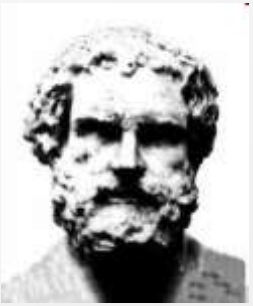
Objav atómového jadra

1-FYZ-601 Jadrová fyzika

ATÓM

Vznik konceptu atómov



- Prvý koncept atómov uvažoval Demokritos (ca. 460 p.n.l. – ca 370 p.n.l.). Zaviedol pojem **átomos** (grécky: ἄτομος), čo znamená „nedeliteľný“ resp. „najmenšie nedeliteľné časti hmoty„.
- Korektne sa však na štruktúru hmoty začalo hľadieť až po prácach chemikov v 17. a 18. storočí. Rober Boyle – zavádza koncept atómov v pohybe.
- Antoine Lavoisier (1743-1794) Zavádza pojem chemického prvku a v práci “*Elements of Chemistry”* (1790) sa zmieňuje o **33 chemických prvkoch.**

Atómy

- John Dalton (1766 – 1844) okrem tzv. Daltonvho zákona parciálnych tlakov z r. 1801 (celkový tlak plynu je súčtom parciálnych tlakov, ktoré by plyny mali pri danom objeme a teplote) formuloval predpoklad, že atómy jedného prvku majú rovnakú hmotnosť (práce spolu s J.J. Berzelius). Takže pri zlučovaní rôznych prvkov sú hmotnosti jednotlivých prvkov v pomere celých čísel.

- Joseph Louis Proust (1754 – 1826) – Proustov zákon – Každá vzorka zlúčeniny obsahuje jednotlivé prvky v rovnakom (jednoduchom) pomere (teda, pomery hmotností prvkov vstupujúcich do reakcie sú stále).

Atómy

- Amedeo Avogadro (1776 – 1856), tzv. avogadrov zákon (1811) „Plyn v rovnakom objeme (pri rovnakej teplote a tlaku) vždy obsahuje rovnaké množstvo molekúl bez ohľadu na druh plynu“.
- Trvalo však takmer 100 rokov, kým sa existencia atómov všeobecne akceptovala a pochopila sa existencia molekúl.

Ešte v roku 1895 sa William Thomson (Lord Kelvin) vyjadril k atomárnej teórii: „Táto teória sa musí považovať za čistú matematickú fikciu... Výrazne pravedpodobnejšia teória je, že hmota je spojitá (t.j. Nie je tvorená časticami umiestnenými vzdialene jedne od druhej) a stlačiteľná...“

Avogadrov zákon

- Látkové množstvo definuje pomer medzi počtom atómov a Avogadrovou konštantov. Platí, že jeden mol ľubovolného plynu obsahuje 6.022×10^{23} častíc a zaberie pri normálnych podmienkach (273 K, 101,3 kPa) rovnaký objem 22.41 dm^3.

Pomerná atómová hmotnosť

- Hmotnostná jednotka $1u = 1\ amu\ = \frac{1}{12} m({}^{12}_{6}C)$. Pred rokom 1961 sa využívala definícia $1u = \frac{1}{16} m({}^{16}_{8}O)$.
- V rokoch 2003 – 2010 sa postupne zavádza nová jednotka dalton (Da) zodpovedajúca jednej a.m.u. Takže napr. hmotnosť 12C je12 Da.
- $1u = 1.66044 \times 10^{-27} kg$. Pritom $1u \cong$ hmotnosť atómu vodíka. V jadrovej fyzike je praktický aj prepočet na jednotky MeV/c^2 $1u = 931.437 MeV/c^2$.
- Avogadrova konštanta $N_A = 6.022 \times 10^{23} mol^{-1} = 6.022 \times 10^{26} kmol^{-1}$
- Pre hmotnosť atómu nám platí $1u = \frac{M_u}{N_A} = \frac{1g \cdot mol^{-1}}{6.022 \times 10^{23} mol^{-1}}$
- Molova hmotnosť častíc – udáva sa v jednotkách $g.mol^{-1}$ resp. $kg.kmol^{-1}$. Napr. $M_m({}^{197}Au) = 196.97 g \cdot mol^{-1}$.
- Počet atómov vo vzorke $\frac{m}{M_m} = \frac{N}{N_A} \Rightarrow N = \frac{mN_A}{M_m}$

PRECHOD OD FYZIKY ATÓMU K FYZIKE JADRA ATÓMU

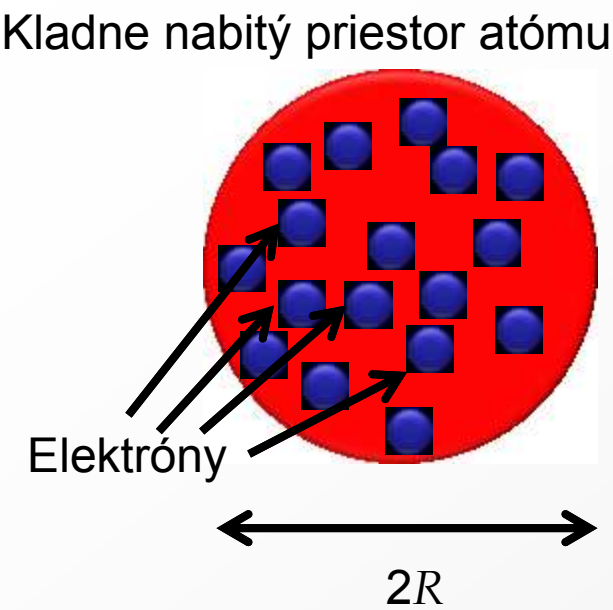
Prvé predstavy o atóme

- Alfa častice menia chemickú podstatu atómu [F. Soddy a E . Rutherford (1902)]. Vzniká koncept rádioaktívneho rozpadu.
- Väčší problém predstavuje emisia (a existencia) elektrónu. V atóme sa teda musí nachádzať pozitívny náboj aby bol celý atóm elektrostaticky neutrálny..
- Model Saturnu (Hantaro Nagaoka, 1904) – snaha vysvetliť Balmerove a Rydbergove série žiarenia vyžarovaného atómom cez oscilácie. Vyžadoval silný centrálny náboj, problém so stabilitou modelu.

