

1. Uvod

1.1. Klasična fizika i kvanta mehanika

Atomska i kvantna fizika, koje su obrađene u ovoj knjizi, su proizvod prve trećine dvadesetog veka. Podela klasične fizike u grane (oblasti) kao što su mehanika, akustika, termodinamika, elektricitet, i optika, morala je da se proširi kada su - kao posledica povećanja znanja - atomi i kvanti postali objekti fizičkih istraživanja. Tako je, u dvadesetom veku, klasična fizika komplementirana atomskom fizikom i fizikom svetlosti ili kvantna energije. Cilj atomske fizike je razumevanje strukture atoma i njihove interakcije jednih sa drugima i sa električnim i magnetskim poljima. Atomi su izgrađeni od pozitivno naelektrisanih jezgara i negativno naelektrisanih elektrona. Elektromagnetske sile preko kojih ove čestice interaguju su dobro poznate u klasičnoj fizici.

Nasuprot ovome, fizika atomskog jezgra se ne može razumeti samo na osnovu ovih sila. Nova vrsta sila- nuklearne ili jake sile - određuju strukturu jezgra, i tipične energije veze su nekoliko reda veličine veće nego kod elektrona u atomima. Proučavanja jezgara, elementarnih čestica, i celokupne fizike visokih energija, predstavljaju posebnu granu fizike. One nisu tretirane u ovoj knjizi.

1.2 Kratak istorijski pregled

Reč atom dolazi od starih grka i znači "nedeljiv", i to je najmanja komponenta materije i ne može dalje da se deli. Ovaj koncept je uveden u 5. i 4. veku pre Nove Ere, od strane starogrčkih filozofa. Prva atomska teorija materije potiče od *Demokrita* (460-370 pre Nove Ere), *Plato-a* (429-348 pre N.E.) i *Aristotela* (384-322 pre N.E.). Bilo je potrebno više od dva milenijuma da ovaj spekulativni atomizam postane egzaktna atomska fizika u modernom smislu.

Značenje reči atom postaje jasnije ako se prevede na Latinski: "individuum" je najmanja jedinica velikog skupa, koji poseduje sve bitne karakteristike tog skupa. U ovom smislu, atom je u suštini nedeljiv. Naravno, atom vodonika na primer, može se podeliti u proton i elektron, ali je atom vodonika uništen u ovom procesu. Na primer, ne mogu se u njegovom optičkom spektru opaziti spektralne linije, koje su karakteristične za vodonik.

Atomizam, kako se danas shvata u modernoj nauci je prvo otkriven za materiju, zatim za elektricitet i na kraju za energiju.

Atomizam materije, tj. shvatanje činjenice da se svi hemijski elementi sastoje od atoma, sledio je iz hemijskih istraživanja. Zakoni konstantih i višestrukih proporcija formulisani od strane *Proust-a* (1799) i *Dalton-a* (1803) se mogu vrlo jednostavno objasniti atomskom hipotezom:

Reakcija

14 g azota + 16 g kiseonika daje tačno 30 g NO i

14 g azota i 32 g kiseonika daje tačno 46 g NO₂,

znači da se atomske težine azota i kiseonika odnose kao 14:16.

Samo celi atomi mogu da reaguju jedni sa drugima. Prvi atomski model, (*W.Proust*, 1815) pretpostavlja da su atomi svih elemenata *izgrađeni od vodonikovog atoma*. Kao heuristički princip ova pretpostavka je konačno dovela do šeme redjanja elemenata na osnovu njihovih hemijskih

osobina i izgradnje periodnog sistema elemenata *L.Meyer* i *D.I Mendeljeev* (1869). Više o ovoj temi se može naći u uvodnim knjigama iz hemije.

Približno u isto vreme (1808), *Gay-Lussac* je našao da nisu samo težine, nego su takodje i zapremine gasnih reaktanata u odnosu malih celih brojeva. U gornjem primeru,

1 zapremina azota + 1 zapremina kiseonika daju 2 zapremine NO

1 zapremina azota + 2 zapremina kiseonika daju 2 zapremine NO₂.

Slična opažanja dovela su do *Avogadro*-ove pretpostavke (1811): *jednake zapremine gasova pod istim uslovima (pritisak, temperatura) sadrže jednak broj molekula.*

Kontinualna istraživanja gasova koja su nastavljena u toku 19. veka dovela su do *atomizma toplote*, tj., do objašnjenja toplote i zakona termodinamike, kao posledice kretanja i sudara atoma. Oko 1870. prva teorija, koja je obuhvatala celokupnu granu fizike, kinetičku teoriju gasova, kompletirana je od strane *Clausiusa* i *Boltzmana*.

Atomizam elektriciteta otkriven je 1833. od strane engleskog naučnika *Michael Faraday*. Na osnovu kvantitativne evaluacije vrlo pažljivih merenja u elektrolizi tečnosti on je formulisao njegove čuvene zakone:

količina elemenata (masa), koja je izdvojena, proporcionalna je količini naelektrisanja prenetog u procesu,

i

razni elementi se izdvajaju u ekvivalentnim težinama jednom istom količinom naelektrisanja.

Iz ovoga, Faradej je zaključio: postoje atomi elektriciteta - prošlo je samo 70 godina do određivanja njihove mase i naelektrisanja.

i

ovi "atomi" elektriciteta –nazvani *elektroni*- su vezani za atome materije.

Otkriće *atomizma energije* može se tačno datirati; 14. decembra 1900. godine, *Planck* je objavio izvodjenje njegovog zakona apsolutno crnog tela u predavanju pred Društvom fizičara u Berlinu. Pri izvodjenju njegovih zakona, on je pretpostavio da energija harmonijskih oscilatora može imati samo diskretne vrednosti – potpuno suprotno klasičnom gledištu, u kome vrednosti energije grade kontinuum.

Ovaj datum se može nazvati rođendanom kvantne teorije. Dalji razvoj atomske i kvantne fizike je predmet ove knjige.

Naše znanje strukture atoma je bilo pod jakim uticajem proučavanja atomskih spektara. Pošto su *Kirchoff* i *Bunsen* (1860) pokazali da su optički spektri karakteristike elemenata koji emituju ili apsorbuju svetlost, *Balmer* je (1880) uspeo da pronadje princip redjanja u atomskim spektrima, izražen u formuli (8.1), koja nosi njegovo ime, i koja opisuje spektralne linije vodonikovog atoma. Kao rezultat atomskog modela predloženog od strane *Rutherforda* (1911), *Bohr* je 1913. uspeo da formuliše osnovne principe kvantizacije elektronskih orbitala u atomima. Ova pravila kvantizacije je znatno proširio *Somerfeld*. Paralelni razvoj je bio koncept talasa materije, što je učinio *de Broglie* (de Brolj). Prave proboje u nauci učinili su *Born*, *Heisenberg*, *Schrodinger*, *Pauli*, *Dirac* i drugi istraživači u dekadi 1920 - 1930.

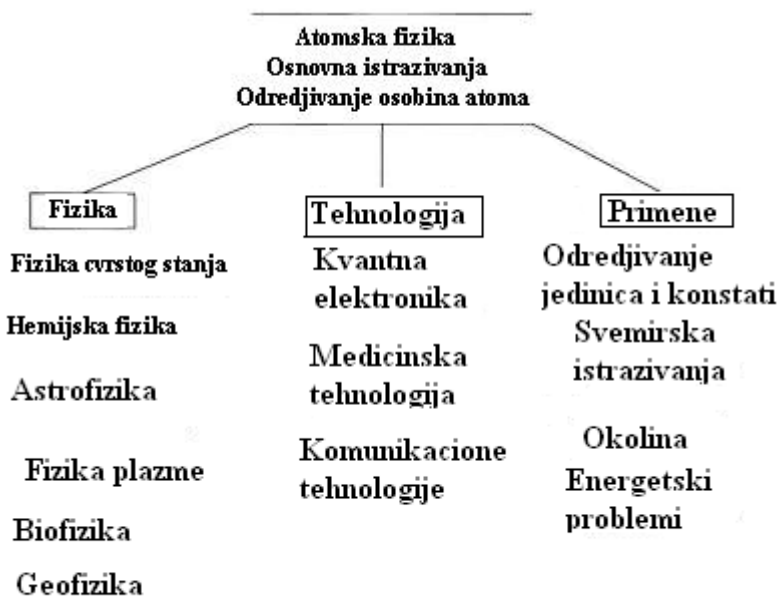
Problemi atomske fizike, koji su od trenutnog interesa su:

- što detaljniji opis strukture elektronskih ljuski atoma i njihovih ekscitacija,

- interakcija između atoma i polja zračenja, s obzirom na primene u optičkom pumpanju (Glava 21) i fizici lasera (Gl. 22),
- interakcija između samih atoma u sudarima u gasnoj fazi i za vreme izgradnje molekula,
- fizički principi koji dovode do formiranja kondenzovanih faza počev od prostih atoma, i njihove osobine.

Molekularna fizika i fizika čvrstog stanja su zasnovane na atomskoj fizici, kao i hemija koja konstanto koriste njene zakone i principe.

Atomska fizika je štaviše osnovna scena mnogih drugih disciplina istraživanja, tehnologije i primena. Nekoliko primera je prikazano na Slici 1.1.



Slika 1. Značaj atomske fizike za druge discipline i tehnologiju

Sledeće glave ne daju hronološku niti istorijsku prezentaciju; one, međutim, prikazuju generalnu liniju razvoja i otkrića. Često je korišćen induktivni pristup. Od male je koristi u fizici prikupljanje činjeničnog znanja. Fizičar mora da nauči da analizira, da objasni, i da izdvoji bitno iz eksperimentalnih nalaza. Na ovaj način razvijaju se modeli prirode. U ovom procesu važno je shvatiti veze sa drugim eksperimentalnim rezultatima i biti u mogućnosti da se predvidi izlazni rezultat novih eksperimenata. Predviđanja se moraju zatim eksperimentalno testirati. Zbog ovih procesa, fizika nije mrtva - finanalizirana nauka, već je u konstantom stanju razvoja; nove eksperimentalne tehnike otvaraju nova polja istraživanja, a na drugoj strani, razvoji novih fizičkih koncepata daju impulse novim eksperimentima.

