsilon_0(R^2+y^2)^{3/2}}$ u_y Elastra sull'asse = $\frac{\sigma}{\pi\varepsilon_0}\arctan\left(\frac{H}{2}\right)$ (se H tende all'infinito avró E del piano = sigma/2epsilon0)

I campi elettrici possono essere discontinui. E=-gradV, ovvero il campo è la derivata del potenziale. Il potenziale deve essere derivabile, e quindi continuo (rappresenta l'energia, che non si distrugge).

(vedi appunti Nabla) Il rotore ci dice se un campo sta ruotando. Il rotore di E è uguale a 0 perché il campo elettrostatico è irrotazionale (associato a una forza conservativa, ovvero il lavoro della forza dipende solo dal punto iniziale e finale e non dal percorso).

Esercitazione 2 –

$$\int_V \vec{\nabla}\cdot\vec{F}\,dV = \int_\Sigma \vec{F}\cdot d\vec{S}$$

Teorema della divergenza: l'integrale della divergenza nel volume è uguale al flusso del campo vettoriale.

Teorema di Stokes (o del rotore): il flusso del rotore di F si puó scrivere come un integrale di linea scalar un elementino di linea gamma chiusa (che è il bordo della superficie sui cui si calcola il flusso).
$$\int_{\Sigma_{aperta}}(\vec{\nabla}\times\vec{F})\cdot d\vec{S} = \oint_\gamma \vec{F}\cdot d\vec{l}$$

Legge di Gauss: ci permette di calcolare il campo elettrico in tutto lo spazio!! $\Phi(\vec{E}) = \int \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\varepsilon_0}$

1) Come procedere: si inizia pensando alla simmetria del sistema (sferica, cilindrica), si sceglie poi una superficie attraverso cui calcolare il flusso del campo (sfera o sup cilindro), si divide lo spazio in regioni e si risolvono gli integrali in tutte le regioni di spazio.
   Per trovare E: 0…infinito
   Per trovare V: infinito…0. V all'infinito è 0 (per il cilindro è 0 nella superficie più esterna perché all'infinito invece diverge, è più infinito).
   (V=integrale di E scalar dr).

Esercitazione 3 – energia elettrostatica per sistemi continui di cariche, conduttori

1) Eel=Uel = $U_{el} = \int_{\text{tutto lo spazio}} u_{el}\, dV$ quindi l'integrale della densità di energia elettrostatica: $\frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2$

   Ovviamente, nel caso della sfera, il campo elettrostatico sarà diverso dentro e fuori, quindi dovró sommare due integrali (uno per ciascuna regione di spazio).

3) **Conduttori**: E = 0 in ogni punto del conduttore; V = costante in ogni punto del conduttore.
   Poiché V è costante, l'energia elettrostatica del conduttore posso scriverla come (QV)/2.
   Capacità: Q/V. La capacità è una grandezza che non dipende dalla carica o dal potenziale, ma solo da fattori geometrici del conduttore

   Se ho due conduttori, Ueltotale sarà uguale alla somma di Uel1 e Uel2.
   La condizione di **energia minima** è la condizione in cui il potenziale è lo stesso per i due conduttori.
   Se uniamo i conduttori con un filo, è come se il sistema fosse formato da un unico conduttore con V costante e Uel=QV/2, dove Q è la carica totale (Q1 + Q2) e V sarà il V di quando l'energia è minima.
   Se Uf è minima (o comunque minore di Ui), la differenza di energia elettrostatica sarà minore di 0: saremo in un caso di energia dissipata.

4) **Induzione totale**: quando inserisco una carica +q all'interno di un guscio conduttore non posso farla sparire: la carica totale si conserva perché avrò -q nella superficie interna del conduttore e +q nella faccia esterna (in questo modo E = 0 dentro il conduttore).

Cosa succede se connetto a **massa**: la massa mi impone che il potenziale nel punto connesso a massa sia nullo. La massa funge da serbatoio infinito di cariche (sottrae o dona cariche al fine di realizzare il potenziale nullo…. La carica totale non si conserverà più). Se è un conduttore connesso a massa, V sarà 0 in tutto il conduttore.

Esercitazione 4 – Condensatori

Sistema di conduttori (due lastre conduttrici in induzione totale).
Si parlerà di differenza di potenziale perché non abbiamo più solo un potenziale, bensì due (abbiamo due conduttori). Di conseguenza $U = \frac{Q\Delta V}{2}$ $C = \frac{Q}{\Delta V}$

Convenzione segni: E uscente da faccia positiva, DeltaV uscente da faccia negativa.

