

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Pál Gombás

Súčasný stav štatistickej teórie atómu

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 8 (1963), No. 2, 81--88

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138546>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1963

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

SÚČASNÝ STAV ŠTATISTICKEJ TEÓRIE ATÓMU

PÁL GOMBÁS, Budapešť

Základnou úlohou štatistickej teórie atómu je určiť rozloženie elektrónov a potenciálu v atóme. V tejto práci by som chcel ukázať, do akej miery bola táto úloha vyriešená a ktoré problémy štatistickej teórie atómu nie sú ešte vyriešené.

Z väčšiny najnovších prác zo štatistickej teórie atómu vidieť snahu vybudovať teóriu na nových základoch. Tieto práce sú zväčša veľmi všeobecného charakteru a v menšej miere vychádzajú z poznatkov teórie poľa. Táto skutočnosť je potešiteľná, lebo ďalší plodný vývin štatistickej teórie atómu, podľa mojej mienky, je možný len v tomto smere, keďže elementárne metódy sú prakticky vyčerpané. Tieto nové snahy pre základnú úlohu štatistickej teórie atómu, t. j. určenie rozloženia elektrónov a potenciálu v atóme, priniesli len málo nových výsledov. Boli však cenné pri určovaní vzájomného vzťahu medzi štatistickou teóriou atómu a vlnovou mechanikou. Tento výsledok je prirodzene tak isto dôležitý.

Pri ďalšom rozvíjaní štatistickej teórie atómu treba mať na zreteli požiadavku, aby nové základné vzťahy, rozšírené korekciami, neboli veľmi zložité, v žiadnom prípade nie zložitejšie ako aproximačné vzťahy vlnovej mechaniky mnohých telies. Musíme si uvedomiť skutočnosť, že štatistická teória atómu je hrubým priblížením vlnovomechanického atómu, avšak je oveľa jednoduchšia tak vo svojej štruktúre, ako i v použití.

Aby sme mohli podať obraz o dnešnom stave štatistickej teórie atómu, v krátkosti si pripomenieme základy tejto teórie a jej doterajší vývin. Pôvodný štatistický model THOMASA a FERMIHO je založený na základnom predpoklade, že elektróny mnohoelektrónového atómu považujeme za voľný elektrónový plyn, to znamená, že kinetickú energiu atómov je možné položiť za rovnú Fermiho energiu elektrónového plynu. Pri určení elektrostatickej potenciálnej energie elektrónového plynu predpokladáme, že elektrónový plyn je spojite rozložený a elektróny sú v tomto záporne nabitom plyne akoby „rozptýlené“. V dôsledku toho v potenciálnej energii elektrónov je zahrnutá aj energia elektrostatického pôsobenia každého jedného elektrónu so sebou samým.

Jeden z najdôležitejších predpokladov, z ktorého vychádza štatistický model atómu, je predpoklad absolutnej nulovej teploty. Tento predpoklad vyplýva z tej skutočnosti, že elektróny vo fázovom priestore obsadzujú energeticky najhlbšie buňky fázového priestoru, t. j. buňky impulzového priestoru od energeticky najhlbších buniek až po buňky s určitým maximálnym impulzom p_μ . Z tohto predpokladu vyplýva, že medzi p_μ a elektrónovou hustotou q je nasledovný vzťah

$$(1) \quad p_\mu = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} h q^{1/3},$$

kde h je Planckova konštanta.

Vzťah pre maximálnu hodnotu energie elektrónu v atóme je

$$(2) \quad \frac{p_{\mu}^2}{2m} - eV = -eV_0,$$

kde m je hmota elektrónu, e kladný elementárny náboj, V je potenciál atómu a V_0 konštanta, ktorá sa rovná najväčšej hodnote potenciálu. Prvý člen na ľavej strane rovnice (2) je kinetická energia a druhý člen (aj s ohľadom na znamienko) je potenciálna energia elektrónu, ktorý má maximálnu energiu. Podľa vzťahu (2) je celková energia elektrónu rovná konštante $-eV_0$.

