Maxwell I egyenlete:

Gerjesztési törvény (másnéven Ampere törvény) Maxwell által kiegészített változata (Maxwell vezette be az eltolási áram fogalmát).

$rot\ \underline{H} = \underline{j_v} + \frac{\partial D}{\partial t}$ differenciális alakban

$\oint_g \underline{H}\, d\underline{s} = I_e + I_v = \int_A (\underline{j_e} + \underline{j_v}) d\underline{A}$ integrális alak

Mágneses tér örvényes (ez abból következik, hogy rot H nem 0). Ha egy tér örvénymentes, akkor a teret jellemző vektornak a rotációja a tér minden pontjában 0 kell legyen. Ezért abból, hogy rot H nem 0, következik, hogy a mágneses tér örvényes.

Maxwell II egyenlete:

$rot\ E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ differenciális alakban

$\oint E\ ds = -\frac{\partial}{\partial t}\int_A B\ dA$ integrálós alakja

Ha a mágneses indukció időben változó, indukált elektromos tér jön létre.

Faraday-féle indukciós törvény. Úgy szól a törvény, hogy az indukált elektromotoros erő megegyezik a mágneses indukció fluxus -1-szeresével. integrál B dA az maga a fluxus. Ez van deriválva jobboldalt, szóval az tényleg ugyanaz. Integrál E ds zárt görbére az pedig az indukált elektromotoros erő.

Ohm törvény differenciális alakja:

$$U = R * I = \rho \frac{l}{A} I,\ \ A * j = I \text{ és } l * E = U$$

Ezekből következik, hogy:

$l * E = \rho \frac{l}{A} jA = \rho * l * j \quad /: l$

$E = \rho * j \rightarrow \underline{E} = \rho * \underline{j} \overset{vagy}{\Longleftrightarrow} \underline{j} = \sigma * \underline{E}$ <- ez a két képlet az Ohm törvény differenciális alakja

($\underline{j}$: áramsűrűség vektor)

Pauli elv:

(Pauli féle kizárási elv)
egy atomban nem lehet két olyan $\overline{e}$, aminek mind a 4 kvantumszáma azonos.

Másképp: egy adott rendszeren belül nem lehet két $\overline{e}$ azonos állapotban. Az ilyen részecskéket fermionnak nevezzük (ilyen pl. elektron, neutron, proton).

A Pauli-elv megsértése nélkül az elektronok az energiaminimumra törekednek, azaz először az atommaghoz közeli elektronpályákat foglalják el.

4 kvantumszám: fő, mellék, mágneses, spin. (fő: KLMNOPQ, mellék:spdfgh)

Az elektrosztatikus tér és a potenciál függvény kapcsolata

$\underline{U}(\underline{r})=-\int_0^r \underline{E}\, d\underline{s}$

$$U(x+\Delta x,y,z)-U(x,y,z)\cong\frac{\partial U}{\partial x}\Delta x\cong -E_x\Delta x$$

$\Delta x\rightarrow\infty$**,** így következik az, hogy:

$\frac{\partial U}{\partial x}=-E_x, hasonlóan\ E_y=-\frac{\partial U}{\partial y}, E_z=-\frac{\partial U}{\partial z}$

$\underline{E}=-gradU$ $\quad$ $(\underline{E}(\underline{r})\colon vektor-vektor\ függvény, míg\ \underline{U}(\underline{r})\colon skalár-vektor\ függvény$

Vezesse le Gauss tételét a Coulomb törvényből és a Szuperpozíció elvéből (Hudson-Nelsonból)

$$nagy\varphi=\oint E\,dA=\oint E(\cos 0)dA=E\oint dA=E(4\pi r^2)$$

A Coulomb törvény szerint a térerősség $E=q/4\pi\varepsilon_0 r^2$, így:

$$\Phi=\int_A \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{A}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}\cdot 4\pi r^2=\frac{Q}{\varepsilon_0}$$

Egy egyszeresen összefüggő felület felületelemei viszont nem biztos, hogy merőlegesek az elektromos térerősség vonalakra.

Ebben az esetben a ΔA felületre a $\Delta nagy\varphi$ fluxust a következő képpen számolhatjuk ki:

$$\Delta nagy\varphi= E\,dA=E\,\Delta A cos\theta=\left(\frac{kq}{r^2}\right)\Delta A cos\theta$$

Figyelembe véve, hogy az erővonalakra merőleges elemi felület $\Delta Acos\theta$, így $(\Delta Acos\theta)\backslash r^2$ éppen a térszöggel egyenlő. Tehát a teljes zárt felületen a fluxus:

$$nagy\varphi=\oint E\,dA=kq\oint dA\frac{cos\theta}{r^2}=kq(4\pi)$$

$$nagy\varphi=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}(4\pi)=\frac{q}{\varepsilon_0}$$

Ez az eredmény független a pontszerű töltést körülvevő zárt felület alakjától és attól, hogy ezen belül a pontszerű töltés hol helyezkedik el. A felületen belül akárhány pontszerű töltés lehet, tetszés szerinti eloszlásban. A teljes töltés a felületen belül: $q_b=\sum_i q_i$.