1) Lastre piane e parallele: $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$
2) **Condensatori in serie**: quando ho un unico ramo, per far si che E=0 dentro le lastre conduttrici, devo imporre che i condensatori (disposti in serie su un unico filo) abbiano la **stessa carica**. Capacità e differenza di potenziale saranno diversi. Posso però scrivere una capacità equivalente, che in questo caso è il reciproco della somma dei reciproci. $\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}\right)^{-1}$

   Se connetto un filo e lascio acceso Vo, allora Vo resta costante (prima e dopo la connessione del filo). Nell'esercizio: non c'è più carica nei condensatori 2 e 3 perché DeltaV=0 (V è costante lungo il filo conduttore, quindi la differenza di potenziale è 0 ai capi del filo). Quindi non avremo più capacità equivalente, ma colo C1.
   Se disconnetto il generatore (Vo) e poi connetto il filo, sarà la carica a conservarsi.

Esercitazione 5 – Dielettrici

Carica libera: carica che metto io.
Quando ho un dielettrico il campo può penetrare. Inizialmente il dielettrico è neutro, se però viene attraversato da un campo elettrico esterno si polarizza, disponendo delle cariche di polarizzazione (cariche fittizie che possono essere sia nella superficie che nel volume). L'effetto di queste cariche è generare un campo opposto che diminuisce il campo totale dentro il dielettrico.
Avrò quindi delle densità di carica di polarizzazione e la mia **carica di polarizzazione** sarà data da

$Q_p = \int \sigma_p \, dS + \int \rho_p \, dV = 0$ La somma deve essere 0, perché non ho caricato il dielettrico! Sono cariche fittizie (il dielettrico deve rimanere neutro).

Per trovarle devo immaginare di staccare il dielettrico, concentrandomi solo su quello.

$$\sigma_P = \vec{P} \cdot \vec{n}$$
$$\rho_P = -\operatorname{div}(\vec{P}) = -\left[\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}\right] = -\frac{1}{r^2}\left[\frac{d}{dr}(r^2 P)\right]$$

Quando parlo di dielettrici devo introdurre il **vettore spostamento dielettrico D** e il **vettore polarizzazione** (che è l'effetto dell'applicazione del campo).
$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \\ \vec{P} = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1)\vec{E} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \end{cases}$$

Per risolvere il problema di Gauss con i dielettrici devo applicarlo a D (Qint=libera). $\Phi(\vec{D}) = \int \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q_{int}$

$U_e = \int \frac{1}{2} \vec{D} \cdot \vec{E} \, dV$ (dove nel vuoto epsilon3=1, quindi integro la solita $\frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2$)

Esercitazione 6 – dielettrici nei condensatori

1) Condensatore riempito con due lastre dielettriche.
Il campo E e D saranno diversi nei due dielettrici perché c'è una permittività diversa.
Condizioni al contorno per E e per D: se ho due materiali e una superficie di separazione tra i due materiali, la componente tangente di E è uguale. Per D invece è la componente normale che si conserva.
→Per condensatori piani e paralleli, la differenza di potenziale è data dal campo per lo spessore: $\Delta V = Ed$
Per calcolare la capacità mi dimentico delle cariche di polarizzazione perché per la capacità conta solo la carica libera. Alla fine si può vedere come è come se ci fossero due condensatori **in serie**.
(Nell'esercizio avrei anche potuto usare Gauss per il primo punto, trovando il campo D e E immaginando una superficie cilindrica).
D = sigma

2) Dielettrici in condensatore piano disposti perpendicolarmente alle lastre.
Condizione al contorno: i campi sono tangenti rispetto all'interfaccia tra i due dielettrici, quindi E si conserva mentre D sarà diverso per i due dielettrici.
Per la capacità: è come se fossero in **parallelo.**

Per differenza di energia: se lascio il generatore attaccato V rimane costante, se lo stacco rimane costante la carica (non può andare da nessuna parte).
Dovrò usare le seguenti formule a seconda che sia Q o V a rimanere costante: $U = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C_{TOT}} = \frac{1}{2} C_{TOT} \Delta V^2$

3) Lastra conduttrice dentro condensatore: la prima cosa che succede è induzione totale su conduttore. La lastra cancella dello spazio (il condensatore diventa più sottile).
Avremo campi diversi (E=0 dentro il conduttore) e otterremo $\Delta V = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}(h-d)$