2. Masa i veličina atoma

2.1. Šta je atom

Atom je najmanja nepromenljiva komponenta hemijskog elementa. Nepromenljivi u ovom slučaju znači, nepromenljiv hemijskim sredstvima. U reakcijama sa kiselinama, bazama ili pod dejstvom srednjih temperatura atomi se mogu sasvim malo izmeniti, naime može se jedino promeniti stepen njihove jonizovanosti. "Srednje" temperature podrazumevaju temperature čija

ekvivalentna energija kT (k je Boltzmanova konstanta, T je temperatura u Kelvinovim stepenima), nije veća od nekoliko elektronvolti (eV) (videti Tabelu 8.1).

2.2. Odredjivanje mase

Počevši sa *Dalton*-ovim zakonom konstantnih i višestrukih proporcija, i *Avogadro*-ve hipoteze, prema kojoj iste zapremine gasa sadrže isti broj molekula ili atoma, uvodimo relativnu atomsku masu (takodje često nazvana atomska težina) A_{rel} . Hemijskim metodama je prvobitno otkriveno da su ove atomske težine približno celobrojni umnošci atomske mase vodonikovog atoma. Relativne atomske mase azota i kiseonika su $A_{rel}(N)=14$, $A_{rel}(O)=16$.

Zbog ovog razloga, definisana je jedinica atomske mase, $1 u$, (skraćenica jedinice je u , ranije takodje označavana sa amj), koja je približno jednaka masi vodonikovog atoma. Od 1961. jedinica atomske mase je zasnovana na masi ugljenikovog atoma ^{12}C , te je njegova masa $A_{rel}=12.00000 u$, i nije tačno jednaka masi vodonikovog atoma. Korišćenje ugljenika, C, kao osnovne supstance se pokazalo zgodnim za precizno eksperimentalno odredjivanje atomskih masa hemijskim sredstvima. Kao definiciju imamo

$$1 u = 1/12 M(^{12}C) \quad (2.1)$$

tj. u je 1/12 mase neutralnog atoma ugljenika sa naelektrisanjem jezgra 6, i masenim brojem 12, tj, ^{12}C . Ranije skale su bile definisane nešto drugačije; stara "hemijska skala" je bila bazirana na kiseoniku u prirodnoj smeši izotopa

$1 amu_{hem} = 1/16$ (srednje mase O atoma u prirodnoj izotopskoj smeši).

i stara "fizička" skala je bila bazirana na izotopu ^{16}O ;

$1 amu_{O-16} = 1/16$ (mase atoma izotopa ^{16}O).

Sledeće konverzije formule se mogu primenjivati za preračun izmedju različitih jedinica

$$amu_{chem}:amu_{O-16}:u_{C-12}=0.99996:0.99968:1.0000 \quad (2.2)$$

i

$$A_{rel,hem}:A_{rel,O-16}:A_{rel,C-12}=1.00004:1.00032:1.00000 \quad (2.3)$$

Apsolutne mase atoma se mogu dobiti iz relativnih masa korišćenjem koncepta mola. $1 mol$ substance je, prema *Avogadro*-u, onoliko grama te supstance koliko je i relativna atomska težina (u slučaju molekula, definisana je relativna molekulaska težina na analogan način). Tako je $1 mol$ ugljenikovog izotopa ^{12}C , tačno 12 grama. $1 mol$ bilo koje supstance sadrži isti broj (N_A) atoma (molekula).

Broj N_A , definisan na ovaj način, naziva se Avogadrov broj (u nemačkoj literaturi ovaj broj se često naziva i Lošmitov broj, prema Austrijskom fizičaru *Loschmidt* koji ga je odredio 1865. na osnovu merenja u gasovima). Eksperimentalni metodi njegovog odredjivanja biće diskutovani u sledećoj sekciji.

Apsolutna masa atoma m_{atom} se tako može dobiti merenjem Avogadrovog broja. Imamo:

$$Masa\ atoma = (Masa\ jednog\ mola\ substance) / N_A \quad (2.4)$$

Odredjivanje masa atoma je tako zasnovano na odredjivanju Avogadrovog broja; njegovo odredjivanje je zasnovano na izboru osnovne supstance za jedan mol. N_A je trenutno definisano kao broj ugljenikovih atoma u 12 g izotopski čistog ^{12}C . Važeća vrednost za N_A je :

$$N_A = (6.022045 \pm 0.000005) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

Pomoću ove vrednosti (2.4) možemo zapisati u obliku

$$m_{\text{atom}} = A_{\text{rel.,C-12}} / N_A \text{ (gram)} \quad (2.5)$$

Za konverziju masene jedinice, u , u druge jedinice može se koristiti sledeća jednačina:

$$1 u = (1.660565 \pm 0.000005) \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931.478 \text{ MeV}/c^2 \quad (2.6)$$

Poslednja konverzija sledi iz ekvivalencije mase i energije $E=mc^2$. MeV je jedinica za energiju, c je brzina svetlosti. Numeričke vrednosti masa m , relativnih atomskih masa A_{rel} , i masenih brojeva A za nekoliko atoma su prikazani u Tabeli 2.1.

Tabela 2.1. Maseni brojevi, mase i relativne atomske mase nekoliko atoma

	Masa atoma A	Masa m kg	A_{rel}
	1	$1.67342 \cdot 10^{-27}$	1.007825
C atom	12	$19.92516 \cdot 10^{-27}$	12.00000
O atom	16	$26.5584 \cdot 10^{-27}$	15.99491

Maseni broj atoma je ceo broj koji je najbliži njegovoj relativnoj atomskoj masi A_{rel} . U nuklearnoj fizici je nadjeno da je A jednako broju nukleona (protona i neutrona) u atomskom jezgru.

2.3. Metode odredjivanja Avogadro-vog broja

2.3.1. Elektroliza

U elektrolitičkoj dekompoziciji soli iz rastvora, iznos nataložene soli je proporcionalan naelektrisanju, koje protekne kroz elektrolit. Za jedan mol monovalentne supstance, potrebno je naelektrisanje od 96485 As (amper sekund=C). Ovo je Faradejeva konstanta, F . Tako, pošto svaki jon nosi jedno elementarno naelektrisanje e , uspostavlja se relacija $N_A = F/e$. Elementarno naelektrisanje, e , označava neelektrisanje jednog elektrona (vidi sekciju 6.3). Na primer, taloženje jednog mola ili 63.5 g bakra iz rastvora CuSO_4 u vodi, potrebno je $2N_A$ elektrona, pošto je bakarni jon dvostruko pozitivno naelektrisan. Merenjem mase nataloženog materijala i merenjem električne struje i vremena može se dobiti konstanta N_A .

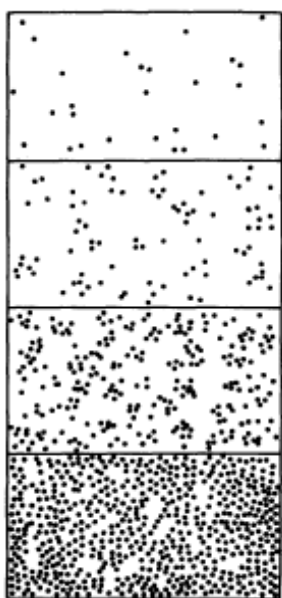
2.3.2. Gasna konstanta i Bolzmanova konstanta

Univerzalna gasna konstanta R i Bolzmanova konstanta k su povezane preko jednačine $k=R/N_A$.

Gasna konstanta se može odrediti preko zakona idealnog gasnog stanja $pV=RT$, a Bolzmanova konstanta preko ravnotežno depozicije (Perrin 1908.). U poslednjoj metodi, raspodela gustine malih suspendovanih čestica u tečnosti, je određena istovremenim dejstvom gravitacije i Braunovog molekularnog kretanja i data je jednačinom

$$n_h = n_0 e^{-mgh/kT} \quad (2.7)$$

gde je n_h broj čestica u jedinici zapremine na visini h , n_0 je broj čestica u jedinici zapremine na visini $h=0$, m je masa čestica, g ubrzanje zemljine gravitacije, k Bolzmanova konstanta i T je apsolutna temperatura.



Slika 2.1. Sedimentna ravnoteža: raspodela suspendovanih sfera dijametra $0.6 \mu\text{m}$ na četiri različite visine u vidnom polju mikroskopa (Perrin).

Na Sl. 2.1 prikazan je eksperimentalni model koji demonstrira sedimentaciju. Formula (2.7) je specijalni slučaj čuvene Bolzmanove raspodele. Pošto ćemo ovu raspodelu koristiti na mnogim mestima u ovoj knjizi, daćemo njenu eksplicitnu generalnu formulu. Tačno izvodjenje može se naći u knjigama iz statističke fizike. Prema Bolcmanovoj raspodeli, broj čestica u termalnoj ravnoteži sa energijom u intervalu $E, E+dE$ dat je sa

$$n_E dE = NZ(T) e^{-\frac{E}{kT}} g(E) dE \quad (2.8)$$

gde se pojavljuju sledeće veličine: N je ukupni broj čestica, $Z(T)$ je *particiona funkcija*. Integraleći preko celokupne energetske oblasti dobije se ukupan broj čestica, N , tj $\int n_E dE = N$. Zbog toga je $Z(T)^{-1} = \int \exp(-E/kT) g(E) dE$. Konačno, $g(E)$ je gustina stanja; potrebna je jer se

čestice sa istom energijom mogu kretati u različitim pravcima, tj. može biti više od jednog stanja sa istom energijom E .

