JIHOČESKÁ UNIVERZITA V ČESKÝCH BUDĚJOVICÍCH

Pedagogická fakulta

Katedra fyziky

Bakalářská práce

České Budějovice 2012 Martin Řeřicha

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích

Pedagogická fakulta

Katedra fyziky

Historie moderní fyziky v úlohách

Bakalářská práce

Vedoucí práce: doc. RNDr. Josef Blažek, CSc. **Autor: Martin Řeřicha**

Anotace:

Cílem této práce je tvorba pomocného studijního materiálu, určeného k výuce moderní fyziky z hlediska jejích dějin. Hlavní částí jednotlivých kapitol jsou vzorové příklady s řešeními. Pokud to bylo možné, jsou příklady formulovány s ohledem na historické souvislosti. Součástí práce jsou i HTML stránky, které interaktivní formou seznamují studenty s jednotlivými kapitolami práce. Po jejich dalším rozšíření se mohou stát internetovým portálem moderní fyziky.

Abstract:

The aim of this work is to create auxiliary study material inteded for the teaching of modern physics in terms of its history. The main part of each chapter are model examples with their solutions. Where possible, examples are formulated in terms of historical context. The work also includes HTML pages, which by interactive way familiarize students with the individual chapters. After their further expansion may become an internet portal of modern physics.

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci jsem vypracoval/a samostatně pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu citované literatury.

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to v nezkrácené podobě elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách, a to se zachováním mého autorského práva k odevzdanému textu této kvalifikační práce. Souhlasím dále s tím, aby toutéž elektronickou cestou byly v souladu s uvedeným ustanovením zákona č. 111/1998 Sb. zveřejněny posudky školitele a oponentů práce i záznam o průběhu a výsledku obhajoby kvalifikační práce. Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz, provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

Datum: 7.5.2012 Martin Řeřicha

Zde bych chtěl velmi poděkovat vedoucímu své práce doc. RNDr. Josefu Blažkovi, CSc. za konzultace, cenné rady a trpělivost během mé práce.

Obsah

1 ÚVOD

Do druhé poloviny 19. století takřka všichni vědci věřili, že porozuměli fyzikálním základům světa. Newtonovy zákony platily téměř dvě století a všichni je brali jako samozřejmé a nezpochybnitelné. Téměř vše se zdálo vyřešené. Ale na přelomu devatenáctého a dvacátého století se začaly psát kapitoly moderní fyziky řadou nových objevů. A vědci si uvědomili, že jejich vědomosti o fyzikální podstatě světa mají velké trhliny. Nové objevy zásadně změnily nejzákladnější pojmy a představy fyziky.

A o těchto nových zásadních objevech v historii fyziky je tato bakalářská práce. Zpracovává nejen jednotlivé milníky moderní fyziky formou zajímavých životopisů předních významných vědců, ale především formou zpracovaných příkladů s řešeními k jednotlivým oborům moderní fyziky. Na jejich základě si případní zájemci o studium moderní fyziky mohou udělat představu o problematice a rozsáhlosti daného tématu. Dokonce si mohou zkusit úlohy sami spočítat. To je hlavním cílem práce.

Dalším cílem je, aby vypracovaná bakalářská práce sloužila k výuce fyziky i jako studijní materiál. Proto jsou součástí bakalářské práce dnes již téměř povinné HTML stránky, uložené na přiloženém CD disku. Na HTML stránkách jsou interaktivní formou rozebrány kapitoly moderní fyziky včetně jednotlivých příkladů a jejich řešení. Stránky je možno nadále doplňovat a rozšiřovat a vytvořit z nich portál moderní fyziky. Autor doufá, že se stanou významným pomocníkem při studiu moderní fyziky.

Zpracována jsou čtyři významná témata z dějin moderní fyziky:

1) Teorie záření absolutně černého tělesa.
2) Statistická mechanika.
3) Teorie relativity.
4) Stará kvantová teorie. ¨

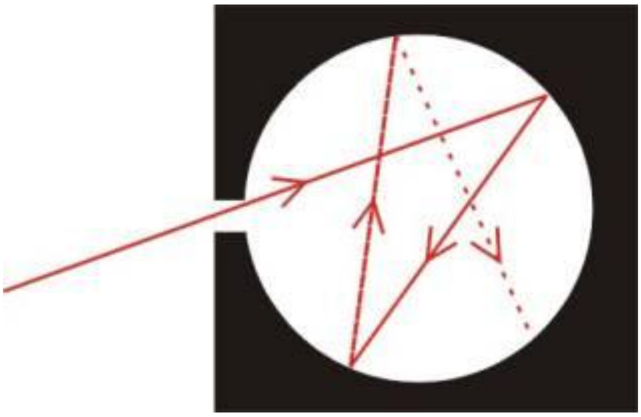
Vynechána je tzv. moderní kvantová mechanika, na jejímž počátku stáli W. Heisenberg a E. Schrödinger. Ta si vzhledem k novému pojetí fyzikálních zákonů zaslouží samostatné zpracování.

2 HISTORIE VÝZKUMU ZÁŘENÍ ABSOLUTNĚ ČERNÉHO TĚLESA [1]

V podstatě platí, že látky ve všech skupenstvích vyzařují elektromagnetické vlnění tepelné povahy. Toto záření označujeme jako *tepelné záření*. Je-li teplota látky nižší než 525 °C, není toto záření viditelné, neboť leží v infračervené oblasti. Při vyšší teplotě je záření viditelné a liší se barvou. S rostoucí teplotou se barva mění od červené do bílé a poté až k světle modré.

Ale kromě vyzařování může každé těleso záření také odrážet, propouštět a pohlcovat. Pohlcené záření se mění zejména na tepelnou energii. Množství záření, které těleso pohltí, závisí na vlastnostech tělesa, zejména na jeho barvě a na povrchové úpravě.

Právě pro popis těchto vlastností těles se zavádí fyzikální abstrakce – ***absolutně černé těleso***. Jde o ideální těleso, které pohltí veškeré dopadající záření. Můžeme si je představit jako dutinu s velmi malým otvorem a s vnitřním černým matným povrchem – viz obr. 1. Záření, jež projde malým otvorem do dutiny, se po několika odrazech pohltí, z otvoru vychází pouze záření tepelné, emitované stěnami dutiny. Tím se malý otvor navenek jeví jako povrch absolutně černého tělesa.