Zo vzťahu (2) pomocou (1) dostaneme

$$(3) \quad c_k q^{2/3} = (V - V_0)e$$

alebo

$$(4) \quad q = \sigma(V - V_0)^{3/2},$$

kde c_k a σ sú nasledovné konštanty

$$(5) \quad c_k = \frac{1}{2} (3\pi^2)^{2/3} e^2 a_0; \quad \sigma = \left(\frac{e}{c_k}\right)^{3/2}$$

a_0 je prvý Bohrov polomer vo vodíkovom atóme.

Z Poissonovej rovnice pomocou vzťahu (4) dostávame Thomasovu-Fermiho rovnicu v tvare

$$(6) \quad \Delta(V - V_0) = 4\pi\sigma e(V - V_0)^{3/2}.$$

Túto rovnicu máme riešiť za nasledovných hraničných podmienok:

$$\text{ak } r \rightarrow 0, \quad \text{potom } V \rightarrow \frac{Ze}{r},$$

$$\text{a ak } r \rightarrow \infty, \quad \text{potom } V \rightarrow 0,$$

kde r je vzdialenosť od jadra a Z je atómové číslo. Konštantu V_0 musíme určiť z normovacej podmienky, tj. z rovnice

$$(7) \quad \int q \, dv = N,$$

kde dv je priestorový element a N je počet elektrónov. Podľa horeuvedenej definície konštanty V_0 je normovacia podmienka automaticky splnená.

Thomasov-Fermiho model má i svoje nedostatky: 1. elektrónová hustota v mieste jadra* sa asymptoticky blíži k nekonečnu ako $1/r^{3/2}$ a 2. elektrónová hustota vo veľkých vzdialenostiach od jadra nadobúda nulovú hodnotu ako $1/r^6$. Táto skutočnosť je v rozpore s vlnovomechanickým chovaním sa elektrónovej hustoty, ktorá v mieste jadra nadobúda konštantnú hodnotu a vo veľkých vzdialenostiach od jadra exponenciálne sa blíži k nule.

* Rozumie sa bodové jadro (pozn. prekladateľa).

Ani energia atómov Thomasovho-Fermiho modelu nie je uspokojivá. U ťažkých atómov je totiž o 10% a u ľahkých atómov o 30% nižšia než hodnoty získané empiricky alebo poloempiricky.

Thomasov-Fermiho model bol postupom času opravovaný. Opravovala sa v ňom ako potenciálna, tak i kinetická energia. Zaoberajme sa najprv opravami potenciálnej energie, ktoré vyplývajú z presnejšieho vyšetřovania energií, ktoré pochádzajú zo vzájomného pôsobenia elektrónov.

V pôvodnom Thomasovom-Fermiho modeli sa do úvahy bralo len elektrostatické coulombovské vzájomné pôsobenie medzi elektrónmi. Ako sme už spomenuli, v pôvodnom modeli sa predpokladalo, že elektróny v elektrónovom plyne okolo jadra sú akoby „rozptýlené“. V dôsledku toho elektrostatické coulombovské vzájomné pôsobenie medzi elektrónmi zahrňovalo aj elektrostatické pôsobenie elektrónov so sebou samými. Túto chybu Fermi a AMALDI korigovali tak, že od potenciálu atómu V odčítali priemernú hodnotu potenciálu jedného elektrónu, t. j. člen $(1/N)V_e$, kde V_e je potenciál úplného elektrónového oblaku. Táto korekcia vedie na okraji atómu k dobrému priblíženiu a opravuje rozloženie elektrónov, ako i priebeh potenciálu.