Potpuno zadovoljavajuća definicija $g(E)$ je moguća pomoću kvantne mehanike. Korišćenjem kvantnih brojeva, sa kojima ćemo se kasnije sresti u mnogobrojnim primerima, može se izbrojati broj stanja u intervalu $E, E+dE$.

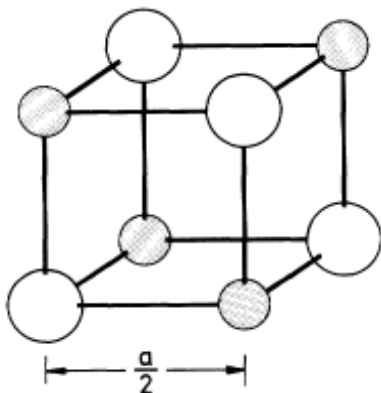
2.3.3 Difrakcija x zraka na kristalima

Rendgenskim (x zračenjem) poznate talasne dužine može se odrediti konstanta rešetke, ili zapremina atoma ili molekula u kristalu. Zapremina mola V_{mol} je onda N_A puta zapremina atoma. Tako, za jedan mol imamo

$$N_A V_{atom} = V_{mol} = M / \rho \quad (2.9)$$

gde M označava molarnu masu, a ρ je masena gustina.

Slika 2.2. ilustruje princip; prikazan je deo NaCl rešetke. NaCl kristališe u kubičnu strukturu. NaCl rešetka se može izgraditi od kubične rešetke koje sadrže Na^+ i Cl^- jone. Ovi joni zauzimaju uglove kocke strane $a/2$, gde je a ukupna dužina ivice jedinične ćelije. Jedinična ćelija je najmanja jedinica kristala, u smislu da se kristalna struktura sastoji od ponavljanja ovog elementa u svakoj od tri dimenzije prostora.



Slika 2.2. Deo kristalne rešetke NaCl. Jedinična ćelija je kocka stranice a . Sadrži Na^+ i Cl^- jone u uglovima rešetke.

Veličina a se može odrediti difrakcijom x – zračenja poznate talasne dužine (Seksija 2.4.5). U kocki zapremine $(a/2)^3$ ima $4/8 = 1/2$ NaCl molekula, jer svaki jon učestvuje u gradnji 8 kocki. Broj molekula po jediničnoj zapremini je odatle

$$n = (1/2)(2/a)^3 \quad (2.10)$$

Kada se ovo izjednači sa $N_A/V=N_A\rho/M$, dobija se

$$N_A = \frac{4M}{a^3 \rho} = \frac{4 \cdot 58.4}{(5.63)^3 \cdot 10^{-24} \cdot 2.16} = 6.05 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \quad (2.11)$$

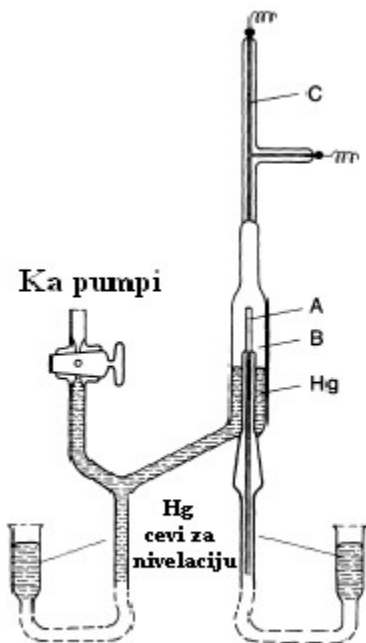
ili $6.05 \cdot 10^{26} (\text{kmol})^{-1}$ sa $a=5.63 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ i $\rho=2.16 \text{ g/cm}^3$.

Tačnost merenja N_A ovim metodom je oko $5 \cdot 10^{-6}$ (relativna neodređenost). Gustina ρ ne može (za sada) biti određena sa većom tačnošću. Međutim, konstanta rešetke a se može odrediti sa mnogo većom tačnošću korišćenjem x- zračne interferometrije monokristala Si, što daje relativnu grešku od $6 \cdot 10^{-8}$. Ovaj metod postaje apsolutna tehnika za određivanje N_A , ako se merenje talasne dužine x-zračenja obavi korišćenjem mehanički izrezbarenog lenjira i na taj način poveže direktno sa metrom. Ovo postaje moguće ako zračenje upada pod vrlo malim uglom (grazing-incidence); pri normalnom upadu zračenja, mehanički pripremljeni lenjiri su previše grubi u odnosu na talasnu dužinu.

2.3.4. Određivanje korišćenjem radioaktivnog raspada

Medju mnogobrojnim drugim metodama za određivanje N_A , ovde ćemo pomenuti još metod Rutherford-a i Royds-a iz 1909 god.

U eksperimentalnom kompletu prikazanom na slici 2.3. izvor radona je u unutrašnjosti cevi A. (radon je prirodni radioaktivni gas i član je prirodnih radioaktivnih nizova, *prim. prev*). Alfa čestice koje emituje ovaj izvor mogu da prodju kroz tanak zid cevi A. U drugoj cevi B sa debljim zidovima alfa čestice koje su jezgra atoma helijuma se skupljaju kao He gas. Preko joinzujućih procesa u izvoru i gasu, oslobadja se izvestan broj elektrona koji se kombinuje sa alfa česticama i stvaraju He atome. Izazivano gasno pražnjenje u cevi C pobudjuje ove atome i izaziva ih da emituju svetlost; spektralna analiza u stvari pokazuje da se radi o helijum.



Slika 2.3. Eksperimentalni uređaj Rutherford-a i Royds-a: *Phil. Mag.*17, 281 (1909). Staklena cev, A, sa tankim zidovima sadrži alfa radioaktivni gas radon $^{222}_{86}\text{Rn}$. Helijumovi atom koji su se sakupili u toku nekoliko dana u vakumiranom prostoru B se kompresuju u kapilari C i detektuju u spektru gasnog pražnjenja. Živa služi da kompresuje gasove menjanjem njenog nivoa.

Na ovaj način je demonstrirano da je alfa čestica jezgro helijuma. Ako se meri količina gasa formiranog za neko vreme, i ako se zna brzina raspadanja izvora (brojanjem pomoću Gajger

Milerovog brojača ili scintilacionim detektorom) može se odrediti broj atoma po jedinici zapremine i na ovaj način N_A .

2.4. Odredjivanje veličine atoma

2.4.1. Primena Kinetičke Teorije Gasova

Kinetička teorija gasova opisuje stanje gasova preko makroskopskih promenljivih, kao što su pritisak i temperatura, ali na atomskoj osnovi. Njena primena na objašnjavanje makroskopski merljivih veličina gasova takodje vodi do odredjivanja veličine atoma. Da bi se ovo razumelo, moramo se prvo pozvati na argumente, koji potvrđuju korektnost kinetičke teorije.

Zakon idealnog gasnog stanja je

$$pV = nRT \quad (2.12)$$

gde je, p pritisak, V zapremina, n broj molova, R univerzalna gasna konstanta i T temperatura.

Na konstantnoj temperaturi ovo je Boyle-ov zakon. Jednačina (2.12) se takodje može izvesti preko kinetičke teorije gasova. Da bi se ovo uradilo, izračunamo broj čestica u datoj zapremini koje se sudaraju sa jediničnom površinom zida po jedinici vremena i odatle impuls prenet zidu (ovo je broj čestica sadržanih u tzv Maksvelom cilindru dužine v). Pritisak kojim gas deluje na zidove suda dat je sa

$$p = (1/3)Nm\bar{v}^2 \quad (2.13)$$

gde je m masa čestica (atoma ili molekula gasa) \bar{v}^2 je srednja vrednost kvadrata brzine, i N je broj čestica u jedinici zapremine. Pošto je srednja kinetička energija, $m\bar{v}^2/2$, slobodne čestice u termalnoj ravnoteži jednaka $(3/2)kT$, jednačina (2.13) postaje $p=NkT$. Ova jednačina je identična sa jednačinom idealnog gasa, što se neposredno prepoznaje nakon množenja sa molarnom zapreminom V_{mol} :

$$pV_{mol} = NV_{mol}kT = N_AkT = RT \quad (2.14)$$

Potvrda da kinetička teorija gasova daje dobar opis fizičkog ponašanja gasova se dobija eksperimentalnom proverom predviđanja teorije. Na primer, raspodela brzina molekula u gasu koja se može izvesti iz kinetičke teorije (*Maxwell*-ova raspodela) je eksperimentalno proverena sa velikom tačnošću. Ova raspodela je opet specijalni slučaj *Boltzman*-ove raspodele (cf.2.8).

Energija čestice je $E=mv^2/2$. Želimo da izračunamo broj čestica $n(v)dv$, čija apsolutna vrednost brzine, nezavisno od pravca, leži u intervalu $v, v+dv$. Potrebno je preračunati funkciju gustine $g(E)$ u obliku nove funkcije gustine $\bar{g}(v)$ koristeći uslov

$$g(E)dE = \bar{g}(v)dv$$

Kako preračunavanje ne pruža uvid u neku posebnu fiziku, dajemo samo krajni rezultat, Maxwell ovu raspodelu brzina:

$$n(v)dv = n_0 v^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} dv \quad (2.15)$$

gde je $n(v)dv$ broj čestica sa brzinom u intervalu $v, v+dv$, i n_0 je ukupan broj čestica. U eksperimentalnoj proverbi raspodele brzine meri se relativni broj atoma gasa sa datom brzinom v .