Prvé predstavy o atóme

- Pudingový model (plum-pudding atom) Joseph John Thomson (1904) navrhuje elektróny vnorené do pozitívne nabitej sféry. Pozitívne nabitá sféra by mala mať veľkosť atómu. Stabilné riešenie si však vyžadovalo tisíce elektrónov.
- 1902 – 1904 však Charles Barkla uskutočnil merania s absorbciou RTG lúčov a interpretáciou (J.J. Thomson), že atóm dusíka obsahuje ~ 100 elektrónov. Počet elektrónov sa nelíši výrazne od atómového čísla.
- 1911 Charles Barkla upreňuje že na základe teórie rozptyl RTG žiarenia „ je počet rozptyľujúcich elektrónov na atóm približne polovičný atómovej hmotnosti v prípade ľahkých atómov“ s poznámkou „toto platí pre atómové hmotnosti neprevyšujúce 32 s možnou výnimkou pre vodík“.

Rozptyl častíc pre Thomsonov model



Prvé merania sa zameriavali na rozptyl alfa častíc. Pokúsme sa teda odhadnúť rozptyl alfa častíc pre Thomsonov model.

Intenzita elektrického poľa pre $r \geq R$

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}$$

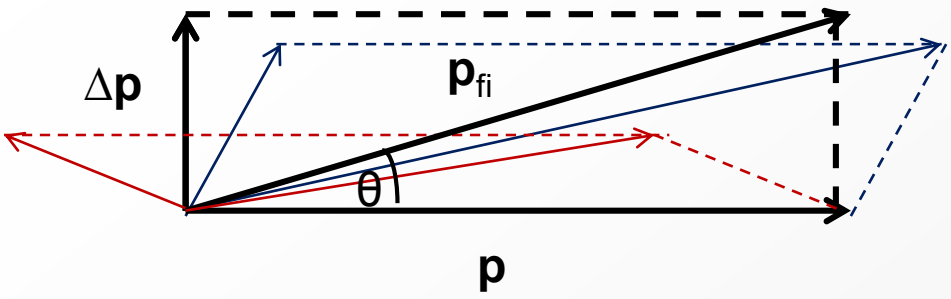
Intenzita vo vnútry sféry

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Qr}{R^3}$$

Maximálnu hodnotu dosahuje na povrchu sféry. Náboj sféry zodpovedá počtu protónov ($79e$ v prípade zlata) a náboj α častice je $2e$.

$$F_{max} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2eQ}{R^2}$$

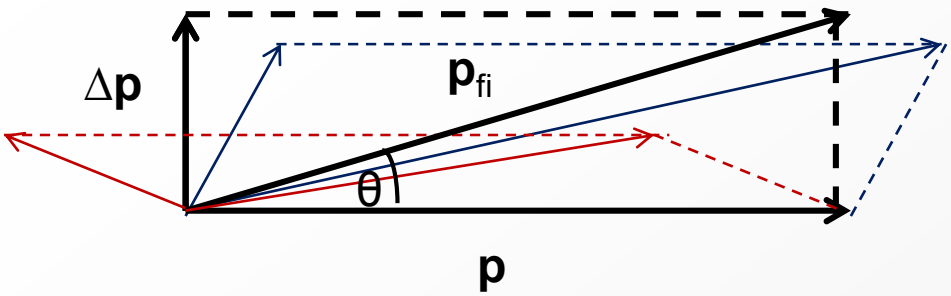
Rozptyl častíc pre Thomsonov model



Zjednodušenia:

1. Maximálny uhol rozptylu je v prípade zmeny kolmo na smer vektoru hybnosti.
2. Pôsobiaca sila rýchlo klesá. Pre zjednodušenie predpokladajme efektívne pôsobenie na dráhe zodpovedajúcej dvojnásobku polomeru. Doba pôsobenie $\Delta t = 2R/v$.

Rozptyl častíc pre Thomsonov model



Počas letu po tejto dráhe pôsobí na alfa časticu sila, ktorá jej dodá hybnosť a odkloní ju. V prvom priblížení

$$\Delta p = F_{max}\Delta t \approx \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2eQ}{R^2}\frac{2R}{v} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{4eQ}{Rv}$$

Pre uhol rozptylu (v prípade maximálneho pôsobenia) dostávame

$$\tan\theta = \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{4eQ}{Rv}}{mv} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{4eQ}{Rmv^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2eQ}{RE_\alpha}$$

Pozor – iba hrubý orientačný odhad.

Rozptyl v jednej zrážke

Odhad uhlu rozptylu pre alfa častice.

Hmotnosť α častice 4 x 1.67×10^{-27} kg.

Energia 7 MeV = $1.602 \times 10^{-19} \times 7 \times 10^{6}$ J = 11×10^{-13} J.