Autorom jednej ďalšej korekcie potenciálnej energie je DIRAC. Jeho korekcia pochádza z toho, že sa berie do úvahy takzvané výmenné vzájomné pôsobenie medzi elektrónmi. Táto korekcia v Thomasovom-Fermiho vzťahu (3) sa prejaví tak, že na ľavej strane vedľa člena $c_k \rho^{2/3}$ vystúpi ešte jeden člen tvaru $-c_a \rho^{1/3}$, kde $c_a = (3/\pi)^{1/3} e^2$. Táto korekcia na okraji atómu podstatne ovplyvňuje rozloženie elektrónov. Jej výsledkom je, že polomery atómov a kladných iónov* sa stávajú konečnými a elektrónová hustota na okraji atómu z určitej konečnej hodnoty skokom (teda nie spojit) klesne na nulovú hodnotu. Mnoho autorov — a medzi nimi i Dirac — z tohto výsledku usudzovali na to, že štatistické atómy rozšírené výmennou korekciou (tzv. Thomasove-Fermiho-Diracove atómy a ióny) vo voľnom stave neexistujú, nakoľko diskontinuita elektrónovej hustoty na okraji tohto modelu nie je zrovnateľná s výsledkami vlnovej mechaniky. Iní autori sú zasa toho názoru, že v štatistickom modeli musíme elektrónový plyn považovať za poloklasický, u ktorého sú dovolené diskontinuity v elektrónovej hustote. Podľa tejto predstavy existujú voľné Thomasove-Fermiho-Diracove atómy i napriek tomu, že v nich elektrónová hustota má diskontinuitu. Ja osobne by som sa chcel pripojiť k tomuto názoru.

Jedna ďalšia a súčasne posledná korekcia potenciálnej energie je korelačná korekcia, ktorá je výsledkom korelačného vzájomného pôsobenia medzi elektrónmi. Táto korekcia je menšia ako predchádzajúca a len na okraji atómu má podstatný význam. V tomto modeli v porovnaní s Thomasovými-Fermiho-Diracovými atómami a iónmi klesnú o málo atómové a iónové polomery a elektrónová hustota na okraji atómu sa zvýši o 50%.

Týmto sme korekcie potenciálnej energie vyčerpali. Podľa mojej mienky v blízkej budúcnosti nemožno očakávať v tomto smere podstatne nové výsledky. Iný je stav

* Negatívne ióny nie sú stabilné.

v korekciách kinetickej energie, ktoré pochádzajú z toho, že elektrónový plyn v atóme a obzvlášť v blízkosti jadra nemožno považovať za voľný, t. j. potenciál v atóme nemožno považovať za konštantný ani v malom priestorovom elemente. Na presnejšie zistenie kinetickej energie štatistického atómu mnohí autori vypracovali celý rad korekcií, z ktorých žiaľ ani jednu nemožno považovať za vyhovujúcu a definitívnu. Z hľadiska štatistickej teórie atómu je podľa mojej mienky jednou z najdôležitejších súčasných úloh určiť takú korekciu ku kinetickej energii, ktorá by bola v každom ohľade uspokojivá a konzekventná.

V ďalšom by som chcel oboznámiť čitateľa s korekciami kinetickej energie, ktoré vypracovali rôzni autori. V prvom rade spomeniem tzv. WEIZSÄCKEROVU korekciu. Táto korekcia v podstate odstraňuje spomínané nedostatky štatistického atómového modelu. V modeli rozšírenom o Weizsäckerovu korekciu sa odstráni singularita elektrónovej hustoty v mieste jadra a elektrónová hustota na tomto mieste prejde v konštantu. Odstráni sa i diskontinuita elektrónovej hustoty na okraji atómu, pričom elektrónová hustota nadobudne exponenciálne klesajúci charakter vo veľkých vzdialenostiach od jadra. Obidva výsledky, týkajúce sa chovania elektrónovej hustoty, sú v najlepšom súhlase s výsledkami vlnovej mechaniky. Energie atómov počítané Weizsäckerovou korekciou už nie sú také uspokojivé. Hodnoty energie korigovaného modelu sú o 20—25% vyššie ako empirické alebo poloempirické hodnoty. Weizsäckerova korekcia popri uvedených výhodách má i svoje podstatné nedostatky. Tieto nedostatky spočívajú v tom, že sa ešte nepodarilo doteraz v každom ohľade ju dostatočne zdôvodniť. Existuje dosť názorné odvodenie tejto korekcie. Toto odvodenie v nasledujúcom uvediem, aby korekcia bola plauzibilná. Predpokladajme, že v priestorovom elemente dv je n elektrónov a všetky elektróny obsadia najnižšie energetické hladiny. Tento stav možno popísať vlnovou funkciou ψ , o ktorej môžeme predpokladať, že je reálna, to znamená, že sme doteraz ešte nerešpektovali Pauliho princíp. V tomto prípade hustota elektrónov v priestorovom elemente je daná vzťahom