2.4.2. Presek interakcije

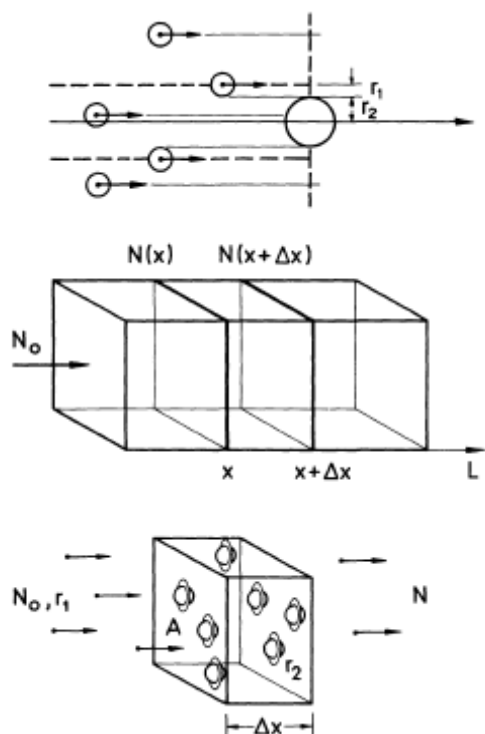
Veličina atoma u gasu se može meriti iz preseka interakcije sa kojima se atomi sudaraju u gasovima. Izvodjenje koncepta preseka interakcije je ilustrovano na slici 2.4. Snop atoma tipa 1 (snop površine poprečnog preseka A , čestica radijusa r_1 , brojčane gustine N_0) udara u sloj sačinjen od atoma tipa 2 (debljina sloja Δx , radijus čestica r_2 , brojčane gustine n). Postavlja se pitanja koliko se atoma tipa 1 sudara sa atomima tipa 2 i skreće sa pravca kretanja (ne prolaze neporemećeni) kroz dati sloj? Ovaj presek interakcije se često naziva u rečniku fizike i *efikasni presek rasejanja*.

Problem grubo odgovara sledećoj makroskopskoj situaciji: neko stoji ispred šume i puca iz puške prema šumi (bez nišanja). Verovatnoća da metak prodje bez skretanja je veća što je manja debljina stabla i njihova gustina. Ako se pucanje ponovi više puta i broji se broj neskrenutih metaka u odnosu na ukupan broj ispaljenih, moguće je odrediti debljinu drveta (to je presek interakcije). Da bi se to obavilo potrebno je znati gustinu stabala. Normalno, ovakav metod se neće koristiti za stvarnu šumu. U atomskoj fizici ovakav metod je nužan jer nije moguće primeniti "stvarni metar" između atoma kao u šumi. Isti problem se pojavljuje u brojnim oblastima fizike; na primer u atomskoj fizici, sudar između dve čestice se može koristiti za određivanje preseka nuklearnih ili čestičnih reakcija. Videćemo da je i u atomskoj fizici interakcija između svetlosnog kvanta i atoma opisana efikasnim presekom. Zbog svoje važnosti i široke primene u mnogim oblastima fizike, koncept interakcionog efikasnog preseka se ovde tretira nešto detaljnije. Sudar između atoma radijusa r_1 i r_2 dovodi do skretanja atoma iz inicijalnog pravca kada se dogodi u oblasti $\sigma = (r_1 + r_2)^2 \pi$ (vidi sl. 2.4.) Možemo da kombinujemo skretanje obe sudarajuće čestice u zajednički presek. Verovatnoća sudara je onda data kao količnik broja sudara prema broju mogućih sudara, tj.

$$W = \text{Površina svih preseka interakcije u zapremini snopa} / (\text{ukupna površina})$$

Ovo je ispravno pod pretpostavkom da se površine πr^2 različitih čestica koje su locirane jedna iza druge ne preklapaju. Ovo je ispunjeno za dovoljno male debljine. Da bi se izračunao broj skrenutih atoma u sloju konačne debljine L , prvo ga izdelimo u tanke slojeve debljine Δx . Ako N atoma prodre u tanak sloj na dubini x (vidi sl. 2.4), broj ΔN skrenutih iz snopa posle prolaska rastojanja Δx je

$$\Delta N = -WN = - \frac{\text{Ukupan broja atoma u zapremini}}{\text{Ukupna površina}} \sigma N \quad (2.16)$$



Slika 2.4. Definicija i merenje preseka interakcije. Gornji deo: Presek interakcije čestice sa radijusom r_1 koja interaguje sa česticom r_2 je $(r_1 + r_2)^2 \pi$. Centralni deo od ukupno N_0 čestice koje s leva dostignu zapreminski elemenat dx , N prodje bez skretanja. Na ovaj način presek interakcije se može eksperimentalno odrediti. Donji deo: izvodjenje (2.20). Radijus čestica r_1 i r_2 se kombinuju u $(r_1 + r_2)$.

Pošto je ukupan broj atoma u datoj zapremini dat kao proizvod gustine čestica n i površine A i debljine sloja Δx , iz (2.16) dobija se

$$\Delta N = - \frac{nA\Delta x\sigma}{A} N \quad (2.17)$$

Ako sada zamenimo konačne priraštaje odgovarajućim infinitezimalnim veličinama, dobija se

$$\frac{dN}{N} = - n\sigma dx \quad (2.18)$$

Broj atoma skrenutih (ili neskrenutih, resp.) duž cele dužine x dobija se integraljenjem (2.18)

$$\ln N = - n\sigma x + \ln N_0 \quad (2.19)$$

Ovde je $\ln N_0$ konstanta integracije, gde je N_0 broj čestica koje su incidentne u tački $x=0$. Iz ove relacije dobije se neposredno $N = N_0 e^{-n\sigma x}$ kao broj čestica, koje su još uvek prisutne u snopu na dubini x ; posle prolaska ukupne dubine L

$$N = N_0 e^{-n\sigma L} \quad (2.20)$$

Broj skrenutih atoma je

$$N_{\text{rasejano}} = N_0(1 - e^{-n\sigma L}) \quad (2.21)$$

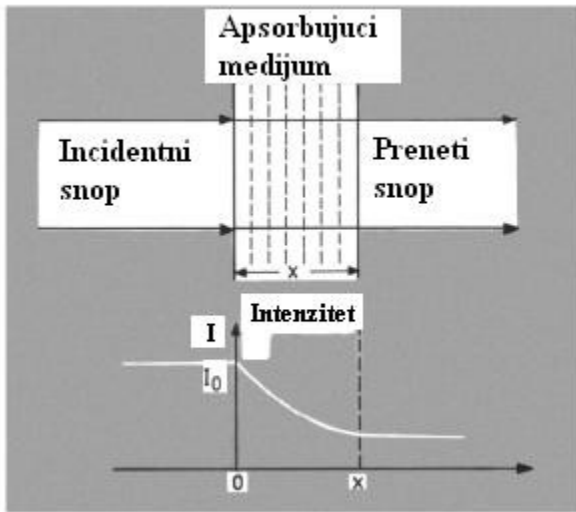
Proizvod $n\sigma = \alpha$ se naziva i makroskopski *koeficijent rasejanja* i σ je (mikroskopski) ukupni presek interakcije.

Iz merenja σ sledi, prema $\sigma = (r_1 + r_2)^2 \pi$, da je moguće naći $(r_1 + r_2)$. U slučaju identičnih atoma $r_1 = r_2 = r$ može se odrediti r , tj. *veličina* atoma.

Koncept preseka interakcije, koji je ovde definisan ćemo često sretati u kasnijim poglavljima knjige. Slika 2.5 pokazuje zavisnost intenziteta svetlosnog zraka od debljine apsorbujućeg medijuma kroz koji snop prolazi kako je opisano jednačinom (2.20). Za apsorpciju svetlosti atomima ili molekulima važi Lambert-Beer-ov zakon

$$I = I_0 e^{-n\alpha x} \quad (2.22)$$

gde je I preneti intenzitet, I_0 je incidentni intenzitet i α je koeficijent apsorpcije po jednoj apsorbujućoj čestici, n je ponovo brojčana gustina atoma ili molekula u apsorbujućem medijumu. (Pod intenzitetom svetlosti podrazumeva se preneti energija kroz jediničnu normalnu površinu u jedinici vremena, prim.prev)



Slika 2.5. Slabljenje snopa svetlosti pri prolazu apsorbujućeg medijuma

2.4.3. Eksperimentalno određivanje preseka interakcije

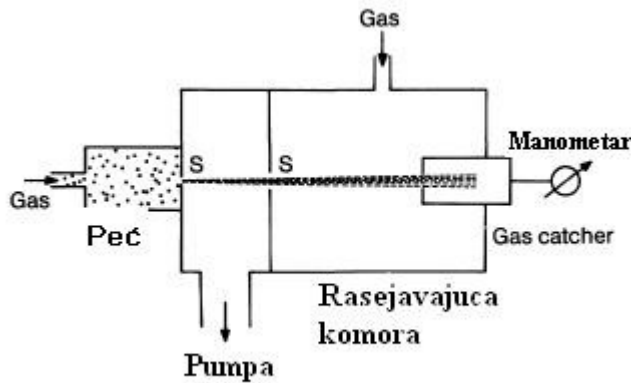
Efikasni presek interakcije se može meriti direktno u eksperimentima sudara koristeći snop atoma i gas kao metu. Aparatura za takva merenje je prikazana na slici 2.6.

Često se međutim, preseki interakcije ili veličine atoma određuju indirektno. Na primer, mereći srednji slobodni put λ , koji se definiše pomoću jednačine (2.20); λ je rastojanje L ili x , posle koga je inicijalna gustina N_0 smanjena na N_0/e . Tako, uz (2.20) i n koje je ponovo brojna gustina čestica, uzimajući $r_1 = r_2 = r$

$$\lambda = \frac{1}{4\pi r^2 n} = \frac{1}{\sigma n} \quad (2.23)$$

Do sada je pretpostavljano da su atomi mete u miru. Ako se pretpostavi da su i oni u kretanju, izraz za λ se mora modifikovati. Dajemo rezultat bez izvodjenja

$$\lambda = \frac{1}{4\pi \sqrt{2} r^2 n} \quad (2.24)$$



Slika 2.6. Uredjaj za merenje efikasnog preseka atoma na atomima. Snop atoma gasa ulazi u rasejavajuću komoru kroz otvor S. Rasejanja na atomima gasa u komori dovodi do slabljenja snopa koji stiže na kolektorsku mrežicu.