R = 10^{-10} m.

Náboj jadra zlata Q = 79e.

$$\tan\theta = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{4eQ}{Rmv^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2eQ}{RE_\alpha}$$

$$= \frac{1}{4 \times 3.14 \times 8.8 \times 10^{-12}}\frac{2 \times 79 \times (1.602 \times 10^{-19})^2}{10^{-10} \times 11 \times 10^{-13}}$$

$$= \frac{405 \times 10^{-38}}{1215 \times 10^{-35}} = 0.3 \times 10^{-3}$$

$$\Rightarrow \theta \cong 0.0003\, rad = 0.017°.$$

V jednej zrážke príde k rozptylu menšiemu ako 0.017 stupňa….

Koľko sa však odchýli po prelete fóliou (po viacerých zrážkach)?

Mnohonásobný rozptyl

Predpokladajme fóliu s hrúbkou 1 μm = 10^{-6} m. Urobme hrubý odhad očakávanej odchýlky pre mnohonásobný rozptyl. Pri veľkosti atómu 10^{-10} m to zodpovedá N=10^4 vrstvám.

Ak predpokladáme rozptyl rádovo o 0.01 stupňa, pri 10000 rozptyloch to je v priemere celkový odklon

$$\bar{\Phi}^2 = N\bar{\theta}^2 \Longrightarrow \bar{\Phi} = \sqrt{N}\bar{\theta} \quad = 100 \times 0.01 = 1°$$

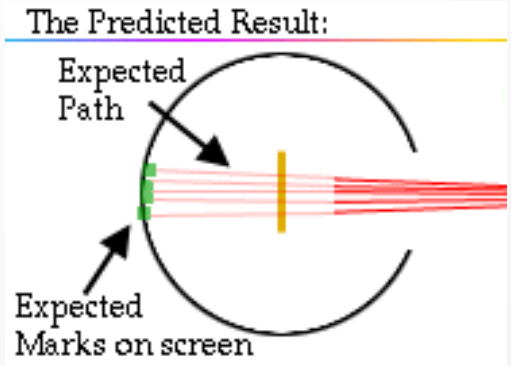
Pozn. Prípad je analogický problému „opitého námorníka“ v dvoch rozmeroch.

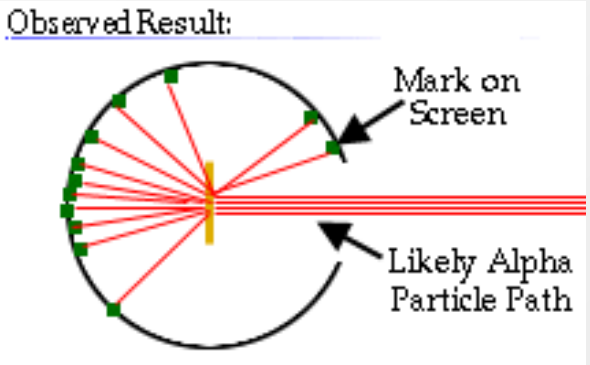
Dá sa ukázať, že ak je v priemere odklon o 1°, pravdepodobnosť pre rozptyl s uhlom viac ako 90 ° je menšia ako 10^{-3500} ; teda prakticky nula.

RUTHERFORDOV MODEL ATÓMU

Rozptyl alfa častíc

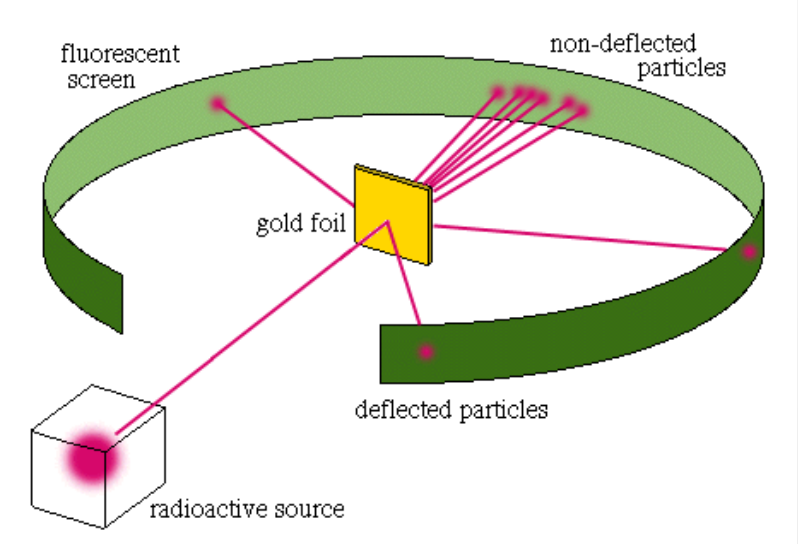
- Hans Geiger (1882 – 1945) študoval rozptyl alfa častíc (1908) s využitím scintilácií. Vo vákuovej trubici s tenkou zlatou fóliou sa alfa častice rozptyľovali aj o 15° (predpoklad bol menej ako 1/200 deg). Vysvetlenie by si vyžadovalo 3000 rozptylov, všetky rovnakým smerom.





Rozptyl alfa častíc

- Hans Geiger a Ernst Marsden sa následne zamerali na väčšie uhly rozptylu. Tam boli výsledky ešte neočakávanejšie. Približne 1 z 8000 alfa častic sa odklonila o viac ako 90°



- Rutherfordove prirovanie „*je to nepravdepodobne ako keď vystrelíte 15 palcový náboj na kúsok hárku papiera, ten sa odrazí a trafí Vás*“

Rutherford model atómu

1911 – prvý popis nového modelu: „*Rozptyl nabitých častíc je posudzovaný pre typ atómu, ktorý pozostáva z centrálneho elektrického náboja koncentrovaného v bode a obklopeného rovnomerným sféricky distribuovaným nábojom s rovnakou s opačným elektrickým nábojom a rovnakou veľkosťou*“.