$$(8) \quad \rho = n\psi^2.$$

Schrödingerovská hustota kinetickej energie je nasledovného tvaru

$$(9) \quad U_k = \frac{1}{2} e^2 a_0 n (\text{grad } \psi)^2.$$

Ak vyjadríme vlnovú funkciu ψ pomocou (8) a dosadíme ju do (9), dostaneme

$$(10) \quad U_k = \frac{1}{8} e^2 a_0 \frac{(\text{grad } \rho)^2}{\rho}.$$

Výraz (10) sa nazýva Weizsäckerova korekcia kinetickej energie. U_k v tomto tvare predstavuje Weizsäckerovu korekciu pre rovnicu (3). Pauliho princíp, ktorý sme pri odvodzovaní vzťahu (10) nerešpektovali, berieme do úvahy tým, že k vzťahu (10) pripočítame Fermiho nulovú energiu elektrónov. Časť tejto energie (teda nie celá energia) vyplýva z platnosti Pauliho princípu. Sčítaním uvedených dvoch energií sme urobili chybu, lebo tieto dve časti sa navzájom prekrývajú, teda určitú časť kinetickej

energie sme dvakrát kalkulovali. V dôsledku tejto skutočnosti sú energie atómov počítané s ohľadom na Weizsäckerovu korekciu také vysoké, ako sme už uviedli.

Prevažnú časť tejto chyby môžeme odstrániť tak, že v radiálnej časti Fermiho kinetickej energie elektrónov namiesto výrazu $p_r^2/2m$ píšeme výraz $[p_r - \frac{1}{2}h/2\pi r]^2/2m$, kde p_r je radiálny impulz elektrónu a m je jeho hmota. Táto korekcia k rozloženiu elektrónov v mieste jadra sa Hartreeovému-Fockovému vlnovomechanickému rozdeleniu približuje viac než pôvodná Weizsäckerova korekcia, pričom vo väčších vzdialenostiach od jadra sa chová tak ako vlnovomechanické rozdelenie. I energie atómov počítané touto korekciou sú vo veľmi dobrom súhlase s experimentom. Menšou úpravou je možné dosiahnuť, že výraz pre energiu v prípade $N = 1$ a 2 prechádza v exaktné vlnovomechanické vyjadrenie. Energie počítané touto metódou sa líšia menej než o 2% od empiricky alebo poloempiricky získaných hodnôt počnúc od najľahších až po najťažšie atómy. Tento výsledok môžeme považovať za vynikajúci, ak uvážime, že spomínané hodnoty sa líšia od seba veličinami 5. rádu. V porovnaní s pôvodnou Weizsäckerovou korekciou sa totiž počítané energie líšia od empirických a poloempirických hodnôt až o 20—25%, kým touto korekciou sa líšia nanajvýš o 2%.