Srednji slobodni put, ovako definisan, ulazi u makroskopski merljive veličine, na primer u viskoznost. Viskoznost je u suštini mera impulsa prenetog izmedju atoma ili molekula u gasovima u tečnostima i zato zavisi od frekvencije sudara izmedju čestica. Srednji slobodni put se tako može makroskopski odrediti. Detaljna relacija (takodje bez izvodjenja) je

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \lambda \bar{v} \quad (2.25)$$

gde je η viskoznost, ρ je gustina i λ je srednji slobodni put, \bar{v} je srednja brzina čestica. Veličina η se može meriti, na primer iz brzine toka kroz kapilaru.

Drugi metod za merenje λ je zasnovan na toplotnoj provodnosti u gasovima. Ona takodje zavisi od frekvencije sudara izmedju čestica i energije prenete u tim sudarima. Ovde, takodje bez izvodjenja, daje se, relacija izmedju toka toplote dQ/dt i termalnog gradijenta dT/dx

$$\frac{dQ}{dt} = -\lambda_{TC} A \frac{dT}{dx} \quad (2.26)$$

gde je dQ diferencijal toplote, λ_{TC} je toplotna provodljivost, i A je površina poprečnog preseka medijuma koji provodi toplotu. Toplotna provodljivost λ_{TC} zavisi od srednjeg slobodnog puta preko relacije

$$\lambda_{TC} = \frac{n}{2} k \bar{v} \lambda \quad (2.27)$$

Tabela 2.2 daje neke vrednosti poluprečnika atoma. Dalji detalji i izvodjenja koji su ovde ispuštena se mogu naći u standardnim knjigama iz eksperimentalne fizike.

2.4.4. Odredjivanje veličine atoma u “kovolumenu”

Van der Waals-ova jednačina stanja za jedan mol realnog gasa je

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (2.28)$$

Ovde izraz a/V^2 označava “unutrašnji pritisak”, koji se dodaje spoljašnjem pritisku P i potiče od sila između čestica. Druga korekcija, b , koja potiče od unutrašnjih sila je smanjenje slobodne zapremine V gasa za zapreminu čestica gasa (tzv. kovolumen). Ova veličina, b , koja se može eksperimentalno odrediti proučavanjem P-V dijagrama stanja, je jednaka četverostrukoj zapremini čestica. Tako važi

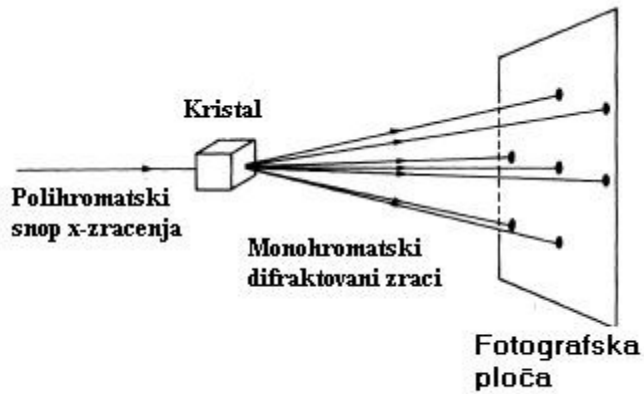
$$b = 4 \frac{4\pi}{3} r^3 N_A \quad (2.29)$$

2.4.5. Atomske veličine iz merenja difrakcije x – zračenja na kristalima

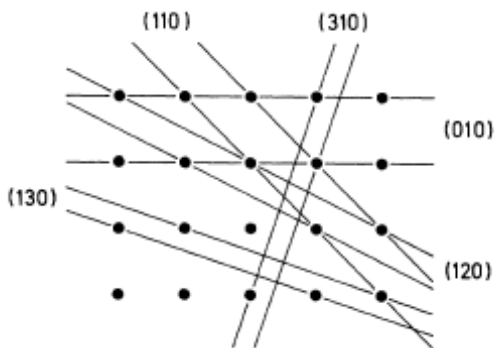
Čuveni eksperiment *von Laue, Friedrich i Knipping*-a iz 1912., difrakcije x-zračenja na kristalima je doneo nauci sledeće informacije:

- konačan dokaz da su kristali izgradjeni od atoma,
- talasnu dužinu x – zračenja,
- konstantu kristalne rešetke- i preko ovoga, informacije o veličini atoma u kristalu.

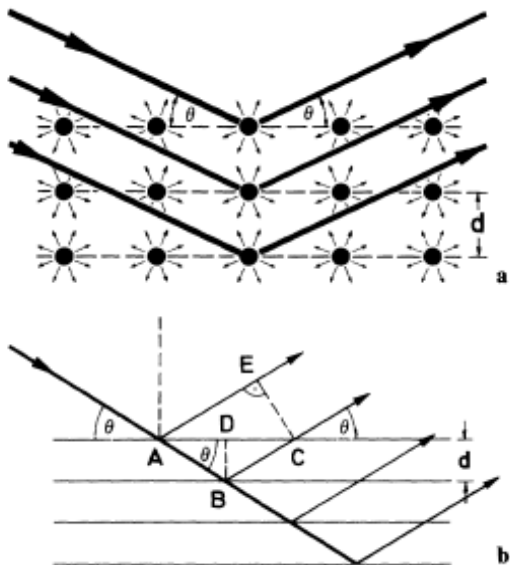
Difrakcija x-zračenja se može posmatrati kao refleksija x-zračenja od tzv. kristalnih ravni pod izvesnim ogledalskim uglovima. Kristalna ravan je ravan u kristalu u kojoj leže atomi. U kristalu postoji veliki broj familija paralelnih i podjednako udaljenih ravni. One se razlikuju jedna od druge njihovim rastojanjima, gustinom atoma u ravnima i njihovom orijentacijom unutar kristalne rešetke (vidi sl 2.8). Prema Hajgensovom principu, svaki atom koji je pogodjen x-zračenjem postaje tačkasti izvor novih elementarnih talasa (Sl. 2.9). Ovi elementarni talasi konstruktivno interferiraju na nekim uglovima. Uslov refleksije se izvodi kao: pojačanje se događa



Slika 2.7. Difrakcija X-zračenja na kristalu po von Laue-u; shema eksperimenta. X-zračenje kontinualne raspodele po talasnim dužinama (polihromatsko x-zračenje) difrakuje na kristalu. Uslov interferencije na trodimenzionalnoj rešetki daje konstruktivnu interferenciju u pojedinim pravcima prostora na određenim talasnim dužinama. Opažaju se interferencijski maksimumi koji odgovaraju određenim diskretnim talasnim dužinama



Slika 2.8. Jednostavna kubična rešetka sa nekoliko ravni. One se karakterišu Miller-ovim indeksima. Rastojanje između dveju paralelnih kristalnih ravni opada sa povećanjem Millerovih indeksa. (monohromatsko x-zračenje).



Slika 2.9 a,b. Izvodjenje Bragg ovog zakona refleksije. Horizontalne linije označavaju ravni rešetke do kojih incidentno x-zračenje dospeva i od kojih se rasejava pod uglom θ . a) Svaki atom rešetke deluje kao rasejavajući centar. b) Izvodjenje Braggovog uslova za odbijanje x-zračenja od ravni rešetke

kada putna razlika Δ između dva susedna snopa odgovara celom umnošku talasnih dužina, $n\lambda$. Za putnu razliku Δ imamo prema slici 2.9b

$$\Delta = AB + BC - AE = 2AB - AE = \frac{2d}{\sin\theta} - 2AD \cos\theta \quad (2.30)$$

Preko relacije $AD = d/\tan\theta$ i (2.30) može se dobiti

$$\Delta = 2 \frac{d}{\sin\theta} (1 - \cos^2\theta)$$

ili, konačno, uslov konstruktivne interferencije

$$\Delta = 2d \sin\theta = n\lambda \quad (2.31)$$

Različiti metodi difrakcije x-zračenja na kristalima se koriste u praksi i razlikuju se u sledećem:

-U *Laue* ovoj metodi koristi se monokristal, određena vrednost incidentnog (upadnog) ugla, i x – zračenje kontinualnog spektra (“polihromatski” x- zranci). Uslov konstruktivne interferencije je ispunjen u pojedinim tačkama u ravni posmatranja za određenu talasnu dužinu.

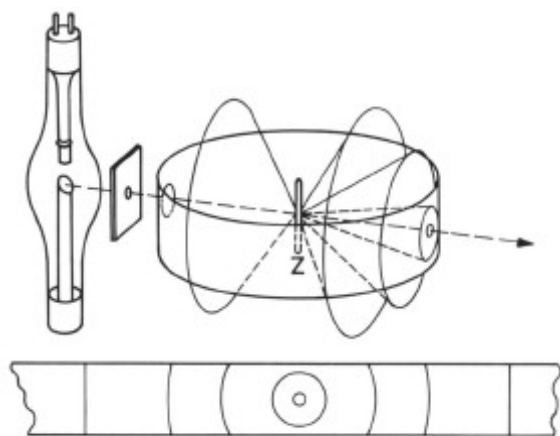
-U *Bragg*-ovoj metodi sa rotirajućim kristalom, takodje se koristi monokristal, ali monohromatsko x–zračenje. Kristal se rotira, tako da se incidentni ugao menja kontinualno u određenom opsegu vrednosti. Uslov konstruktivne interferencije se ispunjava sukcesivno za razne kristalne ravni.