Esercitazione 7 – correnti stazionarie

Legge di Ohm: si può scrivere in versione macroscopica $\Delta V = RI$ e microscopica $\vec{E} = \eta \vec{J}$. La seconda vale a livello puntuale, la prima sull'intero oggetto. Eta ci dice quanto l'oggetto è sfavorevole allo scorrimento di corrente (dipende dal materiale), mente la conducibilià sigma (1/eta) ci dice quanto l'oggetto è favorevole: $\vec{J} = \sigma \vec{E}$

$$\begin{cases} \Delta V = RI \\ \Delta V = -\int \vec{E} \cdot d\vec{r} \end{cases} \qquad R = \eta \frac{\text{lungh.}}{\text{spessore}}$$

Regime stazionario: regime in cui la corrente è costante, ovvero la corrente che attraversa un volume (ovvero il flusso di J) sarà uguale in ogni superficie che attraversa.

$$\Phi(\vec{J}) = \int_\Sigma \vec{J} \cdot d\vec{S} = I \qquad \mathrm{div}\,\vec{J} = 0 \qquad \int_{\Sigma\,\text{chiusa}} \vec{J} \cdot d\vec{S} = 0$$

Se prendo l'intera superficie chiusa, avrò che l'intera corrente che entra è uguale alla corrente che esce (quindi la corrente totale = 0).

2) Due conduttori a contatto con resistività diversa. DV costante quindi siamo in regime di stazionarietà.
Carica all'interfaccia: si accumula perché ho una discontinuità di campi elettrici. Immagino di fare uno zoom sull'interfaccia e uso Gauss (es prendo superficie chiusa cilindrica e trovo il flusso del campo e quindi trovo sigma). Il segno di sigma dipende dalla resistività (se il secondo conduttore ha eta più grande sigma sarà positivo).

Resistenze in serie: attraversate dalla **stessa corrente**. $\Delta V = \Delta V_1 + \Delta V_2 = I(R_1 + R_2) = I R_{eq}$

Resistenze in parallelo: **stesso potenziale**, stessa caduta di potenziale ai loro capi. $I = \frac{\Delta V}{R_1} + \frac{\Delta V}{R_2} = \Delta V\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$ $\quad \Delta V = I R_{eq}$

Legge Kirchoff ai nodi: I1+I2….=0.
Legge Kirchoff alle maglie: DV1+Dv2….=0

Convenzioni di segno: per resistori e conservatori la differenza di potenziale è opposta alla direzione della corrente (questi oggetti non generano corrente), mentre per i generatori che erogano corrente vale l'opposto (differenza di potenziale ha la stessa direzione della corrente).

Tau mi dice che dopo circa 5tau sono a regime $\tau = RC$
Nel condensatore, quando DV è costante, la corrente va a zero perché sappiamo che per i condensatori: $i_c = C\frac{dV_c(t)}{dt}$
Quindi, in un circuito a regime (ovvero quando abbiamo superato 5tau, V e i sono costanti e quindi non siamo più in transitorio), la corrente che attraversa un condensatore è =0.

Esercitazione 8 – campo magnetico

Una carica puntiforme che si muove con una certa velocità e che si trova in una regione di spazio in cui c'è un campo elettrico o un campo magnetico subisce una forza: Forza di Lawrence. $\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B}$

Un circuito (es spira) con momento magnetico m, per effetto di B, subisce un'azione torcente, quindi nasce un momento meccanico M. $\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad \vec{\mu} = i S \vec{u}_m$

1) Il moto dell'elettrone è un moto elicoidale intorno al campo. Energia cinetica: $E_{cin} = \frac{1}{2}mv^2$
Nel piano y: la forza di Lawrence è una forza centripeta $F = \frac{mv^2}{r}$ ed è sempre ortogonale allo spostamento (F è perpendicolare a v che è parallela allo spost, quindi F è perpendicolare allo spostamento), di conseguenza l'integrale di F scalar dS=0, quindi il lavoro della forza di Lawrence è sempre nullo!!!! Di conseguenza, il modulo della velocità non può cambiare: se non compio lavoro l'energia cinetica non può cambiare, quindi la velocità non può cambiare. L'unico effetto che la forza di Lawrence può avere è quello di curvare il moto dell'elettrone (non può cambiare energia e velocità).
Nel piano z: moto rettilineo uniforme (F non agisce in quel piano).
Periodo: $T = \frac{2\pi}{\omega} \quad \omega = \frac{v_y}{R}$ e passo (distanza tra due massimi): $p = v_z T$

Esercitazione 9 – Calcolo diretto di B

$\vec{E}_{filo} = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 r}\vec{u}_r \quad \vec{B}_{filo} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}\vec{u}_\theta \quad \vec{B}_{piano} = \pm\frac{\mu_0 J_s}{2}$