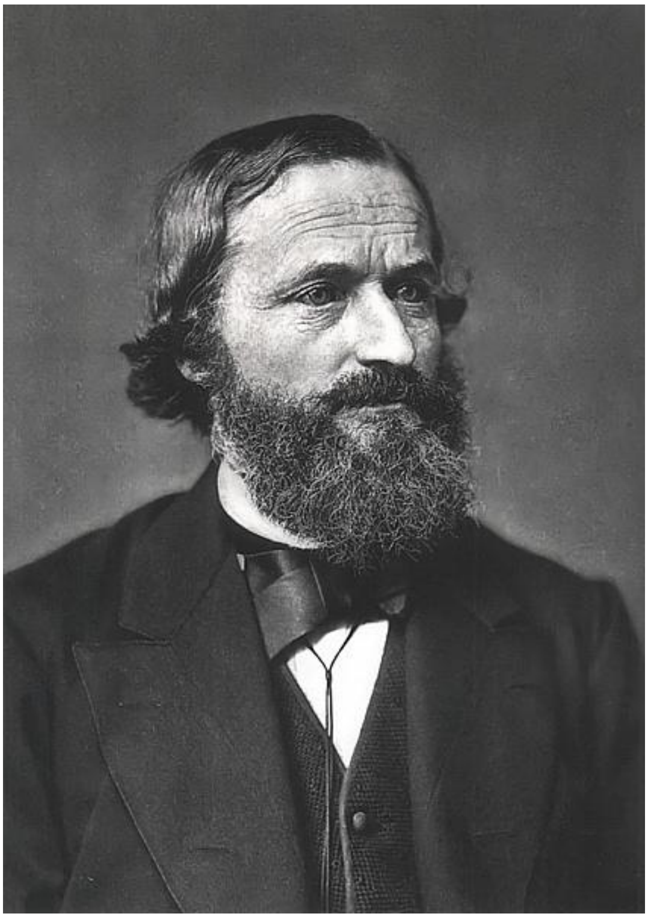


Obrázek 1

Obecně je možné za černá tělesa považovat všechny objekty, jejichž objem je výrazně větší než povrch, kterým záření vyzařují do okolí. Za absolutně černé těleso lze považovat např. i Slunce. První zmínky o tzv. *tepelném záření* se objevují ve druhé polovině 18. století a jsou spojeny se jmény Karl Scheele (1742-86), Marcus Pictet (1752-1825) a Pierre Prévost (1751-1839). Dalšími předními vědci, kteří se zabývali výzkumem absolutně černého tělesa, byli Gustav Kirchhoff (1824-1887), Wilhelm Wien (1864-1928), Ludwig Boltzmann (1844-1906) a Max Planck (1858-1947).

2.1 GUSTAV ROBERT KIRCHHOFF [2,3]

12. 3. 1824 - 17. 10. 1887



Obrázek 2 Gustav Robert Kirchhoff, zdroj: www.converter.cz/fyzici/kirchhoff.htm

Gustav Robert Kirchhoff se narodil 12. března 1824 v Königsbergu (Prusko, nyní Kaliningrad v Rusku). Zde studoval a po gymnaziu nastoupil na místní Albertovu univerzitu, kde tou dobou působila řada významných fyziků – Friedrich Wilhelm Bessel, Carl Gustav Jacobi a Franz Ernest Neumann. Ten zadal Kirchhoffovi seminární práci se zaměřením na zkoumání rozložení proudové hustoty v kruhovém kotouči, s umístěním přívodu a odvodu proudu na jeho obvodu. V dodatku své seminární práce Kirchhoff odvodil podmínku rovnováhy mostu a právě k tomu účelu doplnil roku 1847 seminární práci objevem zákonů pro elektrický obvod, nesoucích dodnes jeho jméno. Tato doplněná seminární práce byla základem jeho doktorské disertace. Ta vzbudila u fyziků značný ohlas. Proto se také již ve 24 letech habilitoval a nastoupil na univerzitě v Breslau jako mimořádný profesor. Zde se poprvé setkal s Robertem Bunsenem. Bunsen zařídil jeho další působení v Heidelbergu, kde od roku 1854 působil na pozici profesora teoretické fyziky. Od roku 1875 vedl katedru matematické fyziky v Berlíně, kde spolupracoval s Hermannem Ludwigem Helmholtzem. Kirchhoff se více zabýval optikou a teorií záření. K práci v optice ho motivoval Fraunhoferův objev spektrálních čar. Po řadě pokusů s Bunsenem koncem roku 1859 dokázal zákon o vztahu mezi emisí a absorbcí světla a spolu s Bunsenem rozvinuli metodu spektrální analýzy. Touto metodou je možné určit složení hvězd. Takto objevil ve slunečním spektru sodík, vodík, vápník, chrom a železo a společně s Bunsenem ještě objevili dva nové prvky – cesium (1860) a rubidium (1861).

Současně se zabýval zářením absolutně černého tělesa. Asi ze stejného roku 1859 pochází další Kirchhoffův objev rovnováhy mezi pohlceným a vysílaným zářením absolutně černého tělesa. Zjistil, že intenzitu vyzařování určuje jen teplota tělesa. Na tuto myšlenku navázal Wilhelm Wien objevením zákona, který ale platil jen pro vysoké teploty a malé vlnové délky. Tuto nepřesnost doplnil John William Rayleigh svým zákonem, který zase naopak platil pro nízké teploty a velké vlnové délky. Tuto rozpolcenost vyřešil až roku 1905 Max Planck objevením obecného zákona záření absolutně černého tělesa, přičemž oba předchozí zákony zůstaly ve svém oboru vlnových délek nadále v platnosti. Za své vědecké dílo byl Gustav Robert Kirchhoff zvolen řádným členem berlínské Akademie věd a také členem Akademie věd v Petrohradě. Choroba nohy, která vznikla po pádu ze schodiště, mu ztrpčovala život a přispěla i k ukončení jeho života. Gustav Robert Kirchhoff zemřel 17. října 1887 v Berlíně.

2.2 LUDWIG BOLTZMANN [4,5]

20. 2. 1844 – 5. 9. 1906

Obrázek 3 Ludwig Boltzmann, zdroj:www.gapsystem.org/~history/Biographies/ Boltzmann.html

Ludwig Boltzmann se narodil roku 1844 ve Vídni v rodině finančního komisaře. Po maturitě v roce 1863 studoval ve fyzikálním ústavu univerzity ve Vídni. Mezi jeho nejoblíbenější profesory patřil Josef Stefan, S ním později objevil slavný Stefanův--Boltzmannův zákon záření absolutně černého tělesa. Vzájemný vztah mezi učitelem Stefanem a posluchačem Boltzmannem nejlépe vykresluje to, že kromě fyziky pomáhal Stefan Boltzmannovi s angličtinou, kterou mladý Boltzmann příliš neovládal. Roku 1866 získal Boltzmann doktorát filozofie a následujícího roku nastoupil jako asistent fyzikálního ústavu.

Ve svých 25 letech byl jmenován řádným profesorem matematické fyziky na univerzitě v Grazu, kde se v roce 1872 ve Wiener Berichte objevila skromně nazvaná práce *Weitere Studien uber das Wármegleichgewicht unter Gasmolekulen,* jež byla historickým mezníkem v rozvoji statistické fyziky. V této práci byly prvně odvozeny důležité výsledky, které známe pod názvy Boltzmannova kinetická rovnice, Boltzmannovo rozdělení, Boltzmannova statistická interpretace entropie, Boltzmannův H-teorém apod. V Grazu se také seznámil se svou budoucí manželkou Henriettou von Aigentlerovou, která se pod jeho vlivem rozhodla studovat matematiku a fyziku, což tehdejší zvyklosti a zákony nedovolovaly, takže k jejímu zápisu na fakultu musel udělit výjimku sám ministr školství.