Najkonzekventnejšiu korekciu kinetickej energie podal podľa mojej mienky PLASKETT; vychádzal zo Schrödingerovej rovnice pre jeden elektrón, ktorá je nasledovného tvaru

$$(11) \quad f'' + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) f = 0,$$

kde f je r -tý násobok radiálnej časti vlastnej funkcie ψ , E je energetický parameter, f'' je druhá derivácia f podľa r a U je efektívna potenciálna energia

$$(12) \quad U = -eV + \frac{h^2}{8\pi^2 m} \cdot \frac{l(l+1)}{r^2},$$

pričom l je vedľajšie kvantové číslo uvažovaného kvantového stavu. Ak predpokladáme, že f je tvaru

$$(13) \quad f = R(r)e^{(2\pi i/h)S(r)},$$

potom rovnica (11), ako je známe, prejde na dve rovnice, z ktorých pre $S(r)$ plynie nasledovná rovnica

$$(14) \quad S'^{1/2} \frac{d^2}{dr^2} \left(\frac{1}{S'^{1/2}} \right) - \frac{4\pi^2}{h^2} S'^2 + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) = 0,$$

kde S' je prvá derivácia funkcie S podľa r . S ohľadom na to, že S súvisí s radiálnou zložkou impulzu elektrónu podľa vzťahu

$$(15) \quad S = \int_0^r p_r dr, \quad \text{t. j.} \quad S' = p_r,$$

zo (14) pre p_r dostaneme nasledovný vzťah

$$(16) \quad p_r^{1/2} \frac{d^2}{dr^2} \left(\frac{1}{p_r^{1/2}} \right) - \frac{4\pi^2}{h^2} p_r^2 + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) = 0.$$

Táto rovnica je splnená pre všetky hodnoty p_r , teda i pre maximálne hodnoty radiálnej zložky impulzu $p_{r\mu}$. V tomto prípade $E = E_\mu$, kde E_μ je maximálna hodnota energie elektrónu. Ak prihliadneme na to, že medzi radiálnou zložkou elektrónovej hustoty D_l a veličinami $p_{r\mu}$ a l platí vzťah

$$(17) \quad p_{r\mu} = \frac{h}{4(2l + 1)} D_l,$$

tak zo (16) pre D_l dostaneme nasledovnú rovnicu

$$(18) \quad D_l^{1/2} \frac{d^2}{dr^2} \left(\frac{1}{D_l^{1/2}} \right) - \frac{\pi^2}{4(2l + 1)^2} D_l^2 + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) = 0.$$

Celková radiálna elektrónová hustota D je potom daná vzťahom

$$(19) \quad D = \sum_l D_l.$$

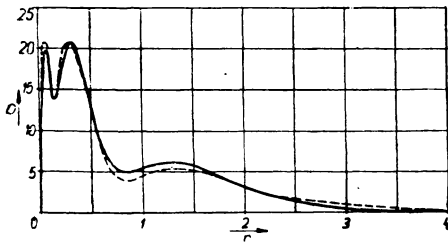
Druhý člen na ľavej strane rovnice (18) je možné dostať z Fermiho kinetickej energie a prvý člen zasa zodpovedá korekcii kinetickej energie.

Rovnica (17) a v dôsledku toho i rovnica (18) platí len v klasickej časti dráhy elektrónu (t. j. pre $p_{r\mu} \geq 0$). V neklasickej časti, kde člen $p_{r\mu}$ je imaginárny, medzi $p_{r\mu}$ a D_l je iný vzťah, v dôsledku čoho pre D_l dostávame rovnicu odlišnú od rovnice (18), ktorá ešte nebola podrobnejšie vyšetovaná.