Podľa meraní Rutherforda má centrálna oblasť prakticky celú hmotnosť jadra, náboj približne 100 jednotiek a α častice sa k nej priblížia na vzdialenosť 3×10^{-12}, teda 30000 krát menej ako bola odhadovaná veľkosť atómu.
1912 využil prvý krát latinský termín *Nucleus*, ktoré sa dovted využívalo pre jadro bunky v biológii.

Otvorené problémy

Navrhnuté riešenie však nebolo stabilné a E. Rutherford netrval na tejto štruktúre atómu. Na vysvetlenie nepostačujú Newtonove a Maxwelove zákony a je potrebný nový nástroj (viď kvantová mechanika druhý ročník).

RUTHERFORDOV ROZPTYL

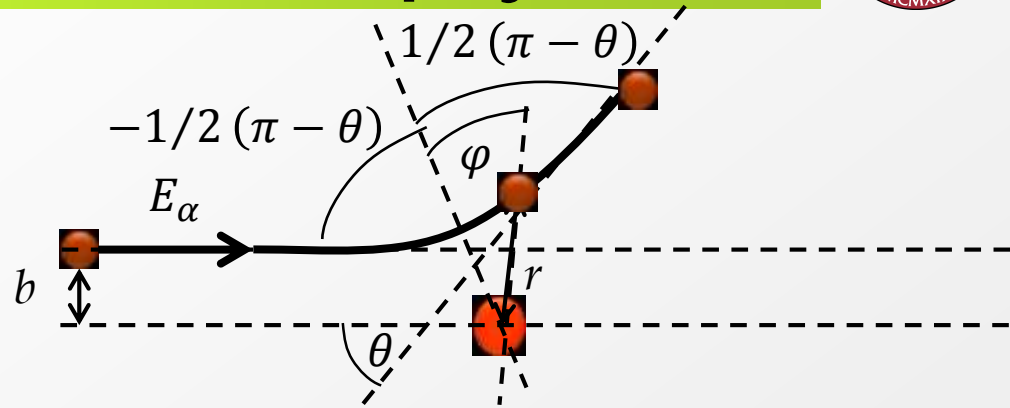
Rutherfordov rozptyl

Pri odvodení sa vychádza zo zákona zachovania momentu hybnosti a energie.

Pre popis rozptylu alfa častice na atómovom jadre zavedieme pár zjednodušení:

1) Predpokladáme jednoduchý kulombovský rozptyl v centrálnom elektrickom poli (teda elektrickú interakciu medzi časticami)
2) Obe častice (jadro aj alfa časticu) predpokladáme bodové
3) Nalietava alfa častica s určitým zrážkovým parametrom (impact parameter) b, pričom jadro samotné je statické (nepohybuje sa). Teda sa predpokladá $|p_i| = |p_f|$

Rutherfordov rozptyl

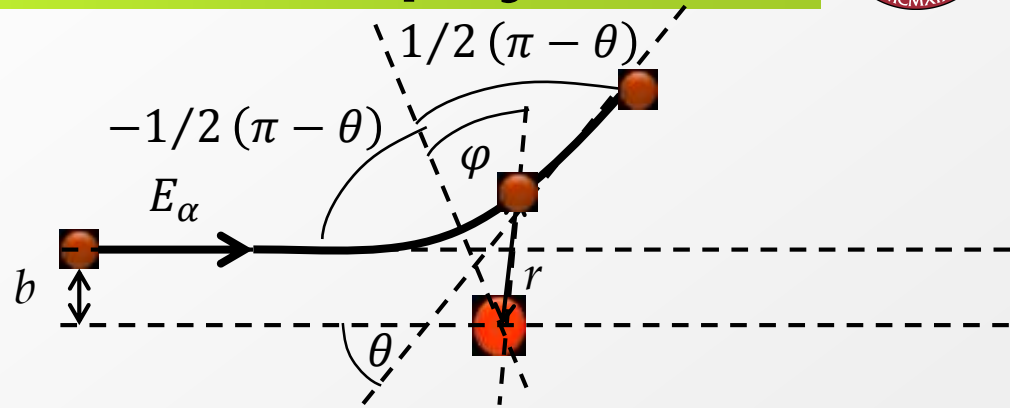


Zadefinujeme si situáciu:

- zrážkový parameter b - vzdialenosť nalietavajúcej častice od osi prechádzajúcej stredom jadra.
- Rozptylový uhol θ medzi dráhami častice pred a po rozptyle.

Medzi časticami pôsobí elektrická sila $F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_O}\frac{2e^2Z}{r^2}$ kde predpokladáme náboj $2e$ pre α časticu a náboj Ze pre terčové jadro. Pre α časticu predpokladáme nerelativistickú hodnotu kinetickej energie $E_\alpha = \frac{1}{2}m_\alpha v_\alpha^2$.

