8.36 <u>Klasický poloměr elektronu</u>. Určete řádovou velikost elektronu, za předpokladu, že celá jeho hmotnost má původ v energii pole.

8.35 $\Rightarrow$ $W = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r_0}\frac{3}{5}$ je energie objemově nabité koule

musíme zahodit (u povrchově nabité se zahodí $\frac{1}{2}$)

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r_0} = m_e c^2 \Rightarrow r_0 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \doteq 2{,}8\cdot 10^{-15}\,m$$

klidová energie

Jiné určení: elektron a pozitron v nekonečnu v klidu - energie $E = 2m_0c^2$

elektron $\ominus\rightarrow$ $\leftarrow\oplus$ pozitron

rozjedou se a přibližují se, až se jejich veškerá potenciální energie přemění v kinetickou nebo vyzáří

$$2m_0c^2 - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 d} = 0$$

to se stane ve vzdálenosti $d = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_0 c^2}\cdot\frac{1}{2}$

když se celková energie vyzáří a proto se tyto podle viriálního teorému protože dostal jen na 2d k sobě.

9.53 Na volný elektron dopadá ve vakuu světelná vlna. Vypočtěte totální účinný průřez rozptylu σ_t, definovaný jako poměr celkového vyzářeného výkonu W k intenzitě I_0 dopadající vlny. Zanedbejte reakci záření a relativistické efekty.

Účinný průřez σ ... slouží k popisu rozptylu svazku částic na rozptylových centrech .. pro bodové částice je to cca velikost efektivní plochy, kterou musí částice projít aby došlo k interakci s terčíkovou částicí

Diferenciální účinný průřez

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ podíl počtu rozptýlených nebo v reakci emitovaných částic za jednotku času do elementu prostorového úhlu $d\Omega$ a hustoty toku jim dopadajících částic

Prostorový úhel $d\Omega = \frac{S}{r^2}$ plocha na sféře vyťatá kuželem lomeno poloměr sféry

Totální účinný průřez $\sigma_t = \int_\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) d\Omega$

Pro nás (nemáme částice ale vlny) bude $\sigma_t = \frac{W}{|\vec S|}$ tj. vyzářený výkon děleno hustota toku energie

hustota toku energie (Poyntingův vektor)

$$\vec S = \vec E\times\vec H = \frac{1}{\mu}\vec E\times\vec B = \frac{1}{\mu}\vec B\times\left(\frac{1}{v}\vec s\times \vec E\right) = \frac{1}{v\mu}\vec E\times(\vec s\times\vec E) = \varepsilon v\left(\vec s(\vec E\cdot\vec E) - \vec E\underbrace{(\vec E\cdot\vec s)}_{=0}\right) = \varepsilon v E^2\vec s = \varepsilon_0 c\, \vec E^2 \vec s$$

mimo látkové prostředí $\vec H = \frac{1}{\mu}\vec B$ elmag. vlna $\vec B = \frac{1}{v}\vec s\times\vec E$ $\frac{1}{v\mu} = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{\mu} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \varepsilon v$ ve vakuu $\|\vec s\| = 1$

Pohybová rovnice elektronu v poli vlny: $m_e\ddot{\vec r} = -e\vec E$ odkud $\ddot{\vec r} = -\frac{e}{m_e}\vec E$

Celkový vyzářený výkon $W = \frac{2}{3c^3}\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\ddot{\vec r}^2(t) = \frac{2}{3c^3}\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{m_e^2}E^2$

pro monochromatickou vlnu

Intenzita $I_0 = |\langle\vec S\rangle_T| = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c E^2$

aby to dávalo smysl museli bychom středovat i vyzářený výkon

$$\sigma_t = \frac{W(t)}{|\vec S(t)|} = \frac{\frac{2e^4E^2}{3c^3 4\pi\varepsilon_0 m_e^2}}{\varepsilon_0 c E^2} = \frac{2e^4}{3c^4 m_e^2 4\pi\varepsilon_0^2} = \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2}\right)^2\frac{2\cdot 4\pi}{3} = \frac{8}{3}\pi r_0^2$$