-U *Debye-Scherrer* ovoj metodi (Sl 2.10 i 11) uzorak je polikristal ili prah. X-zračenje je monohromatsko. Kako se svaka kristalna ravan može sresti u svim mogućim orijentacijama u odnosu na incidentni snop, dobija se interferencioni konus čiji presek sa ravni opažanja daje interferencioni prsten.

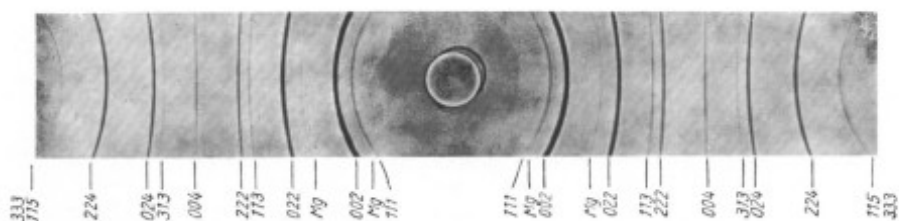
Jednačina (2.31) povezuje talasnu dužinu x- zračenja sa konstantom rešetke ili rastojanjem između kristalnih ravni. Talasna dužina x-zračenja se može meriti i drugim metodama (ne samo iz interferencije na kristalima). Njeno merenje se može direktno korelisati sa metrom korišćenjem interferencije x–zračenja, koji pod malim uglom difraktuju na difrakcionoj rešetki. Kako nije moguće izraditi difrakcionu rešetku sa konstantom reda talasne dužine x-zračenja, koristi se gruba rešetka, sa na primer 50 zarez/mm, ali se eksperiment izvodi tako da x –zračenje pada pod uglom manjim od 1° na rešetku. Kako je indeks prelamanja x-zračenja nešto manji od 1, ukupna refleksija se događa kada je ugao upada dovoljno mali. Efektivna konstanta rešetke je onda projekcija stvarnog rastojanja između zarez pod uglom upada. Ona je dovoljno mala da omogući merenje talasne dužine x-zračenja.

Načinimo dve dodatne napomene koje se odnose na difrakciju x-zračenja.

-U praksi, difrakcija x zračenja je mnogo komplikovanija nego što je to opisano gore. Raspodela intenziteta u difrakcionoj slici se mora tačno odrediti i mora se uračunati da centri rasejanja nisu tačke, već su to elektronske ljuske sa konačnim dimenzijama u prostoru. Kompletna kvantitativna analiza difrakcione slike x-zračenja vodi konačno do tačnog određivanja gustine elektrona u kristalnoj rešetki. Odatle, dobija se ne samo rastojanje između atoma, već takodje i njihova veličina i čak i oblik. Slike 2.12 i 2.13 ilustruju eksperimentalno određenu raspodelu gustine elektrona u kristalima. Iz kontualnog karaktera ovih mapa proističe pitanje “gde su granice atoma?”, i ovo dalje opet dovodi do pitanja, “Šta tačno podrazumevamo pod veličinom atoma?”



Slika 2.10. Debye-Scherrer ov metod: difrakcija monohromatskog x-zračenja na uzorku polikristala Z. Na filmu se pojavljuju prstenovi koji predstavljaju presek ravni filma i difrakcionih konusa raznih difrakcionih familija. Da bi se generisalo monohromatsko x-zračenje mogu se koristiti karakteristične x-zračne linije (Slika 18.3) ili se može upotrebiti kristal kao monohromator prema principu (2.31).



Slika 2.11. Debye-Scherrer ov dijagram MgO (iz Gerthsen, Knese, Bogel: Physik. 13^o izdanje (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1978, Slika 12.37)

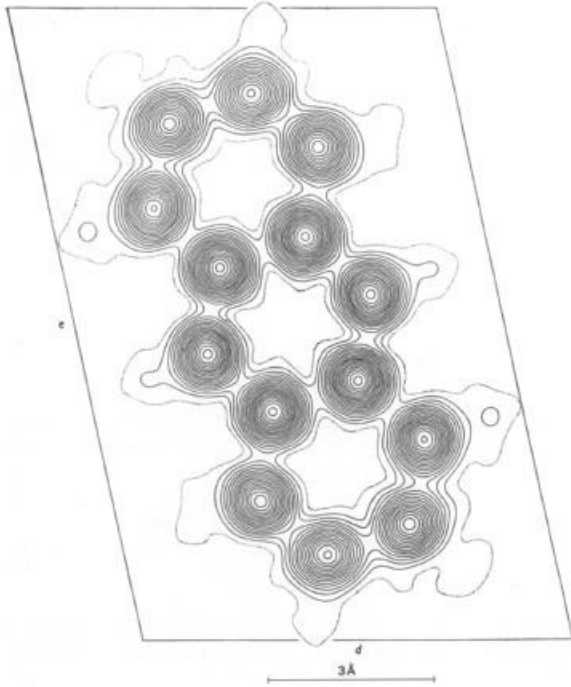
U slučaju čvrstih sfera, “veličina” se može definisati egzaktno. Za atome, koncept veličine se ne može definisati bez navodjenja metode merenje. Razne metode su osetljive na razne osobine atoma, koje zavise od “veliçine” atoma na razne načine.

Razmotrimo još jednom metode proučavanja koje su opisane gore u svetlu ovih napomena.

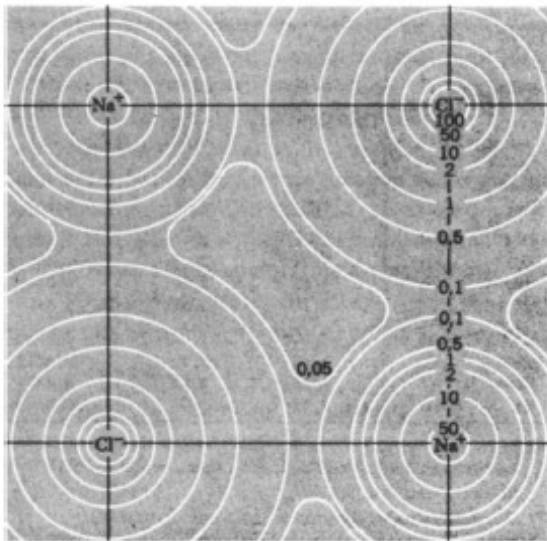
Iz viskoznosti može se dobiti međuatomsko rastojanje u prisustvu termalnog kretanja. Pošto atomi nisu savršene čvrste sfere, radijus dobijen na ovaj način je funkcija brzine. Štaviše, rezultat zavisi od oblika atoma; prostorna raspodela elektronskih ljuski atoma i molekula odstupa manje ili više od sfernog oblika.

Tabela 2.2. Atomske radijusi mereni raznim metodama (u Å=0.1 nm)

	iz η	iz d	iz b
Neon	1.18	1.60	1.2
Argon	1.44	1.90	1.48
Kripton	1.58	1.97	1.58
Xenon	1.75	2.20	1.72



Slika 2.12. Raspodela gustine elektrona u molekulu antracena određena V.L. Sinclair, J. M. Robertson, A. McL. Mathieson. *Acta Crystallog.* 3, (254 (1950)). Predstavljene su linije jednake elektronske gustine ("konturne linije).



Slika 2.13. Raspodela gustine elektrona u osnovnoj ravni NaCl iz x-zračne analize dobijene od Schoknecht: *Znaturforsch.* 12a 983 (1957). Neprekidne linije su linije jednake gustine elektrona.

Kovolumen b u zakonu realnih gasova se izvodi uz pretpostavku da su atomi elastične sfere. Rastojanje između ravni rešetke d je ravnotežno rastojanje između čestica u kristalnoj rešetki.

Zbog toga ne bi trebalo da bude iznenadjujuće da atomski radijusi mereni raznim metodama odstupaju jedni od drugih - red veličine je međutim uvek isti- nekoliko angstrema ($\text{Å}=10^{-10}$ m). Tabela 2.2 pokazuje poredjenje merenih vrednosti.

2.4.6. Da li se mogu videti pojedinačni atomi??

Moć razdvajanja (rezolucija) mikroskopa se definiše kao najmanje rastojanje između dve strukture na jednom objektu koje se još uvek mogu videti odvojeno. Prema Abbe ovoj teoriji formiranja slike, moć razdvajanja je ograničena difrakcijom na sočivima koja formiraju sliku. U knjigama iz optike, uslov - pored nultog reda najmanje još jedan difrakcioni maksimum je nužan da bi se formirala slika- koristi se da bi se izvela jednačina za moć razdvajanja,

$$d = \frac{\lambda}{n \sin \alpha} \quad (2.32)$$

gde je d moć razdvajanja, λ je talasna dužina, n indeks prelamanja, i α je ugaoni otvor sočiva. Za vidljivu svetlost dobija se oko 5000 Å ili 500 nm.

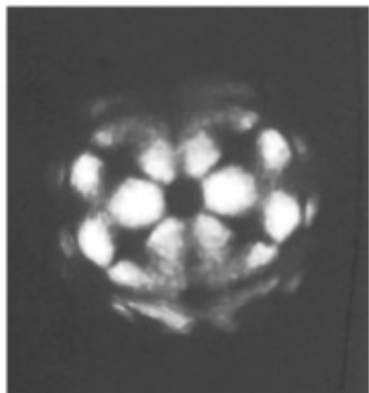
Za druge vrste elektromagnetskog zračenja, teorijska vrednost razdvajanja se ne može postignuti. Za x-zračenje nije moguće konstruisati pogodna sočiva pošto je indeks prelamanja svih supstanci za x zračenje približno 1. Elektroni se mogu skretati električnim i magnetskim poljima; tako, oni se mogu koristiti za konstruisanje sočiva za elektrone i za formiranje slika. Zbog neizbežne aberacije sočiva, međutim nije moguće raditi sa snopovima vrlo malog skretanja u elektronskom mikroskopu. Tabela 2.3 daje pregled moći razdvajanja raznih metoda formiranja slike.