Rutherfordov rozptyl

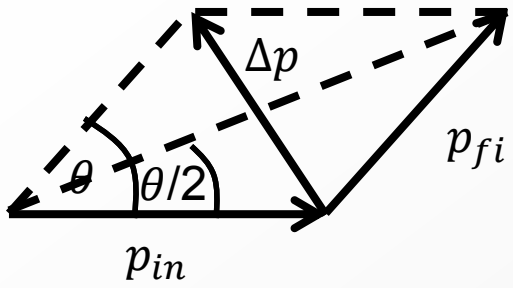


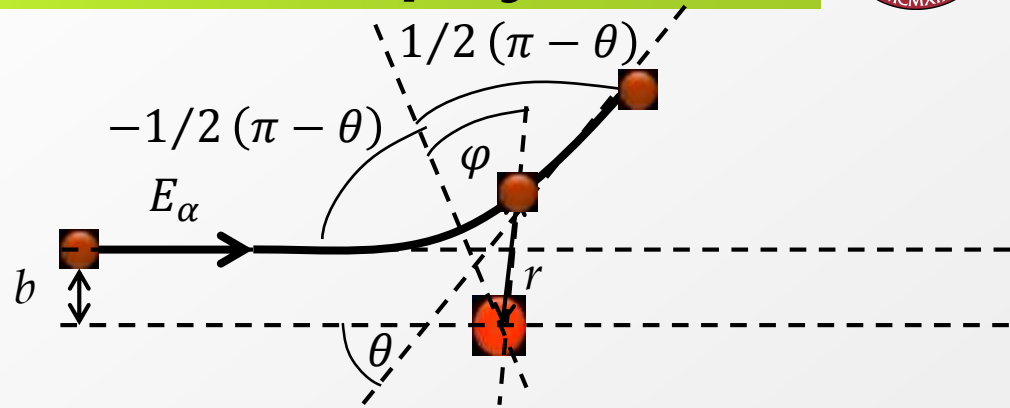
Z mechaniky vieme, že platí zákon zachovania momentu hybnosti $\frac{d\vec{L}}{dt} = 0$.

Počiatočná hodnota je $m_\alpha vb$ a počas pohybu okolo stredu poľa je moment hybnosti $L = I\omega = m_\alpha r^2 \omega$ spojený s uhlovou frekvenciou $\omega_\alpha = \frac{d\varphi}{dt}$ spôsobom $m_\alpha r^2 \frac{d\varphi}{dt}$.

Takže platí $m_\alpha vb = m_\alpha r^2 \frac{d\varphi}{dt} \Rightarrow \frac{dt}{d\varphi} = \frac{r^2}{vb}$ (využijeme neskôr).

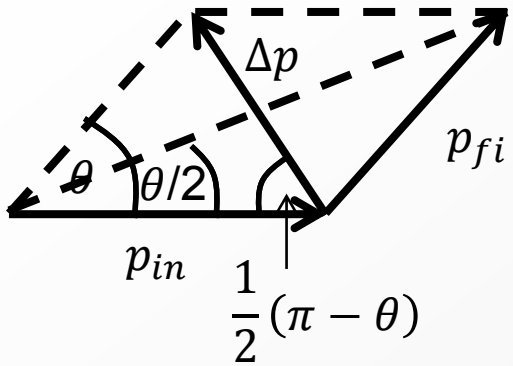
Rutherfordov rozptyl

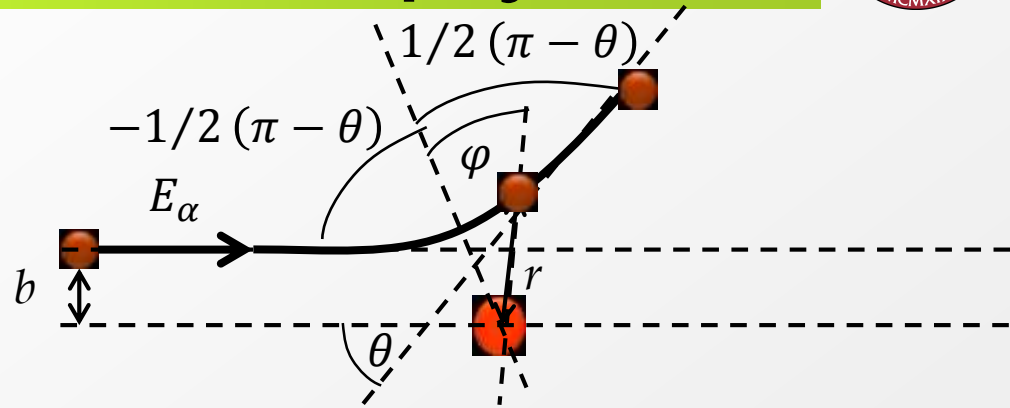




Počiatočná rýchlosť $v_{in} = v$ má komponenty $v_x = v$ a $v_y = 0$.
Po rozptyle má častica nezmenenú rýchlosť $v_{fi} = v$, avšak jej komponenty sú $v_x = v\cos\theta$ a $v_y = v\sin\theta$.
Absolútne veľkosti hybnosti α častice sa nemenia, mení sa však jej smer. Veľkosť tejto zmeny je $\Delta p = 2mv\sin\frac{\theta}{2}$.