Jako experimentální fyzik se Boltzmann především zaměřil na elektrické a magnetické jevy. Potvrdil Maxwellův vztah mezi dielektrickou permitivitou a indexem lomu pevných látek a plynů. Zabýval se také elektrostrikcí, magnetostrikcí, termoelektrickými jevy atd. Má hlavní podíl na rozvinutí kinetické teorie plynů. Dokázal správnost Maxwellova rozdělení molekul ideálního plynu podle rychlostí z roku 1868 a přešel od rozdělení podle rychlostí k rozdělení dle energie. Na základě prací Rudolfa Clausia a Jamese Clerka Maxwella v roce 1877 propracoval vztah mezi entropií a pravděpodobností s koeficientem úměrnosti nazvaným později Boltzmannovou konstantou.

Ze spolupráce Boltzmanna a Stefana vznikl zákon Stefan–Boltzmannův o intenzitě vyzařování v závislosti na teplotě. Vztah byl experimentálně objeven již v roce 1879 Stefanem, ale až roku 1884 jej Boltzmann teoreticky odvodil z Maxwellovy elektromagnetické teorie záření a druhé věty termodynamiky. V témže roce při zkoumání tepelného záření na základě elektromagnetické teorie světla odvodil závěr, že záření v dutině působí na její stěny tlakem rovným třetině energie záření v jednotce objemu. Tímto přenesl termodynamické pojmy tlaku a teploty na záření černého tělesa.

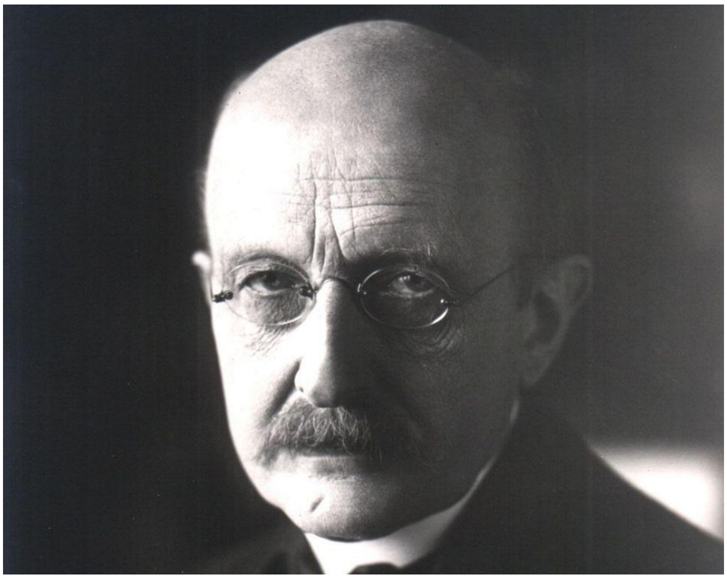
Roku 1890 byl Boltzmann zvolen do vedení katedry teoretické fyziky v Mnichově, kde přednášel statickou mechaniku, což byl hlavní předmět jeho zájmu. V roce 1894 se navrátil do Vídně, kde opět bojoval se zatvrzelým odpůrcem atomové koncepce Ernstem Machem.
Boltzmann kvůli těmto rozporům raději odešel na univerzitu v Lipsku, což nebylo zrovna šťastným řešením, neboť v Lipsku byl vedoucím Wilhelm Ostwald. Ač byli přáteli, byl Ostwald stoupencem Machovy filozofie, před kterou Boltzmann právě „utekl“ z Mnichova. Boltzmann neustálými spory trpěl a také se mu nadále zhoršoval zdravotní stav (angina pectoris a slábnoucí zrak). Koncem roku 1900 utrpěl těžký nervový otřes. Přes špatný zdravotní stav i nadále pracoval, sekretářka mu předčítala vědecké práce a manželka zapisovala budoucí vědecké publikace. Ani delší ozdravný pobyt v Duinu nedaleko Terstu v Itálii nepřinesl očekávané zlepšení zdravotního stavu, dostavily se hluboké depresní stavy a v nich 62letý Boltzmann 5. září 1906 volil jako únik sebevraždu.

Obrázek 4 Boltzmannův hrob na Centrálním hřbitově ve Vídni

Zdroj: http://matdl.org/virtuallabs/index.php/09106_hw4_math

2.3 MAX PLANCK [6,7,8]

23. 4. 1858 – 4. 10. 1947



Obrázek 5 Max Planck přibližně v roce 1930, zdroj:www.rozhlas.cz/planetarium/ost_vedy/_zprava/956461

Max Planck pocházel z velké osmičlenné rodiny. Narodil se 23. dubna 1858 v Kielu, kde jeho otec byl právníkem a univerzitním profesorem. Jako devítiletý přichází Planck s rodinou do Mnichova. Již na gymnasiu se projevuje Planckovo matematické nadání. Dokonce, ačkoliv je sám žákem, je mu dovoleno suplovat ve vyšších třídách gymnázia za učitele matematiky. Ve své vědecké autobiografii říká Planck, že první absolutní přírodní zákon, s nímž se setkal (zákon zachování energie) a který jeho učitel dovedl obzvláště názorně vyložit, přijal jako „evangelium“. Roku 1874 maturoval na slavném Maximilianovu gymnáziu v Mnichově.

Planck, který měl absolutní sluch a kterému učarovala vážná hudba, o kterou se vážně zajímal a stal se znamenitým klavíristou a varhaníkem, se po zakončení gymnasia rozhodoval při výběru povolání mezi fyzikou a hudbou. Zvolil fyziku, byť se fyzika tehdy zdála být neperspektivním oborem. Planck studoval první tři roky na univerzitě v Mnichově. Vedle studií byl ale dirigentem, sbormistrem, a dokonce složil operetu. Obzvláště se jeho oblibě těšili Schubert, Schumann a Brahms. Hudbu miloval Planck vedle vědy nade vše a hudba mu byla celý život koníčkem a zdrojem osvěžení až do pozdního věku.