Tabela 2.3. Moći razdvajanja za razne talasne dužine

	Moć razdvajanja Å		Napomena
	Teorija	praksa	
Svetlost	5000	5000	
Tamno polje	500	500	Nema formiranja slike, samo difrakcija
x zračenje $\lambda=1 \text{ Å}$	1	nekoliko 100	Nema sočiva
Elektroni $0.1 \text{ MeV} \equiv \lambda=0.037 \text{ Å}$			Aberacija sočiva

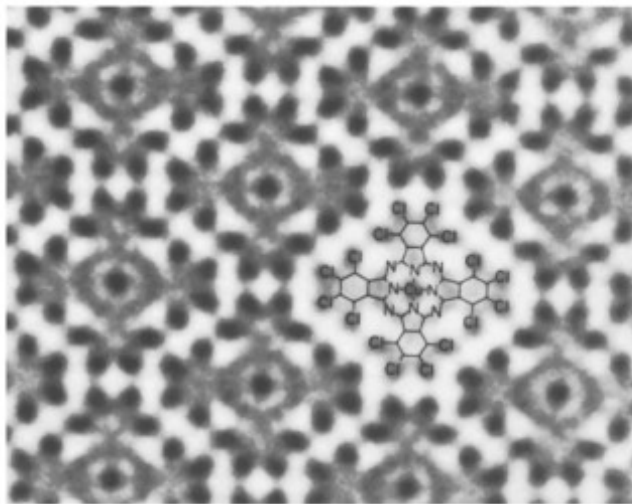
Poslednjih godina, veliki uspeh je postignut u dobijanju slika pojedinačnih atoma specijalnim tipom elektronskog mikroskopa; pomoću *field emission microscope* moguće je vizuelizirati jedan atom ili veliki molekul u tački na vrhu fine metalne tačke (šiljka) (Fig. 2.14) i sa *scanning electron microscope* je pokazano da je moguće formirati sliku atoma ili molekula. Postignuta rezolucija je oko 0.5 nm. Elektronskim mikroskopom na visokom naponu, moguće je dobiti rezoluciju od 0.15 nm. Ovim je omogućeno snimanje pojedinačnih atoma ili molekula u kristalu. Primeri su prikazani na slici 2.15

Konačno, koristeći *scanning tunnel microscope*, moguće je razdvojiti atomsku ili molekularnu strukturu površine i učiniti vidljivim strukturne elemente. U ovoj aparaturi, razvijenoj od strane *Binnign-a* i *Rohrer-a*, krajnje fina metalna tačka se kreće preko površine na rastojanju manjem od 1 nm. Između vrha šiljka i podloge teče struja “*struja tunelovanja*” i ona je mera rastojanja, gustine naelektrisanja, i radne funkcije naelektrisanja, koje izlazi iz podloge. Ove veličine se menjaju od mesta do mesta na atomskoj skali, tako da je koristeći računare moguće dobiti sliku površine podloge. Na slici 2.16 prikazana je atomska struktura običnog molekula *bakar phthalocyanuna*.

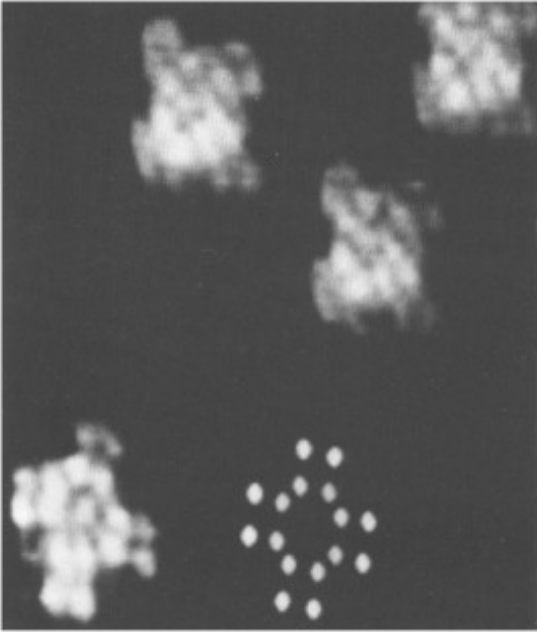


Slika 2.14. Slika tačke tungstenove igle pomoću field emission mikroskopa F.W. Muller. Slika je dobijane od Leubold-Heraeus Co i Kelnu. Slika se lako može proizvesti za demonstraciju u nastavi. Različite ravni rešetke koje presecaju vrh igle imaju raznu verovatnoću emisije elektrona i ovo stvara geometrijsku sliku svetlih i tamnih regiona. Ovo odslikava geometriju kristalne rešetke. Barijumovi atomi su nataloženi iz pare na tungstenovu iglu. Kada su oni prisutni, verovatnoća emisije raste tako da se oni pojavljuju kao svetle tačke na slici. Za vreme depozicije (iz pare) oni se mogu opaziti kao pahuljice. Na ovaj način se pokazuje da je moguće videti pojedinačne atome.

Formiranje slike i manipulacija pojedinačnim atomima i molekulima na površini tela je postalo moguće pomoću ovakvih instrumenata. Više detalja je dato u Haken i Wolf (Molekular Physics and Elements of Quantum Chemistry), poglavlje 2.1.



Slika 2.15. Slika hexa-deca-hloro-bakar-ptalocyanin molekula dobijena elektronskim mikroskopom. Molekuli su proizvedeni kao sloj debljine 10 molekula (10 monolayer) rastom kristala po slojevima na kristalu alkalnog halida koji je sličio kao substrat. Formiranje slike i procesovanje je obavljeno sa 50 kV elektronskim mikroskopom i specijalnom tehnikom poboljšanja slike. Posebno je jasno vidljiv centralni atom bakra okružen sa 16 atoma hlora. (Ljubaznošću Prof. N.Uyeda, Kyoto, Univerzitet).



mikroskopom, pokazuje molekul bakar phthalocyanine na bakarnoj površini. Iz P.H. Lippel, R.J. Wilson et al., Phys. Rev. Lett. 62, 171 (1989). U donjem desnom uglu prikazana je izračunata gustina naelektrisanja 2 ^0_A iznad ravni molekula.

Slika 2.16. Slika dobijena scanning tunel

Pojedinačni atomi se u suštini mogu učiniti vidljivim. Mnogo su starije eksperimentalne metode opažanja procesa u kojima učestvuju pojedinačni atomi.

Procesi sa jednim atomom (nuklearni raspad) su postali “vidljivi” u prvim godinama istraživanja radioaktivnih raspada korišćenjem spintariskopa (Slika 2.17). Ovo nije ništa drugo do fluorescentni ekran, koji svetli nakon što biva pogodjen produktima raspada iz radioaktivnog materijala i koji može biti opažen pomoću uvećavajućih sočiva. Ovim instrumentom, mogu biti brojani događaji u kojima učestvuje jedan atom- raspad- što je i bilo u Rutherford ovoj laboratoriji na početku prošlog veka. Danas se za ovu svrhu koriste poluprovodnički ili scintilacioni detektori.

Scintilacioni detektor radi na sledećem principu: kada zračenje iz radioaktivnog raspada padne na NaI kristal, proizvodi se svetlost koja se može pojačati fotomultiplikatorskom cevi FMP (Sl. 2.18). Na ovaj način mogu se pogodno registrovati pojedinačni događaji. Na primer jedan elektron sa energijom od 100000 eV proizvodi oko 200 svetlosnih kvanata u scintilatoru (potrebno je oko 50 eV za jedan kvant). Svaki svetlosni kvant kreira jedan fotoelektron na fotokatodi FMP. FMP pojačava svaki od ovih elektrona za oko 10^5 puta tako da po jednom svetlosnom kvantu stigne oko 10^5 elektrona do anode. Ovo rezultuje u stvaranju oko $3 \cdot 10^{-12} \text{C}$ naelektrisanja po jednom incidentom elektronu, što se lako može meriti.

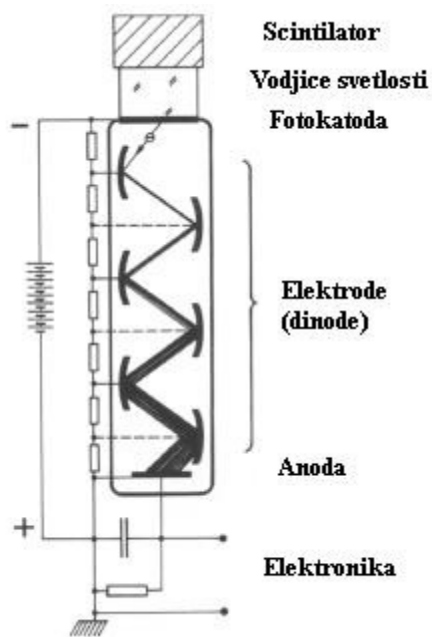
Pojedinačni joni se mogu zahvatiti u elektronski trap, čuvati se ovde i spektroskopski studirati kao izolovane čestice. Jedan jonski trap je prikazan na slici 2.19. Čestice se lokalizuju u njemu korišćenjem nehomogenog elektromagnetskog polja pogodne geometrije (kvadrupolno polje). Lokalizovani joni se mogu ekscitirati luminiscencijom sa uskim snopom laserske svetlosti (s desna na slici 2.2. kao primer). Tako, može se proučavati interakcija između zračenja i

pojedinačnih atoma. Takva proučavanja su cilj u razvoju jedno-atomskog masera, kao što je opisano od H. Walther (Europhysics News 19, 105 1988). Ovde je moguće opaziti izmenu energije između pojedinačnih atoma i elektromagnetskog zračenja u rezonantnoj šupljini.