Rutherfordov rozptyl



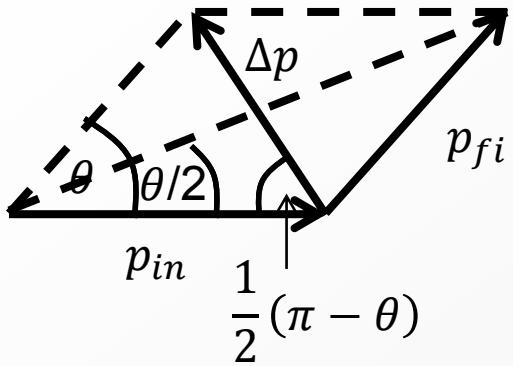


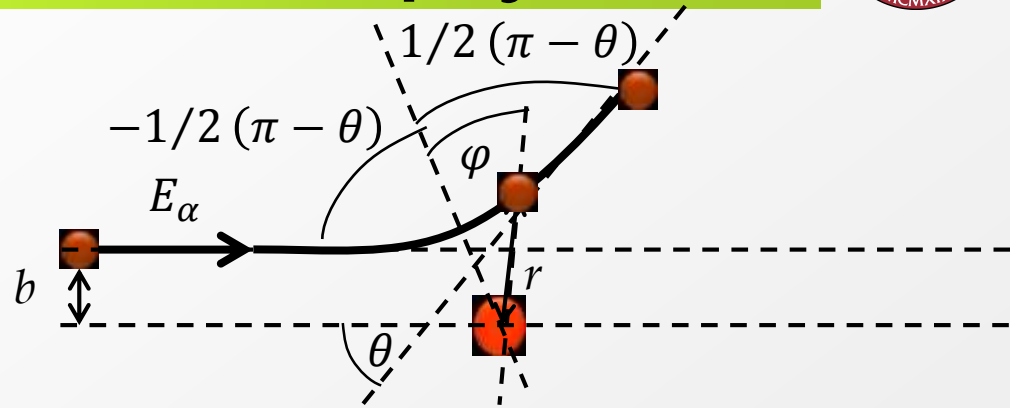
Z predchádzajúceho máme $\Delta p = 2mv\sin\frac{\theta}{2}$. Súčasne je zmena hybnosti spojená s pôsobiacou silou ako $\Delta\vec{p} = \int \vec{F}dt$. Nakoľko sila meniaca smer pôsobí v smere zmeny hybnosti pôsobiaca sila je $F\cos\varphi$. Potom pre celkovú zmenu hybnosti dostávame:

$$2mv\sin\frac{\theta}{2} = \int_0^\infty F\cos\varphi\,dt = \int_{-1/2(\pi-\theta)}^{+1/2(\pi-\theta)} F\cos\varphi\,\frac{dt}{d\varphi}\,d\varphi =$$

$$\int_{-1/2(\pi-\theta)}^{+1/2(\pi-\theta)} F\cos\varphi\,\frac{r^2}{vb}\,d\varphi \Rightarrow 2mv^2 b\sin\frac{\theta}{2} = \int_{-1/2(\pi-\theta)}^{+1/2(\pi-\theta)} Fr^2\cos\varphi\,d\varphi$$

Rutherfordov rozptyl





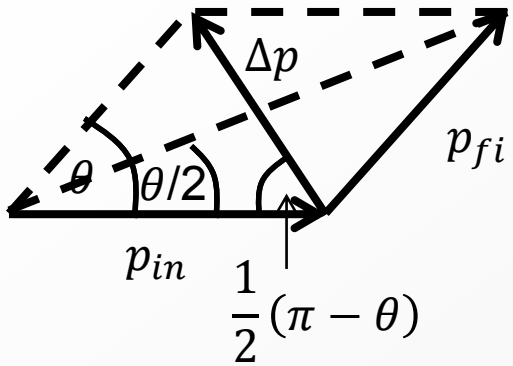
Takže sme získali vzťah $2mv^2 b \sin\frac{\theta}{2} = \int_{-1/2(\pi-\theta)}^{+1/2(\pi-\theta)} F r^2 \cos\varphi \, d\varphi$

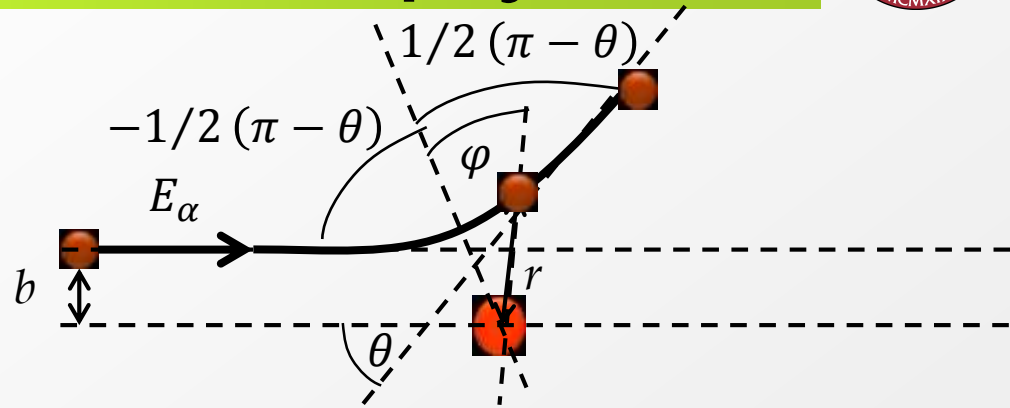
Po dosadení pôsobiacej sily sa nám ruší závislosť od r

$$2mv^2 b \sin\frac{\theta}{2} = \int_{-1/2(\pi-\theta)}^{+1/2(\pi-\theta)} \frac{1}{4\pi\varepsilon_O}\frac{2e^2 Z}{r^2} r^2 \cos\varphi \, d\varphi$$

$$2mv^2 b \sin\frac{\theta}{2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_O} 2e^2 Z \int_{-1/2(\pi-\theta)}^{+1/2(\pi-\theta)} \cos\varphi \, d\varphi$$