Po těchto třech letech v Mnichově přešel Planck na dva semestry na prestižní Berlínskou universitu s nejvýznamnějšími německými a světoznámými fyziky H. Helmholtzem a G. Kirchhoffem. Helmholtz byl dobrým vědcem, ale špatným učitelem, čímž byl Planck docela zklamán. Ve své autobiografii říká Planck [6], že mu Helmholtzovy přednášky **„***nepřinesly valného užitku***"**, neboť **„***Helmholtz se zřejmě nikdy na přednášku pořádně nepřipravil, v hovoru se zakoktával, přičemž z malého poznámkového sešitu vyhledával potřebná data, kromě toho dělal početní chyby na tabuli, a měli jsme pocit, že Helmholtz se v přednášce nudí nejméně tak jako my ...*". O Kirchhoffovi uvádí [6]: **„***Kirchhoff vytáhl pečlivě vypracovaný přednáškový sešit, kde každá věta byla dobře uvážena a měla své místo, ani slovo zbytečné, ani jedno slovo nechybělo. Celek* *však působil jako nazpaměť naučený, byl suchý a jednotvárný. Obdivovali jsme přednášejícího, nikoli to, co přednášel".*

Planck sám studoval vědecká díla počínaje Clausiem, vynikajícím německým fyzikem, který jako první oddělil obě základní věty z nauky o teple a díky tomuto studiu Planck přišel na významnou formulaci vyjadřující a zdůvodňující druhou větu termodynamiky: *„Proces tepelné vodivosti nelze žádným způsobem učinit dokonale reversibilním".* S disertační prací na toto téma promoval v roce 1879 ve věku 21 let na doktora filosofie.

Ačkoliv se mu na poli vědy nedařilo a byl vědeckými kapacitami odmítán nebo alespoň ignorován, přesto se nenechal odradit a pokračoval dál v práci na své teorii. Rok po promoci se habilitoval prací: *Änderung der Aggregatzustände* (Změna agregátních stavů) na Mnichovské univerzitě.

Ze snahy dosáhnutí finanční soběstačnosti zvažoval Planck přijmutí místa na lesnické akademii jako učitel fyziky. Na radu Helmholtzovu od toho upustil a roku 1885 byl jmenován univerzitním profesorem teoretické fyziky v Kielu. V Kielu zůstal Planck do jara roku 1889. Odkud byl z podnětu Helmholtze povolán, aby po zemřelém Kirchhoffovi zaujal jeho místo na universitě v Berlíně. Tou dobou se pokoušeli vědci formulovat zákon vyzařování absolutně černého tělesa. Prvním z nich je Rayleighův-Jeansův zákon, který však platí při delších vlnových délkách. Dalším byl Wienův posunovací zákon, který platil zase při krátkých vlnových délkách. O totéž se pokoušeli rakouští fyzikové Josef Stefan a Ludwig Boltzman, kteří odvozovali intenzitu vyzařování z termodynamické teploty absolutně černého tělesa. Takže nyní bylo snahou najít spektrální funkci, jež by platila pro všechny vlnové délky. A toto byl pravý úkol pro Placka, blízký jeho naturelu. A ač do té doby neuznával atomovou teorii, základ Boltzmannova díla, začal ji v letech 1896 – 1900 používat ve své vědecké práci, týkající se „záření absolutně černého tělesa", a založil na ní své další bádání. Odvodil rovnici, popisující záření absolutně černého tělesa ve všech oblastech spektra elektromagnetického vlnění.

Tento nový zákon uvedl 14. prosince 1900 na zasedání Berlínské fyzikální společnosti. Měření, jenž následoval, Planckův zákon záření zcela potvrdila. Potvrdil se zjednodušený předpoklad, že těleso nevydává zářivou energii rovnoměrně, nýbrž v jistých kvantech. Tento den lze pokládat za den zrození kvantové teorie, dovršení Planckova vědeckého díla, které učinilo Plancka nesmrtelným. Kvantovou teorií začala nová epocha fyziky.

Max Planck nebyl jen zakladatelem kvantové teorie, ale fyzikem, který prosazoval teorii relativity. Teorií relativity se Planck začal zabývat v přednáškách z teoretické fyziky, které konal na Kolumbijské universitě v New Yorku roku 1909. Max Planck byl čestným doktorem mnoha německých a zahraničních universit, čestným členem vědeckých společností a akademií. Roku 1911 se osobně seznámil s Albertem Einsteinem na prvním Solvayském kongresu v Bruselu.

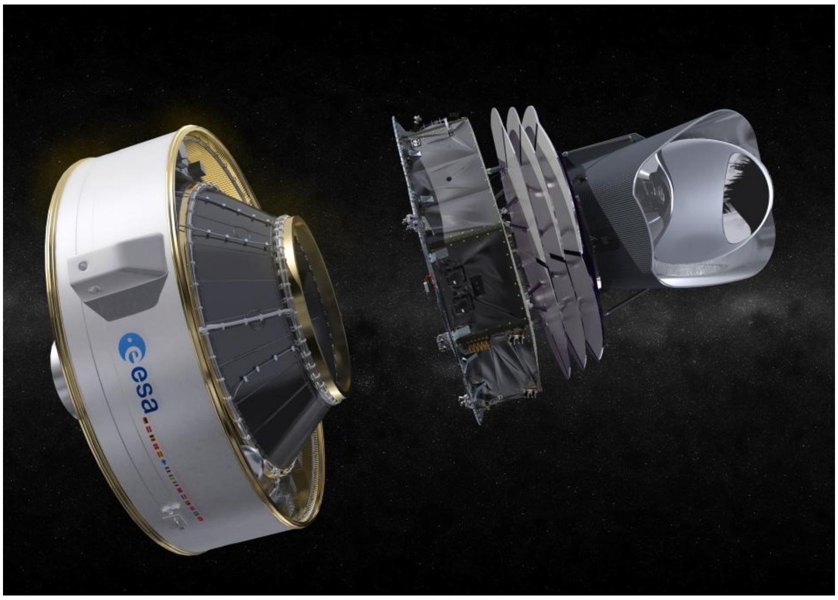
V roce 1912 byl Planck zvolen za stálého tajemníka fyzikálně-matematické sekce Pruské akademie věd. Toto vlivné postavení mu pomohlo k uskutečnění dávného plánu, a to pozvání Alberta Einsteina do Berlína, který nastoupil do Berlína 1. 4. 1914 a zůstal zde až do roku 1933. V roce 1918 byla M. Planckovi udělena Nobelova cena pro fyziku.

Na berlínské universitě Planck učil čtyřicet let a byl letech 1913-14 i jejím rektorem. Roku 1926 odešel na odpočinek.

Druhá světová válka Plancka těžce postihla. Při náletu byl zasažen a zbořen jeho dům a jeho vědecká knihovna se ztratila. Ale nejhorší ztrátou pro něj byla smrt již druhého syna, kterého pověsili nacisti z podezření pokusu atentátu na Hitlera. První syn padl roku 1916 u Verdunu, Planckovy dvě dcery zemřely po porodu.

Poslední dva roky svého života strávil Planck v Göttingene, kde 4. října 1947 zemřel. Max Planck byl jedním z nejvýznamnějších vědců, které kdy lidstvo zrodilo. A může se směle řadit mezi velikány fyziky Galileo Galileia, Isaaca Newtona a Alberta Einsteina.