$\vec{E}_{spira} = \frac{\lambda y R \vec{u}_y}{2\varepsilon_0 (y^2+R^2)^{\frac{3}{2}}} \quad \vec{B}_{spira} = \frac{\mu_0 I R^2}{2(y^2+R^2)}\vec{u}_y \quad \vec{B}_{lastra} = \frac{\mu_0 J_s}{\pi}\operatorname{arctg}\left(\frac{L}{2z}\right)\vec{u}_x$

$\boxed{n = \frac{N}{\ell}}$

E si può trovare in modo diretto o con Gauss. Allo stesso modo B si può trovare in due modi: diretto su assi di simmetria (scelgo un campo elementare e integro) oppure in ogni punto tramite la legge di Ampere $\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 i_c$

Solenoide vs Bobina: il solenoide ha lunghezza molto maggiore del raggio, nella bobina raggio e lunghezza sono comparabili.

2) Js è una **densità di corrente superficiale**, non sta attraversando una superficie ma sta scorrendo su una superficie (Amper/m quindi i/l).

3) Per trovare quando il momento magnetico M è massimo o minimo derivo M rispetto a theta.

4) Forza di Laplace $\vec{F}_{lap} = \int I\, d\vec{l} \times \vec{B}_{ext}$ è la forza che sente il filo, percorso da corrente i, per effetto di un campo esterno B.
(Se ho un filo chiuso (dove quindi punto iniziale e finale coincidono) é immerso completamente in un campo uniforme, la forza di Laplace sarà 0).

7) Se il lavoro interno è negativo, vuol dire che la spira (come in questo caso) tende a ruotare automaticamente per raggiungere la situazione a energia minima (che è quella finale). $\mathcal{L}_{int} = -\mathcal{L}_{ext} = -\Delta U$

$U = -\vec{m} \cdot \vec{B}$

Esercitazione 10 – legge di Ampere $\Gamma(\vec{B}) = \oint_\gamma \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i_c$

Ci permette di calcolare il campo magnetico in ogni punto. Nel caso del campo magnetico però, diversamente da quello elettrico, non si passa per il flusso ma per la circuitazione, dove ic è la corrente concatenata alla linea gamma, ovvero la corrente che attraversa quella certa lina chiusa gamma.

1) la procedura che dovró seguire è: guardare la simmetria, scegliere una linea gamma su cui calcolare il campo magnetico, scrivere la legge di Ampere (il prodotto sarà sempre massimo in ogni punto perché B è parallelo a dl in ogni punto nel caso di circonferenza) e applicarla alle varie regioni di spazio.

2) $\vec{B}_{sol} = \mu_0 n i \, \vec{u}_x$ Queste formule valgono dentro i solenoidi. All'esterno B=0.

$\vec{B}_{sol\,tor} = \frac{\mu_0 N i}{2\pi r} \vec{u}_\theta$

Esercitazione 11 – materiali magnetici, FNL

$$\left.\begin{array}{l} \vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \\ \vec{M} = \chi_m \vec{H} \end{array}\right\} \vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$$

$\mu_r = \chi_m + 1$

$U_M = \frac{1}{2}\int \vec{H} \cdot \vec{B}\, dV$

Relazione che lega il campo di induzione magnetica al campo magnetico e alla magnetizzazione.
Quando ho una magnetizzazione posso avere delle correnti di magnetizzazione: correnti di magnetizzazione superficiali (con densità di corrente di magnetizzazione superficiali A/m) e correnti di magnetizzazione di volume. Tipicamente le correnti di volume sono nulle perché la magnetizzazione è uniforme nello spazio.

$\vec{J}_{sm} = \vec{M} \times \vec{m}$

$J_{vm} = rot(\vec{M})$

Alla luce di ciò possiamo modificare la legge di Ampere: $\Gamma(\vec{B}) = \oint_\gamma \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i_c = \mu_0 (i_{con} + i_{sm} + i_{vm})$

1) se c'è una magnetizzazione posso avere delle correnti di magnetizzazione che sono sorgenti di campo (anche se, come in questo caso, non c'è i di conduzione). Posso sfruttare quindi anche qui la legge di Ampere, dividendo in regioni di spazio e andando a calcolare B e H.
Sappiamo che, se è presente una superficie di discontinuità, per le condizioni al contorno, la componente normale di B si conserva. H invece avrà verso opposto: un'interfaccia è sorgente di H.