Tehát az eddigiekből: $\oint E\,dA=\frac{q_b}{\varepsilon_0}$

Faraday- féle indukciós törvény:

Tetszőleges zárt görbére vonatkoztatva a zárt görbén indukált elektromotoros erő megegyezik a zárt görbére számított mágneses indukció fluxus idő szerinti deriváltjának ellentettjével. A mágneses tér nem konzervatív tér.

$U_e = -\frac{dnagy\varphi}{dt}$ $\quad$ $nagy\varphi = \int_A \underline{B}\, d\underline{A}$

Fényelektromos jelenség:

(Fotoeffektus)
Megfelelő frekvenciájú fény hatására az elektronok képesek kilépni az anyagból (általában fém).
Magyarázat: Fény: elektromos hullám → egységnyi felületre jutó intenzivitását meghatározhatjuk (Poyating vektor) . A fény hatására először E halmozódik fel, majd ha elég E lesz elektron fog kilépni a felületből. Bizonyos küszöbfrekvencia alatt nem történik kilépés.

Pozitron bomlás

Béta bomlás: proton neutronná alakul át, közben pozitront és elektron neutrínót bocsájt ki. A pozitron pozitív töltésű elektron. /nem találtam jegyzetben/

Rubin lézer:

Impulzusüzemű lézer. Működési elve:

A->B->C->D->A->….

A: W3 kihasználja a villanólámpa széles frekv. tartományát.

B: W3-ból W2-be kerülnek az elektronok (W2 élettartam: 10^-3 nagyságrendű)

C: Spontán emittált foton lavinát hoz létre: egy be, kettő ki: indukált emisszió

D: Tükrök közé tesszük az egészet, és csak egy kis lyukat hagyunk a behatoló lézerfénynek.

Compton:

A kísérlet: szénlapra irányított röntgensugarak minden irányban szóródnak a szénről. A hullámhossza a szórt sugaraknak nagyobb, mint az eredeti.

Magyarázat: A röntgensugár kölcsönhatásba lép a szénnel, a leggyengébben kötött elektronok gerjeszthetők és kilépnek. Szórt röntgensugarak hullámhossza nagyobb, esetleg egyenlő, mint az eredeti.

Compton hullámhossz(lambda c): h/mc=2,43 pm

Compton eltolódás : h/mc(1-cos(fí))

Független részecskemodell:

eszerint nincs kölcsönhatás az egyes atomi elektronok között.

Bohr-féle atommodell:

1. Az elektron a proton körül körpályán mozog a klasszikus mechanika törvényei szerint.
2. A klasszikus elméletted szemben az elektronok csak bizonyos megengedett sugarú pályákon mozoghatnak, s ezeken nem sugároznak. Minthogy ezeken a pályákon az energia állandó, az elektron ezeken a pályákon stacionárius állapotban van.
3. A megengedett pályák azok, amelyeken az elektron mrv impulzusnyomatéka a 2pí-vel osztott Planck-állandó egész számú többszöröse.
4. A stacionárius állapotok közötti átmenetek úgy mennek végbe, hogy az elektron "valahogyan" átugrik az egyik állapotból a másikba. Ekkor az atom elektromágneses hullámokat bocsát ki vagy nyel el. A két energiaállapot energiája közti különbség egyenlő a kibocsátott (elnyelt) sugárzás energiakvantumával. hf=Ev-Ek

Korlátai:

- hogyan kering az elektron a proton körül, hogy nem sugároz?
- a finom szerkezetet hogy magyarázza?(színképvonalak széthasadása)
- spektrumvonalakintenzitását hogy magyarázza?
- kvantáltság magyarázata?

<u>Heisenberg-féle határozatlansági reláció:</u>

Egy részecske x irányú helyének, és x irányú impulzusának egyidejű mérésekor:

$$(\Delta x)(\Delta P_x) \geq \hbar \ \ (\hbar/2 \text{ a Juhász Gyula féle órai jegyzetben}) \ ??$$

Jelentés: Nem tudjuk hol van épp a részecske, csak a határokat ismerjük. $(\Delta y)(\Delta P_x) \geq 0$

<u>Dipólussugárzás kvalitatív jellemzése:</u> (wikiről)

- A sugárzó dipólus közelében a tér meglehetősen bonyolult. Az úgynevezett hullámzónában azonban már beáll az állandósult állapot, vagyis hullámként tudjuk kezelni a jelenséget.
- Harmónikus rezgőmozgás esetén: $p = q * z_0 * e^{i\omega t} = p_0 * e^{i\omega t}$
- gyorsulás: $\frac{d^2z}{dt^2} = -\omega^2 z$
- gyorsuló töltés elektromágneses hullámot bocsát ki

Fényelektromos hullám és mikrorendszer kölcsönhatása:

Poynting-vektor: $\underline{S}' = \underline{E} \times \underline{H}$

Foton: $E = h * f$ ($h \approx 6{,}6 * 10^{-37} Js - Plank\ állandó$) → energia- és impulzusátadás

Impulzus: $p = \frac{R}{f}$

Ez a két egyenlet köti össze az elektromágneses tér hullám- és részecsketulajdonságát.

(jelentések :
E: elektromos térerősség
H: mágneses térerősség
D: elektromos indukció
B: mágneses indukció
j:áramsűrűség
ρ: elektromos töltéssűrűség
)