14. května 2009 byla vynesena do vesmíru mikrovlnná observatoř ESA, pojmenovaná podle Maxe Plancka. Je určena k výzkumu fluktuací reliktního záření a monitorování Vesmíru v mikrovlnné oblasti. Má úhlovou rozlišovací schopnost 5′ a teplotní citlivost 2 μK ve frekvenčním pásmu 30÷857 GHz. Zrcadlo sondy má rozměry 1,9×1,5 m a teplota nejchladnější části ohniska je 0,1 K. Je umístěna je v Lagrangeově bodě L2 soustavy Země - Slunce [9].



Obrázek 6 Satelit Max Planck,

zdroj: http://www.esa.int/images/24Mar2009-3345.jpg

2.4 PŘÍKLAD 1. (souvislost mezi hustotou záření a intenzitou vyzařování):

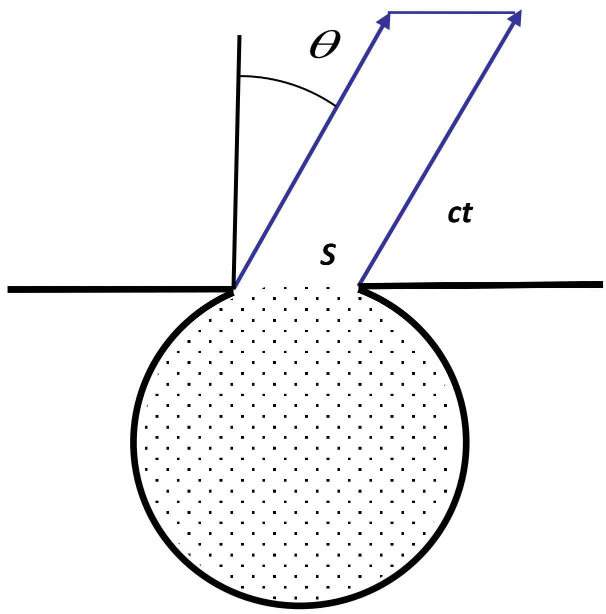
Tepelné rovnovážné záření (záření absolutně černého tělesa – AČT) lze charakterizovat hustotou energie $u(T)$ a intenzitou vyzařování $I(T)$. Intenzita vyzařování představuje energii, která je emitována za jednotku doby jednotkovým povrchem AČT do poloprostoru nad tímto povrchem. Spektrální hustota energie $\rho(\lambda,T)$ udává energii, která připadá na interval vlnových délek $(\lambda,\lambda+d\lambda): du=\rho(\lambda,T)d\lambda$. Podobně zavádíme spektrální hustotu vyzařování $I(\lambda,T)$ vztahem

$$dI = I(\lambda,T)\,d\lambda$$

Určete vztah mezi u a I, respektive mezi ρ a I.

Řešení:

Povrch AČT realizujeme jako malý otvor do dutiny (obr. 7), vyplněné tepelným zářením (W. Wien a O. Lummer, 1895). Záření v dutině o hustotě u je rozloženo izotropně. Na prostorový úhel $d\Omega$ tak připadá hustota energie $du=\frac{u}{4\pi}\cdot d\Omega$ záření, šířícího se ve směru $d\Omega$.



Obrázek 7

Uvažujeme směr paprsků, svírajících s normálou k otvoru S úhel θ, $0\le\theta\le\frac{\pi}{2}$. Pak $d\Omega=\sin\theta\,d\varphi\,d\theta$, kde φ je azimutální úhel (úhel, který svírá projekce směru paprsku do osy x, ležící v rovině otvoru), $0\le\varphi\le 2\pi$. Paprsky, emitované z otvoru ve směru charakterizovaným úhly θ,φ (s malým rozptylem $d\theta, d\varphi$) vyplní za čas t objem zkoseného válce $V=S\cdot ct\cos\theta$. Energie vyzářená do tohoto objemu je zřejmě

$$dE = V \cdot du = Sct\cos\theta \cdot \frac{u}{4\pi} d\Omega$$

Celková energie emitovaná plochou S za čas t do poloprostoru nad otvorem je

$$E = \int dE = \frac{Sct \cdot u}{4\pi} \cdot \int_{\varphi=0}^{2\pi} d\varphi \cdot \int_{\theta=0}^{\pi/2} \sin\theta\cos\theta\, d\theta = \frac{Sctu}{4\pi} \cdot 2\pi \cdot \frac{1}{2} = \frac{Sctu}{4}$$

Energie vyzářená za jednotku doby jednotkovou plochou je tak

$$I = \frac{E}{St} = \frac{c}{4} u(T)$$

Ze způsobu odvození je zřejmé, že analogický vztah platí i pro spektrální veličiny:

$$I(\lambda, T) = \frac{c}{4} \cdot \rho(\lambda.T)$$

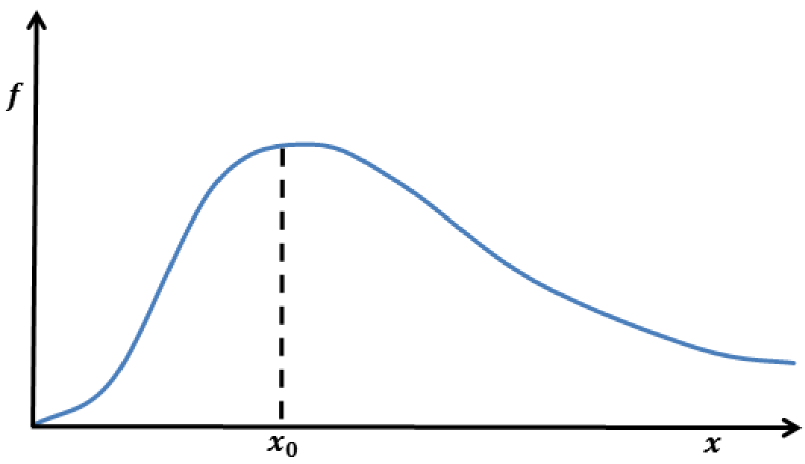
2.5 PŘÍKLAD 2. (obecný tvar spektrální hustoty intenzity vyzařování):

W. Wien (později i M. Planck) roku 1896 z termodynamických zákonů odvodil obecný tvar spektrální vyzařovací funkce

$$I(\lambda, T) = T^5 \cdot f(\lambda T),$$

kde f je zatím blíže nespecifikovaná funkce jedné reálné proměnné

$$x = \lambda T\text{, (viz obr.8)}$$



Obrázek 8

a) Ukažte, že navržený tvar spektrální hustoty I je v souladu se Stefanovým – Boltzmannovým zákonem $I_{\mathrm{TOT}}(T) = \sigma \cdot T^4$.

b) Ukažte, že spektrální hustota I je souladu s Wienovým zákonem $\lambda_{\max} \cdot T =$ konst., kde $\lambda_{\max}$ je vlnová délka, v níž má funkce I maximum.