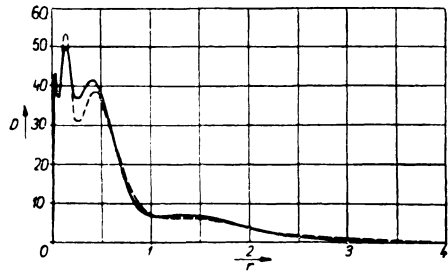
Podrobné vyšetovanie aplikácie rovnice (18) na harmonický oscilátor ukázalo, že v tomto prípade je nekonečne mnoho rovnocenných riešení, z ktorých sa doteraz nepodarilo vybrať to riešenie, ktoré zodpovedá skutočnosti. V dôsledku toho teda ani z tejto na prvý pohľad sľubnej metódy nedosiahli sa uspokojivé výsledky pre korekciiu kinetickej energie.

Z uvedeného vidieť, že doteraz ešte nevyriešeným problémom štatistickej teórie atómu je odvodiť takú korekciiu kinetickej energie, ktorá by bola v každom ohľade uspokojivá. Vzdialenejším cieľom by podľa mojej mienky bolo odvodiť všeobecný vzťah medzi elektrónovou hustotou a potenciálom, pričom by sa vychádzalo z vlnovej mechaniky. Tento vzťah by prirodzene obsahoval i korekciiu kinetickej energie a bol by platný v priblížení — alebo v ideálnom prípade by platil exaktne — i pre najľahšie atómy. Tu by už nešlo o ďalšie rozvíjanie štatistickej teórie atómu, ale problémom by bolo vlnovomechanické odvodenie už spomenutého všeobecného vzťahu vo vyhovujúcom priblížení. Punctum saliens je práve odvodenie „vyhovujúceho priblíženia“. Exaktná súvislosť je veľmi zložitá. Podstata problému by bola v odvodení takého priblíženia, ktoré by vyhovovalo uvedeným podmienkam zo spomínaného všeobecného exaktného vzťahu, pravda, pokiaľ takéto priblíženie existuje. Záverom

by som sa chcel v krátkosti zaoberať jemnejšou štruktúrou* rozloženia elektrónov v tzv. elektrónových vrstvách K, L, M, \dots , ktoré sa veľmi pregnantne prejavajú vo forme maxim počítaných z vlnovej mechaniky. *Odvodiť* takýto vzťah pre elektrónovú hustotu zo štatistickej teórie by bolo veľmi pekným a súčasne prekvapivým výsled-



Obr. 1.



Obr. 2.

kom. Dosiahnuť tento cieľ *čiste* štatistickými úvahami — ako sa o to mnohí autori pokúšali — sa podľa mojej mienky nezdá byť možným. Rozdelenie elektrónov do vrstiev je totiž vyvolané kvantovomechanickými efektami, a bolo by preto nepochopiteľné, že by sa elektróny rozdelili do vrstiev, ak sme ich vyšetrovali ako štatistický súbor a zanedbali ich individuálne, kvantovomechanické vlastnosti. Bolo by nepochopiteľné, že globálne (štatisticky) uvažované elektróny by sa rozdeľovali do vrstiev o počte 2, 8, 18, 32, ...

S ohľadom na túto skutočnosť snahy, ktoré sledovali spomínaný cieľ, boli neúspešné. Robili sa aj také výpočty, v ktorých sa snažili odvodiť maximá elektrónových hustôt (zodpovedajúce vrstvám K, L, M, \dots) pomocou vedľajšieho kvantového čísla l . Tie práce boli takisto bezvýsledné. Takto počítané elektrónové hustoty vykazovali síce maximá, ale tieto nezodpovedali vrstvám K, L, M, \dots lebo spomínané vrstvy sa tvoria podľa hlavného kvantového čísla a nie podľa vedľajšieho kvantového čísla.