Rutherfordov rozptyl





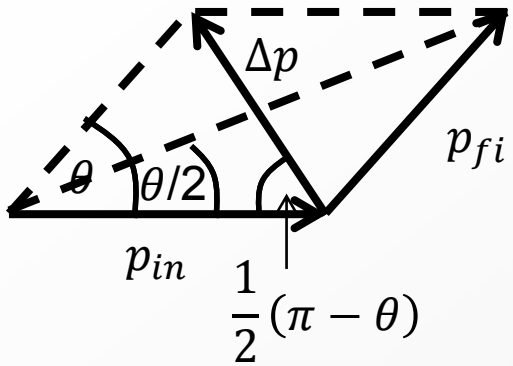
Zrealizujeme integrovanie cez uhol φ:

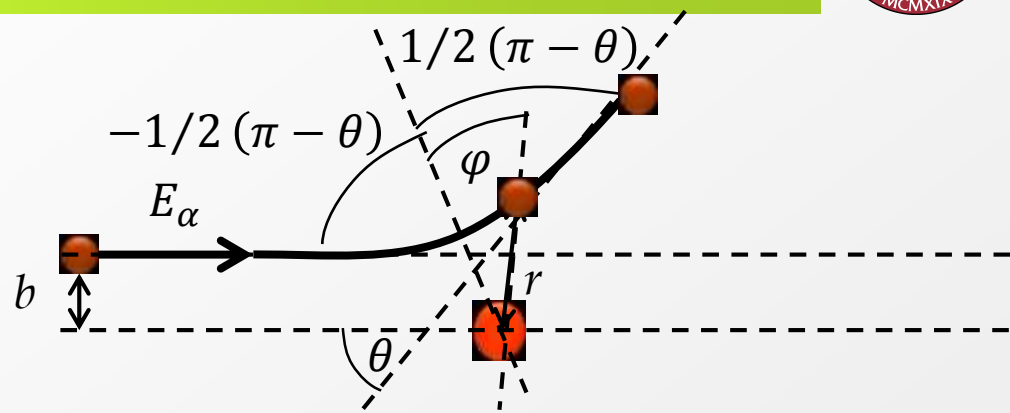
$$\int_{-1/2(\pi-\theta)}^{+1/2(\pi-\theta)} \cos\varphi\, d\varphi = [\sin\varphi]_{-1/2(\pi-\theta)}^{+1/2(\pi-\theta)}$$

$$= \sin\left(+\,{}^1/_2\,(\pi-\theta)\right) - \sin\left(-\,{}^1/_2\,(\pi-\theta)\right) = 2\sin\left(\frac{\pi}{2}-\frac{\theta}{2}\right) = 2\cos\frac{\theta}{2}$$

Využili sme $\sin\left(\frac{\pi}{2}-\frac{\theta}{2}\right) = \sin\frac{\pi}{2}\cos\frac{\theta}{2} - \cos\frac{\pi}{2}\sin\frac{\theta}{2}$ resp. je výsledok zrejmý z priebehu funkcií.

Vzťah medzi b a uhlom rozptylu





Dosadíme do rovnice $2mv^2 b \sin\frac{\theta}{2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_O} 2e^2 Z \int_{-1/2(\pi-\theta)}^{+1/2(\pi-\theta)} \cos\varphi \, d\varphi$

$$mv^2 b \sin\frac{\theta}{2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_O} 2e^2 Z \cos\frac{\theta}{2}$$

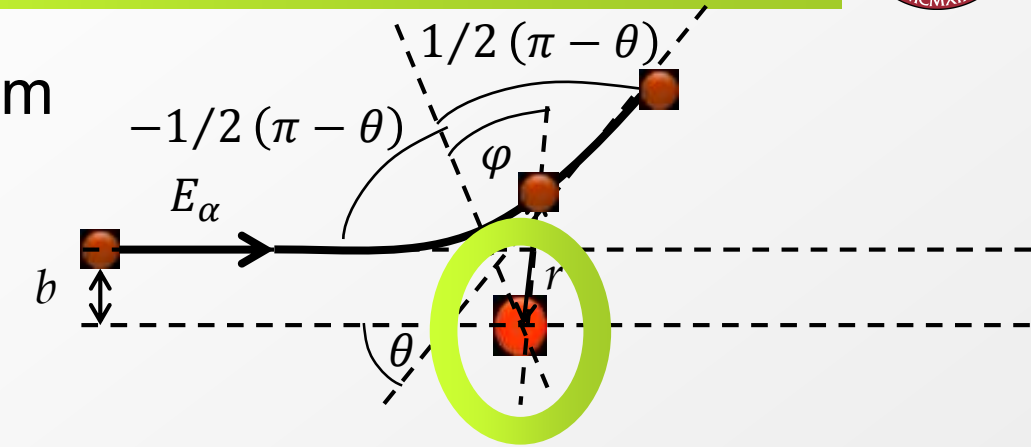
A dostávame vzťah medzi zrážkovým parametrom a rozptylovým uhlom

$$mv^2 b = \frac{1}{4\pi\varepsilon_O} 2e^2 Z \cot\frac{\theta}{2} \Rightarrow \cot\frac{\theta}{2} = \frac{1}{2} mv^2 b \frac{4\pi\varepsilon_O}{e^2 Z} = E_\alpha b \frac{4\pi\varepsilon_O}{e^2 Z}$$

<u>Pre menšie parametre zrážky zodpovedá väčší uhol rozptylu</u>

Koľko α častíc sa rozptýli?