Řešení:

a) Je

$$I_{\mathrm{TOT}}(T) = \int_0^\infty I(\lambda, T) d\lambda = T^5 \cdot \int_0^\infty f(\lambda T) d\lambda = T^4 \cdot \int_0^\infty f(x) dx$$

kde jsme použili substituci $x = \lambda T$

Člen $\sigma = \int_0^\infty f(x) dx$ závisí na konkrétním tvaru funkce f, nikoliv však na teplotě. Nakonec tedy

$$I_{\mathrm{TOT}}(T) = \sigma \cdot T^4, \quad \sigma = \text{konst.}$$

b) Pro danou teplotu T hledáme maximum funkce $I(\lambda, T) = T^5 f(\lambda T)$ v proměnné λ V maximu je

$$\left. \frac{\partial I}{\partial \lambda} \right|_{\lambda = \lambda_{\max}} = 0.$$

Stejně jako v předchozím integrálu označme $x = \lambda T$ argument funkce f. Pak

$$\frac{\partial I}{\partial \lambda} = T^5 \cdot \frac{df}{dx} \cdot \frac{dx}{d\lambda} = T^6 \cdot f'(x) = 0$$

Označme x_0 kořen rovnice $f'(x) = 0$. Pak

$$\lambda_{\max} \cdot T = x_0 = \text{konst.}$$

Parametr x_0 je opět nezávislý na teplotě, je určen pouze tvarem funkce f.

Hodnota maxima spektrální hustoty vyzařování je tedy

$$I_{\max} = T^5 \cdot f(\lambda_{\max} T) = T^5 \cdot f(x_0),$$

tj.

$$I_{\max} \approx T^5 .$$

2.6 PŘÍKLAD 3. (spektrální hustota energie ve vlnové a frekvenční oblasti):

Tepelné záření v dutině, jejíž stěny mají stálou teplotu T, lze charakterizovat integrální hustotou energie $u(T)$ nebo spektrální hustotou energie $\rho(\lambda, T)$, kde λ je vlnová délka. Na interval vlnových délek $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ připadá hustota energie $du = \rho \cdot d\lambda$, tedy

$$u(T) = \int_{\lambda=0}^{\infty} \rho(\lambda, T) d\lambda .$$

Nalezněte spektrální hustotu energie ve frekvenčním oboru: $du = \tilde{\rho}(\omega, T)\, d\omega$, kde $\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}$.

Řešení:

Diferencováním vztahu $\omega = 2\pi \cdot \frac{c}{\lambda}$ dosáhneme vztah mezi šířkou intervalů $|d\lambda|$ a $|d\omega|$:

$$d\omega = \frac{d\omega}{d\lambda} d\lambda = -\frac{2\pi c}{\pi^2} d\lambda$$

Záporné znaménko je dáno nepřímou úměrností mezi λ a ω: Zvětšení vlnové délky $(d\lambda > 0)$ vede k poklesu úhlové frekvence $(\mathrm{d}\,\omega < 0)$.

Šířka intervalu $|d\omega|$ se liší od šířky $|d\lambda|$, liší se tedy i spektrální hustoty:

$$du = \rho(\lambda, T) \cdot |d\lambda| = \tilde{\rho}(\omega, T) \cdot |d\omega|$$

Odtud

$$\rho(\lambda, T) d\lambda = -\tilde{\rho}(\omega, T)\, d\omega ,$$

$$\tilde{\rho}(\omega, T) = -\rho(\lambda, T) \cdot \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{\pi^2}{2\pi c} \rho(\lambda, T)$$

Poznámka: Původně se spektrální charakteristiky tepelného záření vztahovaly k vlnové délce, v současné době se dává přednost úhlové rychlosti. Úhlová rychlost na rozdíl od vlnové délky nezávisí na indexu lomu, navíc zjednodušuje zápis harmonických časových změn. (porovnejte $\sin(\omega t)$ a $\sin\left(\frac{2\pi c}{\lambda}t\right)$).

2.7 **PŘÍKLAD 4**. (experimentální určení Stefanova-Boltzmannova zákona):

Roku 1879 rakouský fyzik slovinského původu J. Stefan, na základě experimentálních dat Tyndalových (J. Tyndall, 1820-1893) a dat jiných experimentátorů (Dulong a Petit), uhádl zákon vyzařování AČT. J. Tyndall změřil intenzitu vyzařování I (v relativních jednotkách) pro dvě teploty:

$$T_1 = 798K \Rightarrow I_1 = 10{,}4$$

$$T_2 = 1373K \Rightarrow I_2 = 122$$

Zákon vyzařování AČT hledejte v mocninném tvaru $I(T) = \sigma \cdot T^n$. Z Tyndallových měření odhadněte koeficient n.

Řešení:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\sigma \cdot T_2^n}{\sigma \cdot T_1^n} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^n$$

$$n = \frac{\ln(I_2/I_1)}{\ln(T_2/T_1)} = 4{,}02 \approx 4$$

$$I(T) = \sigma \cdot T^4$$

Poznámky:

a) Konstantu σ bylo nutné určit z měření, nyní ji dokážeme vyjádřit z principů kvantové statistické fyziky prostřednictvím fundamentálních konstant $\hbar = h/2\pi$ (Planckova konstanta), k (Boltzmannova konstanta) a c (rychlost elektromagnetického záření ve vakuu):

$$\sigma = \frac{T^2 k^4}{60\hbar^3 c^2} = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{kg\,s^{-3}K^{-4}}$$

b) S ohledem na vztah $I = \frac{c}{4}u$ mezi intenzitou vyzařování a hustotou elektromagnetické energie u v dutině platí analogický mocninový zákon i pro hustotu energie:

$$u = a \cdot T^4,\ a = \frac{4\sigma}{c}$$

c) J. Stefanovi k určení správného zákona pomohla náhoda. Tyndall prováděl měření na platině, jejíž záření se od záření AČT liší. Zároveň však byla jeho měření zatížena chybou. Oba tyto nedostatky se částečně vykompenzovaly.

2.8 PŘÍKLAD 5. (teoretické odvození Stefanova-Boltzmannova zákona):

Stefanův empirický zákon pro hustotu záření AČT $u = a \cdot T^4$ (respektive pro intenzitu vyzařování $I = \sigma \cdot T^4$) teoreticky odvodil L. Boltzmann roku 1883 z Carnotovy věty. Pracovní náplní Carnotova stroje bylo tepelné záření.

Odvoďte tento zákon ze vztahů

$$TdS = dU + pdV$$

$$p = \frac{1}{3}u$$

První z těchto vztahů je kombinací 1. a 2. zákona termodynamiky $\left(\delta Q = dU + pdV, dS = \frac{\delta Q}{T}\right)$ druhý, dávající do souvislosti tlak záření p uvnitř dutiny s hustotou elektromagnetické energie u, je důsledkem Maxwelových rovnic. $U = Vu$ je celková vnitřní energie záření v dutině o objemu V, S je entropie.