I napriek tomu, že sa nedali *čiste* štatistickou cestou odvodiť maximá elektrónových hustôt, prislúchajúce vrstvám K, L, M, \dots , podarilo sa určitým spôsobom vnieť (teda nie odvodiť) tieto maximá do štatistickej teórie. Za tým účelom elektróny v jednotlivých vrstvách K, L, M, \dots považujeme za osobitné štatistické súbory. Zákaz obsadzovania najhlbších energetických hladín v prípade ich úplného obsadenia, ktorý je dôsledkom Pauliho princípu, sa dal vysvetliť ōdpudivým potenciálom, odvodeným už zo štatistickej teórie. Touto metódou sa skutočne podarilo vnieť spomínané maximá do štatistickej teórie nielen v prípade najľahších, ale i v prípade najťažších atómov a iónov. Spomenuté štatistické elektrónové rozloženia (ktoré teda obsahujú už maximá odpovedajúce jednotlivým vrstvám) sa dajú pomerne ľahko získať a veľmi dobre súhlasia s vlnovomechanickými výsledkami. [Tieto výsledky je možné vidieť na obr. 1.

* Nie jemnou štruktúrou (pozn. prekladateľa).

pre atóm Ar a na obr. 2. pre ión Rb^+ . Na týchto obrázkoch vidieť závislosť celkove radiálnej elektrónovej hustoty D v závislosti od r (na osi úsečiek je r v jednotkách a_0 a na osi poradníc je D v jednotkách $1/a_0$, kde a_0 je prvý Bohrov polomer vo vodíkovom atóme). Hrubo vytiahnutá krivka na obidvoch obrázkoch znázorňuje štatistickou cestou počítané celkové radiálne elektrónové hustoty; prerušovaná krivka zodpovedá vlnovomechanicky počítaným hodnotám elektrónovej hustoty.] Pretože pri tomto modeli v mieste jadra a vo veľkých vzdialenostiach od jadra sa elektrónová hustota najviac zhoduje s vlnovomechanickými výsledkami, môže byť uvedený model najlepší základom ďalšieho rozvoja štatistickej teórie atómu.

Přeložil Teodor Obert

Literatúra

Odkazy na literatúru možno nájsť napr. v článku

P. GOMBÁS: Statistische Behandlung des Atoms v *Handbuch der Physik* Bd. 36/II, str. 108—231; Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956.

Naše vnitřní hodiny

zkoumali němečtí fyziologové na 9 pokusných osobách. Osoby přebývaly 9—18 dnů v místnosti bez hodin a byly tam co nejdokonaleji izolovány od vnějšího světa. Registroval se čas, kdy účastníci pokusu vstávali, jedli a šli spat; zároveň se sledovaly fyziologické faktory jako tělesná teplota, vyměšování atd. U všech nastoupil po odebrání hodin poměrně pravidelný, avšak prodloužený denní cyklus s periodou 24,7—26 hodin. Někteří účastníci pokusu se tak dokázali zpozdít o celý den i více. Zdá se, že při zvýšení intenzity osvětlení v místnosti se perioda zkracuje. Nebyla pozorována závislost této spontánní frekvence na stáří. Poměr doby činnosti k trvání spánku byl v tomto prostředí větší než za normálních okolností. Většina účastníků se během pokusu zabývala vědeckou prací; všichni jej přestáli bez škodlivých následků, většina je ochotna jej opakovat a některým se v pokusném prostoru velmi líbilo.

Ivan Soudek

Feromagnetickou tuhu

připravili chemici university v Göttingen tým, že nasýtí tuhu chloridem železitým, který pak redukovali roztokem sodíku v tekutém čpavku při -70°C . Získaný produkt obsahuje až 22 váhová procenta železa a má feromagnetické vlastnosti odpovídající obsahu železa. Železo je pravděpodobně uloženo mezi krystalovými rovinami tuhy, neboť je nelze oddělit sedimentací ani po předchozím mletí. Tímto způsobem se zajistilo velmi jemné rozptýlení železa a zejména jeho ochrana před korozi, takže magnetické vlastnosti materiálu zůstávají zachovány i po působení vroucí kyseliny solné. Podobným způsobem se podařilo připravit slitinu železa s kobaltem. Materiál by se pravděpodobně hodil na cívková jádra pro vysokofrekvenční techniku, jako ložiskový materiál apod.

Ivan Soudek