Realita nie je opísaná v jednom rozmere. Určený zrážkový parameter nám opisuje okolo terčového jadra kruh.

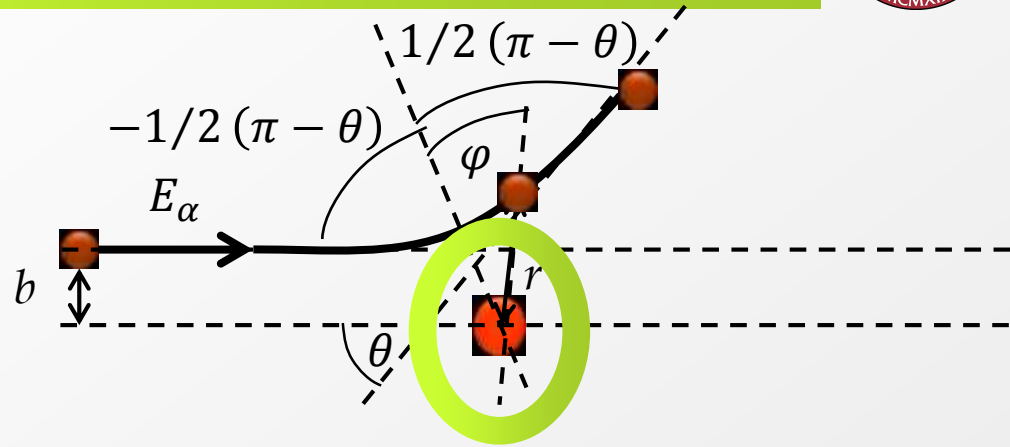


Počtu častíc nalietavajúcich do vnútra kruhu s polomerom b zodpovedá počet častíc s uhlom odklonu <u>väčším</u> ako θ. Plocha tohto kruhu je $\sigma = \pi b^2$. Ak máme v terčovom materiáli N terčových jadier tak počet odklonených alfa častíc je úmerný

$$f = N\pi b^2 = N\pi\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_O}\frac{e^2 Z}{E_\alpha}\right)^2 \cot^2\frac{\theta}{2}$$

Účinný prierez

Účinný prierez rozptylu vyjadruje počet rozptýlených častíc, resp. pomer rozptýlených a všetkých nalietavajúcich častíc.



Pre rozptyl do určitého uhlu θ sledujeme počet častíc v intervale $(\theta, \theta + d\theta)$. Tomu zodpovedajú nalietavajúce častice v intervale $(b, b + db)$ a oblasť kruhu $\mathrm{d}\sigma = 2\pi b db$.

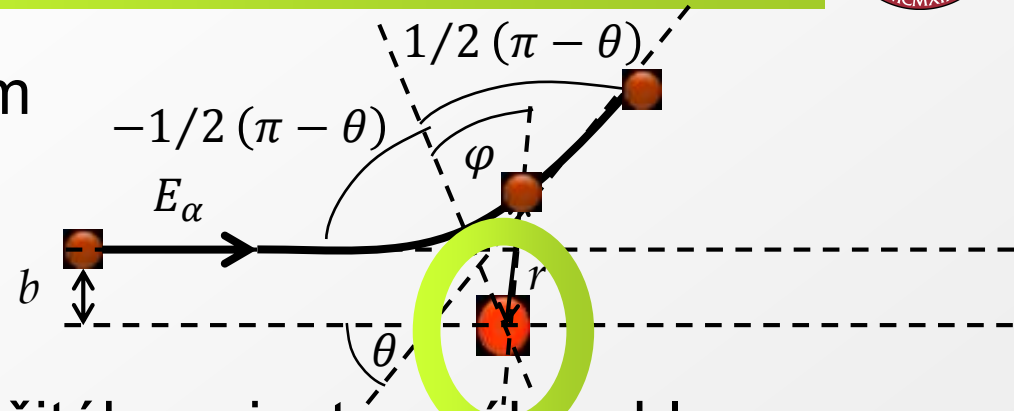
Po dosadení vzťahu medzi zrážkovým parametrom a uhlom výletu dostávame

$$\mathrm{d}\sigma = 2\pi \boxed{\frac{1}{4\pi\varepsilon_O}\frac{e^2 Z}{E_\alpha}\cot\frac{\theta}{2}}\boxed{\frac{1}{4\pi\varepsilon_O}\frac{e^2 Z}{E_\alpha}\frac{1}{\sin^2\frac{\theta}{2}}\frac{1}{2}d\theta} = \pi\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_O}\right)^2\left(\frac{e^2 Z}{E_\alpha}\right)^2\frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sin^3\frac{\theta}{2}}d\theta$$

b $\qquad$ db

Účinný prierez

Priestorovému uhlu $d\Omega$ v celom 2π prstenci zodpovedá uhol $d\Omega = 2\pi \sin\theta \, d\theta$.



Počet častíc rozptýlených do určitého priestorového uhlu sa nazýva diferenciálny účinný prierez a označuje sa ako

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\pi\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_O}\right)^2\left(\frac{e^2Z}{E_\alpha}\right)^2\frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sin^3\frac{\theta}{2}}d\theta}{2\pi\sin\theta\,d\theta} = \frac{\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_O}\right)^2\left(\frac{e^2Z}{E_\alpha}\right)^2\frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sin^3\frac{\theta}{2}}}{4\cos\frac{\theta}{2}\sin\frac{\theta}{2}}$$

$$= \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_O}\right)^2\left(\frac{e^2Z}{E_\alpha}\right)^2\frac{1}{4}\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}$$