Řešení:

Po dosazení za $dU = \frac{\partial U}{\partial T}dT + \frac{\partial U}{\partial V}dV$ dostaneme pro entropii vyjádření

$$dS = \frac{1}{T}\frac{\partial U}{\partial T}dT + \frac{1}{T}\left(\frac{\partial U}{\partial V} + p\right)dV$$

Z druhé strany obecné vyjádření diferenciálu stavové funkce $S = S(T, V)$ je

$$dS = \frac{\partial S}{\partial T} dT + \frac{\partial S}{\partial V} dV$$

Porovnáním obou výrazů dodáváme

$$\frac{\partial S}{\partial T} = \frac{1}{T} \cdot \frac{\partial U}{\partial T} \Rightarrow \frac{\partial^2 S}{\partial V \partial T} = \frac{1}{T} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial V \partial T}$$

$$\frac{\partial S}{\partial V} = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial U}{\partial V} + p\right) \Rightarrow \frac{\partial^2 S}{\partial T \partial V} = -\frac{1}{T^2}\left(\frac{\partial U}{\partial V} + p\right) + \frac{1}{T}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial T \partial V} + \frac{\partial p}{\partial T}\right)$$

Na pořadí parciálních derivací nezáleží, $\frac{\partial^2 S}{\partial V \partial T} = \frac{\partial^2 S}{\partial T \partial V}$, a tak

$$\frac{1}{T} \frac{\partial^2 U}{\partial V \partial T} = -\frac{1}{T^2}\left(\frac{\partial U}{\partial V} + p\right) + \frac{1}{T}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial T \partial V} + \frac{\partial p}{\partial T}\right),$$

$$\frac{\partial U}{\partial V} = T \cdot \frac{\partial p}{\partial T} - p$$

Po dosazení za $U(T,V) = V \cdot u(T), p(T,V) = \frac{1}{3} u(T)$ obdržíme

$$u = T \cdot \frac{1}{3} \frac{du}{dt} - \frac{1}{3} u, \frac{du}{dT} = \frac{4u}{T}$$

Diferenciální rovnici pro $u(T)$ řešíme metodou separace proměnných:

$$\frac{du}{u} = 4 \cdot \frac{dT}{T}$$

$$\ln u = 4 \cdot \ln T + \ln a$$

$$u = a \cdot T^4$$

Integrační konstantu jsme označili jako $\ln a$. Hodnotu a je nutné v rámci termodynamiky určit z experimentu.

2.9 PŘÍKLAD 6. (možné tvary spektrální hustoty vyzařování, Planckův zákon):

Pro tvar spektrální hustoty intenzity vyzařování $I(\lambda,T)$ se na sklonku 19. století objevilo několik návrhů

1) W. Wien, 1896

$$I_W(\lambda,T)=\frac{c_1}{\lambda^5}\cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

2) M. Planck, 1900

Od spektrální hustoty $I(\lambda,T)$ přirozeně očekáváme $I(\lambda,T)\to+\infty$ pro $T\to+\infty$. To Wienův návrh nesplňuje ($I_W(\lambda,T)\to c_1/\lambda^5<+\infty$ pro $T\to+\infty$). Max Planck proto Wienův zákon modifikoval:

$$I_P(\lambda,T)=\frac{c_1}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}-1}$$

3) lord Rayleigh, 1900

$$I_R=C\cdot\frac{T}{\lambda^4}$$

a) Ukažte, že Planckův zákon přechází pro krátké vlnové délky do zákona Wienova, pro velké vlnové délky do zákona Rayleighova.

b) Ukažte, že všechny navržené funkce mají obecný tvar $I(\lambda,T)=T^5\cdot f(\lambda T)$. Nalezněte ve všech případech tvar funkce f.

Řešení:

a) Pro malé vlnové délky je v Planckově zákoně $\frac{c_2}{\lambda T}>1$, a tedy $e^{c_2/\lambda T}>>1$. Zanedbáme-li jedničku oproti exponenciálnímu členu, dostáváme:

$$I_P(\lambda,T)\approx\frac{c_1}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{e^{c_2/\lambda T}}=\frac{c_1}{\lambda^5}\cdot e^{-c_2/\lambda T}\equiv I_W(\lambda,T)$$

Pro velké vlnové délky je $\frac{c_2}{\lambda T}<1$, a tak

$$e^{c_2/\lambda T}\approx 1+\frac{c_2}{\lambda T}$$

$$I_P(\lambda,T) \approx \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\left(1+\frac{c_2}{\lambda T}\right)-1} \approx \frac{c_1}{c_2} \cdot \frac{T}{\lambda^4} = I_R(\lambda,T)$$

b) Vztahy pro spektrální funkce I přepišme tak, aby z nich byl zřejmý tvar funkcí f:

$$I_W(\lambda,T) = T^5 \cdot \frac{c_1}{(\lambda T)^5} \cdot e^{\frac{c_2}{\lambda T}} \Rightarrow f_W(x) = \frac{c_1}{x^5} \cdot e^{-\frac{c_2}{x}}$$

$$I_P(\lambda,T) = T^5 \cdot \frac{c_1}{(\lambda T)^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}-1} \Rightarrow f_P(x) = \frac{c_1}{x^5} \cdot \frac{1}{e^x - 1}$$

$$I_R(\lambda,T) = T^5 \cdot C \cdot \frac{1}{(T\lambda)^4} \Rightarrow f_R(x) = C \cdot \frac{1}{x^4}$$

2.10 PŘEHLED VÝZKUMU ZÁŘENÍ ABSOLUTNĚ ČERNÉHO TĚLESA [1,6,7,8]

2. pol. 18. století	**Karl Scheele** (1742-86), první zmínky o tzv. tepelném záření **Marcus Pictet** (1752-1825) prováděl první pokusy s tepelným zářením. **Pierre Prévost** (1751-1839) prováděl první pokusy, na jejich základě vyslovil domněnku, že každé těleso vyzařuje nezávisle na svém okolí.
1859	**Gustav Kirchhoff** (1824-1887), německý fyzik, který dokázal vztah mezi emisí a absorpcí záření, založil spektrální analýzu látek a definoval pojem absolutně černého tělesa.
1896	**Wilhelm Wien** (1864-1928), si povšiml závislosti, že čím více záření těleso pohltí, tím více se zvětší jeho teplota – tzn., že černé těleso bude vyzařovat tepelné záření. Čím bude vyšší teplota, tím se bude zkracovat vlnová délka vyzařovaného záření. Tuto závislost zformuloval do tzv. Wienova posunovacího zákona.
1879	**Josef Stefan** (1853-1893) **Ludwig Boltzmann** (1844-1906), Vznikl zákon Stefan–Boltzmannův o intenzitě vyzařování v závislosti na teplotě. Tento vztah byl experimentálně zjištěn již roku 1879 Stefanem a až roku 1884 jej Boltzmann teoreticky odvodil z Maxwelovy elektromagnetické teorie záření a druhé věty termodynamiky. V témže roce při zkoumání tepelného záření na základě elektromagnetické teorie světla Boltzmann odvozuje závěr, že záření v dutině působí na její stěny tlakem rovným třetině energie záření v jednotce objemu. Tímto přenesl termodynamické pojmy tlaku a teploty na tepelné záření.
1900	**John Strutt** (Lord Rayleigh) (1842-1919) **Sir James Jeans** (1877-1946) Odvodili zákon popisující záření černého tělesa – platil ale pouze v dlouhovlnné oblasti spektra.
1900	**Max Planck** (1858-1947) odstranil všechny nedostatky zákonů popisujících vyzařování absolutně černého tělesa. Odvodil rovnici, popisující záření absolutně černého tělesa ve všech oblastech spektra elektromagnetického vlnění.