Uredjaj koji je igrao naročito veliku ulogu u ranom periodu moderne atomske fizike i koji se još uvek koristi i danas za ekscitaciju atoma i za proizvodnju snopova čestica je cev za gasno pražnjenje, Sl. 2.21. Ona se može koristiti kako za ekscitaciju emisije svetlosti iz atoma gasa unutar cevi, tako i za proizvodnju katodnih i kanalskih zraka. *Plucker* je prvi opisao katodne zrake 1859. Oni su dobili ime jer se mogu opaziti kroz otvor (rupu) na anodi i čini se da izvire iz katode.

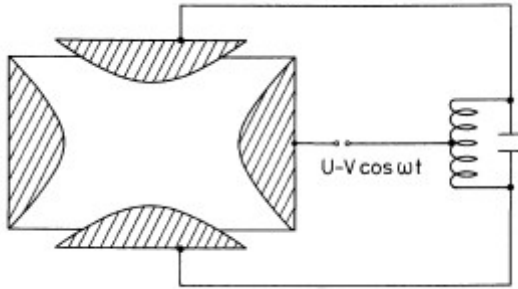


Slika 2.17. Spintaroskop, shematska ilustracija. Fluorescentni ekran scintilira pod dejstvom zračenja iz radioaktivnog izvora. Scintilacioni proces se može opaziti kroz uvećavajuća sočiva.



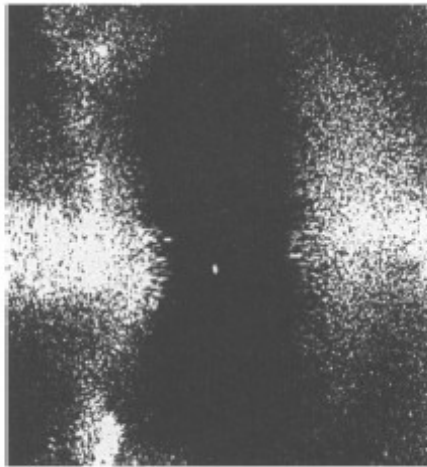
Slika 2.18. Shematski prikaz scintilacionog detektora. Svetlucanje proizvedeno u scintilatoru usled dejstva zračenja se vodi kroz svetlovod do elektronskog multiplikatora. Fotoelektroni koji se oslobode na katodi se pojačavaju u nizu koraka i registruju se na anodi kao strujni impuls.

U suštini oni se stvaraju u zapremini gasa. Zraci koji pogadjaju fluorescentni ekran ispred otvora na katodi, tzv. kanalski zraci, otkriveni su 1886. od strane *Goldseina*. U 1897. *Thomson* je pokazao da se katodni zraci sastoje od negativno naelektrisanih čestica- elektrona. *Wien* je demonstrirao 1900 da su kanalski zraci električno naelektrisani atomi, tj. joni. Oni se takodje stvaraju u oblasti gasnog pražnjenja u sudarima sa naelektrisanim česticama koje su se ubrzale električnim poljem

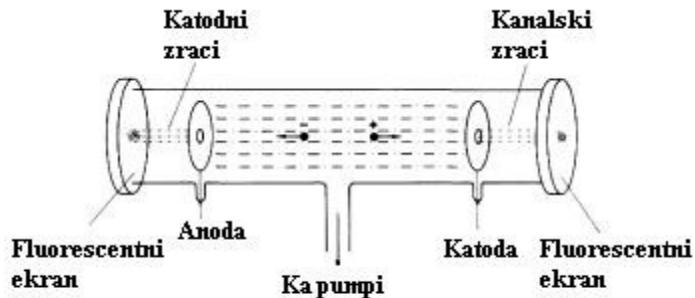


Slika 2.19. Shematski prikaz elektrodinamičkog trapa jona (Paulijev trap). Napravljen je od prstena sa hiperboličnom površinom i dva hiperbolična zatvarača (pokrivača, kape). Visoko frekventno električno polje održava jone u maloj kružnoj orbiti; polje je jednako nuli u centru. Iz P.E. Toschel. *The art of Measurements VCH, Weinheim 1988*) Više informacija se može dati u F. Diedrich i H. Walther; *Phys. Rev. Lett.* 58, 203 (1987). Vidi takodje lekciju Nobel prize lecture W. Paul; *Agnew. Chem. Intl.Ed.*29 74-39 (1990)

Atomi, kao osnovne čestice materije su tako i teorijski i eksperimentalno detektovane i učinjene vidljivim u prošlom veku



Slika 2.20. Slikanje pojedinačnih atoma. U centru jonskog trapa lokalizovan je i eksitovan laserskom svetlošću; vidljiv je kao svetla mrlja. Iz P.E. Toschek i W. Neuhauser; *Atomic Physics 7*, ed D. Kleppner i F.M.Pipkin (Plenum, New York 1981).



Slika 2.21. Cev za gasno pražnjenje za proizvodnju katodnih zraka. Izmedju katode i anode je potencijalna razlika nekoliko hiljada volti. Fluorescencija koja se pojavljuje u cevi i formiranje katodnih zraka jako zavisi od pritiska gasa. U oblasti bez polja izmedju katode i fluorescentnog ekrana može se zapaziti kanalski zrak, koji se sastoji od pozitivnih jona. Katodni i kanalski zraci proizvedeni na ovaj način bili su posebno važni u ranim danima atomske fizike za proučavanje naelektrisanja, mase i efikasnih preseka rasejanja elektrona i jona.

Problemi

- 2.1. a) Koloidne čestice su disperzovane u tečnosti. Pokazati da je pri ravnoteži, broj čestica po cm^3 dat Boltzmanovom raspodelom:

$$n(h) = n_0 \exp\left[-\frac{N_A}{RT} V(\rho - \rho')gh\right]$$

gde je N_A Avogadrov broj, R je gasna konstanta, T je apsolutna temperatura, V je zapremina čestica, ρ je gustina čestica, ρ' je gustina tečnosti g je ubrzanje gravitacije, h je visina i n_0 je broj čestica na visini $h = 0$.

b) Odrediti Avogadrov broj koristeći gornju relaciju i sledeće eksperimentalne rezultate:

$n_0 = 134$ čestica/ cm^3 , $n(h=0.033 \text{ cm}) = 67$ čestica/ cm^3 , $\rho = 1.23 \text{ g/cm}^3$, $\rho' = 1.0 \text{ g/cm}^3$, $T = 293 \text{ K}$, dijametar čestica je $4.24 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$.

Napomena: Da bi se izveo izraz za $n(h)$, koristiti barometarsku formulu $dp = -\rho(h)gdh$. Tretirati čestica kao teške, neinteragujuće molekule idealnog gasa i koristi jednačinu idealnog gasnog stanja $pV = RT$ da bi se dobila veza izmedju dp i dn .

- 2.2. Tečni helijum, (atomska težina 4.003) ima gustinu $\rho = 0.13 \text{ g/cm}^3$. Proceniti radijus He atoma, pretpostavljajući da su atomi pakovani u najgušćoj mogućoj konfiguraciji, koja popunjava 74 % prostora.
- 2.3. Kanalski zraci, tj. pozitivni joni se generišu u cevi za gasno pražnjenje. Koliko često se jon ($r = 0.05 \text{ nm}$) sudara sa atomom idealnog gasa koji je u cevi ($r = 0.1 \text{ nm}$) ako putuje 1 m po pravoj liniji kroz cev za pražnjenje i ako je pritisak u cevi 1 mbar ? 10^{-2} mbar ? 10^{-4} mbar i ako je temperatura $T = 300 \text{ K}$ (1 mbar odgovara 10^2 Pa).

Napomena: Joni nemaju Maxwell-Boltzman ovu raspodelu. Pretpostavlja se da sve čestice imaju istu brzinu.

- 2.4. Kovolumen gasa helijuma je odredjen i dijagrama pritisak zapremina kao $b = 0.0237$ litra/mol. Kovolumen žive je 0.01696 litra/mol. Kolika je veličina atoma ova dva gasa?
- 2.5. a). Zašto se monohromatsko x zračenje koristi za Debye-Scherrer ov metod, i kako se proizvodi. Da li difrakcioni ugao sa najmanjim uglom apeksa predstavlja najmanje ili najveće rastojanje izmedju kristalnih ravni rešetke. Koliko je rastojanje ako je ugao izmedju površine konusa i neskrenutog snopa $\alpha = 5^\circ$. (Pretpostaviti da je energija x zračnog kvanta 50 keV).

b) Ugao maksimalnog intenziteta prvog reda refleksije x zračenja sa talasnom dužinom $\lambda = 2.1 \text{ \AA}$ od površine NaCl kristala je $\theta = 22^{\circ}10'$. Koristeći ovaj rezultat izvesti Avogadrov broj. Gustina NaCl je $\rho = 2.163 \text{ g cm}^{-3}$.

- 2.6. Monohromatsko x zračenje, ($\lambda=0.5 \text{ \AA}$) pada na uzorak KCl kristala. Ravna fotografska ploča je nameštena 1 m od praha i normalno na snop. Izračunati radijus Braggovog difrakcionog konusa (Slika 2.10) za difrakciju prvog i drugog reda, pretpostavljajući rasojanje između ravni rešetke od 3.14 \AA .
- 2.7. Uzak snop sporih neutrona (2 eV), koji se proizvodi u nuklearnom reaktoru, pada na kristal sa rasojanjem od 1.6 \AA . Odrediti Braggov ugao prvog reda difrakcije.

Napomena: Koristi 7.1. za talasnu dužinu neutrona

- 2.8. Atomi nepoznatog elementa su nataloženi na perfektno ravnu kristalnu površinu i proučavaju se koristeći scanning tunnel mikroskop. Mikroskop koristi tungtenovu iglu. Koja je minimalna veličina nepoznatih atoma (r_x), i na kom rastojanju se nalaze, da bi se oni mogli razdvojiti (uzeti kriterijum da je minimalno merljiva visina $\Delta h=30\%$ od W atomskog dijametra)?

Napomena: Koristi geometrijski model sfere, na kome je radijus W atoma na vrhu je 0.16 nm .