2) La legge di FNL ci dice che la **forza elettromotrice indotta** è uguale a meno la derivata rispetto al tempo del flusso (attraverso una certa superficie) del campo magnetico. La fem, se c'è, è dovuta al fatto che sta variando il flusso. Il flusso può cambiare se il campo è funzione del tempo B(t), se l'area cambia (ovvero lo porzione di circuito attraversata dal campo) e se la normale cambia (ad esempio se il circuito sta ruotando). Nel primo caso la fem sarà delocalizzata in tutto lo spazio (anche nel caso in cui B è localizzato in una regione di spazio); nel secondo e nel terzo caso sarà localizzata in un punto specifico del circuito. (Se la fem è localizzata gli es si possono risolvere anche con la ferza di Lawrence).

$$\mathcal{E} = -\frac{d}{dt}\left(\Phi(\vec{B})\right) = \oint_\gamma \vec{E}^* \cdot d\vec{l}$$

$$\Phi(\vec{B}) = \int_{S(t)} \vec{B} \cdot \vec{n}\, dS$$

La fem si può anche esprimere come la circuitazione di un campo elettrico indotto (o elettromotore a seconda) E*. Questo campo non è conservativo (la circuitazione e il rotore non sono 0)!!

Nell'esercizio nasce una corrente indotta perché nasce una fem perché sta variando il flusso del campo. Per trovare corrente indotta e potenza dissipata per effetto Joule: $P_J = \mathcal{E}\, i_{ind}$ $\quad i_{ind} = \frac{\mathcal{E}}{R}$ (se non ho la fem, posso sostituirla con iR, uguale se non ho i).

Segno negativo corrente indotta: la natura non ama cambiamenti e non le piace che il flusso di B vari… fa quindi nascere una corrente indotta discorde rispetto a B in modo da generare un campo che si opponga a B. Queste correnti si chiamano anche correnti parassite (o di Focault).
Per trovare la potenza meccanica dissipata faccio la derivata del lavoro della forza esterna (uguale e opposta a forza di Laplace) rispetto a t.

Se noi abbiamo A (potenziale vettore), derivandolo, possiamo trovare il campo magnetico in tutto lo spazio.

Esercitazione 12 – auto e mutua induzione

Se ho due spire su cui scorre corrente, finché sono lontane non interagiscono tra di loro. Appena le avvicino però alcune linee di B della prima andranno a intersecare la seconda e viceversa.

$$\Phi_1(\vec{B})_{TOT} = \underbrace{\Phi_1(\vec{B}_1)}_{L_1 \cdot i_1} + \underbrace{\Phi_{2\to 1}(\vec{B}_2)}_{M \cdot i_2}$$

$$\Phi_2(\vec{B}) = \underbrace{\Phi_2(\vec{B}_2)}_{L_2 \cdot i_2} + \underbrace{\Phi_{1\to 2}(\vec{B}_1)}_{M \cdot i_1}$$

Il primo termine rappresenta l'autoflusso (L è coefficiente di autoinduzione o induttanza); il secondo termine è il flusso concatenato (M è il coefficiente di mutua induzione). M è uguale per i due circuiti, L no. L è sempre positivo, M no (nel caso in cui l'accoppiamento diminuisca il flusso).

Qundo avvicino tanto i circuti l'energia magnetica ha un nuovo termine (con M, che quindi non è trascurabile se sono tanto vicini).

$$U_M = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + M i_1 i_2$$

$\langle P_{DISS} \rangle = \frac{1}{2} \cdot$ tutte le costanti

Esercitazione 13 – corrente di spostamento

IV equazione di Maxwell: $rot(\vec{B}) = \mu_0 (\vec{J} + \underbrace{\frac{\delta \vec{D}}{\delta t}}_{\vec{J}_s})$ dove Js è la densità di corrente di spostamento che ci dice che, se c'è un campo elettrico (o D) che varia nel tempo, è una sorgente di campo magnetico.

Questa equazione aggiunge quindi un termine alla legge di Ampere: $\oint_\gamma \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 i_c = \mu_0 (i_{cond} + i_{sm} + i_{vm} + i_s)$

1) Nel momento in cui stacco il generatore, se il condensatore fosse vuoto non succederebbe niente (le cariche resterebbero ferme dove sono). Nel nostro caso c'è un mezzo parzialmente conduttivo: alle cariche è permessa la ricombinazione… e il condensatore si scarica!!

Se non siamo in regime stazionario possiamo usare l'equazione di continuità della corrente $div(\vec{J}) = -\frac{\delta \rho}{dt}$

$$\int_S \vec{J} \cdot d\vec{S} = -\frac{\delta}{\delta t} \int_S \rho \, dV$$

NB: in un circuito aperto Jtot=0 (non può scorrere corrente!!) e quindi non abbiamo neanche campo magnetico indotto.