1900	**Ferdinand Kurlbaum** (1857-1927) **Heinrich Rubens** (1865-1922) Dokončili přesné měření záření absolutně černého tělesa, které potvrdilo v celém rozsahu frekvencí a teplot platnost Planckova vzorce.

3 POČÁTKY STATISTICKÉ MECHANIKY [10]

Statistická mechanika je jednou z centrálních oblastí teoretické fyziky. Zabývá se zkoumáním vlastností makroskopických systémů či soustav, přičemž bere v úvahu mikroskopickou strukturu těchto systémů. Obecně statistická mechanika zavádí do vztahu dvě úrovně popisu fyzikální reality - a to úroveň makroskopickou a mikroskopickou. Jeden z nejdůležitějších poznatků statistické fyziky je pojem entropie jako míry neurčitosti.

Předními vědeckými kapacitami, stojícími na počátku statistické mechaniky, byli Rudolf Clausius (1822-1888), James Clerk Maxwell (1831-1879) a Ludwig Boltzmann (1844-1906).

3.1 RUDOLF JULIUS EMANUEL CLAUSIUS [11,12]

2. 1. 1822 - 24. 8. 1888

Obrázek 9 Rudolf Julius Emanuel Clausius zdroj:www.learnmath.info/czech/historyDetail.htm?id=Clausius

Rudolf Julius Emanuel Clausius se narodil 2. ledna 1822 v Köslinu v Německu v mnohočlenné rodině učitele. Měl 17 sourozenců.

Několik let docházel do školy svého otce, ale pak přešel na gymnázium ve Štětíně, kde roku 1840 ukončil školní docházku. a po té nastoupil na univerzitu v Berlíně, kde studoval matematiku a fyziku. 15. července 1848 zakončil studium doktorátem. Po čas studií doučoval mladší spolužáky.

V roce 1850 Clausiusovi vychází první kniha na téma o mechanické teorii světla. Toto dílo mu vyneslo nabídku na místo profesora dělostřelecko-inženýrské škole v Berlíně. Roku 1850 také jako první vyslovil druhou větu termodynamiky. Po té od roku 1855 působil co by profesor na Polytechnice v Curychu. V Curychu se také roku 1859 oženil. V roce 1865 zavedl pojem entropie. Následně během let dostal nabídky od univerzit z Brunswicku a Vídně. Až třetí nabídku přijal a to v roce 1867 profesuru na univerzitě Würzburgu, kde vydržel pouze dva roky.

Během svého působení ve Würzburgu v roce 1868 byl Clausius zvolen členem Královské společnosti. Také mu byla dána nabídka na univerzitu v Mnichově, kterou odmítl, ale přijal nabídku od univerzity v Bonnu.

Za války Německa s Francií 1870-1871 je ze studentů univerzity v Bonnu složena sanitní jednotka, v níž nemůže Clausius jako vášnivý vlastenec chybět. Je zraněn do kolena a toto zranění jej bude pronásledovat omezenou hybností a bolestmi až do konce života. Za zranění a zásluhy obdržel Clausius v roce 1871 Železný kříž. Další tragédii zažil v roce 1875, kdy umírá jeho žena při porodu. Na doporučení lékařů se Clausius vzhledem ke svému zranění začíná věnovat jízdě na koni a časem se stává odborníkem na jízdu na koni. V roce 1879 obdržel Copleyovu medaily.

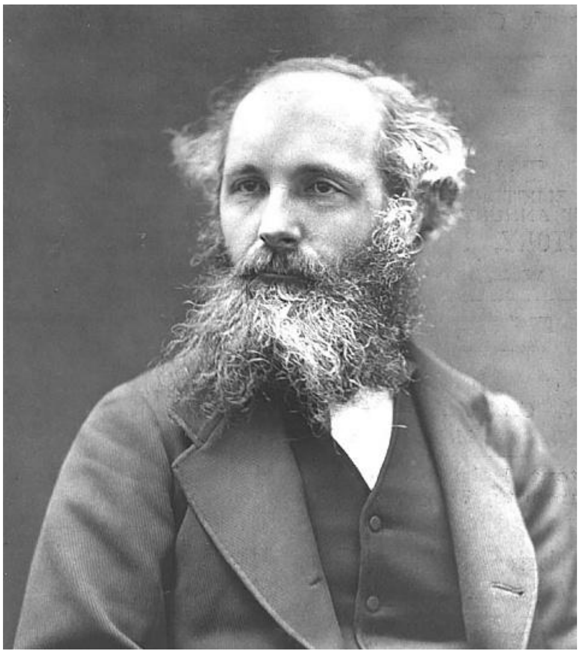
V roce 1884 se stal rektorem na univerzitě v Bonnu a roku 1886 se znovu oženil a se svojí druhou ženou měl ještě jednoho syna.

Clausius se zabýval mimo termodynamiky dále elektrolýzou, elektrodynamikou, statistickou fyzikou, kvantovou fyzikou. Šíře jeho vědeckých zájmů byla veliká a taktéž množství ocenění bylo veliké. Získal Huygensovu medaili v roce 1870, Ponceletovu cenu v roce 1883 a obdržel čestný doktorát University z Würzburgu v 1882.

24. srpna roku 1888 v Bonnu nemocný Rudolf Julius Emanuel Clausius zemřel.

3.2 JAMES CLERK MAXWELL [13]

13. 6. 1831 - 5. 11. 1879



Obrázek 10 James Clerk Maxwel zdroj:www.converter.cz/fyzici/maxwell.htm

James Clerk Maxwell sa narodil 13. června roku 1831 v starobylé metropoli Skotska Edinburgu. Narodil se do zámožné rodiny, jeho otec právník John Clerk po svém strýci zdědil panství na jihu Skotska a k němu druhé jméno Maxwell. Matka umělecky nadaná zemřela v Maxwellových osmi letech na rakovinu.

Do svých deseti let neměl Maxwell žádné systematické vzdělání. Učil se sám. Četl vše, co doma našel a co se naučil od otce. Ten se na naléhání své sestry a sestry své manželky uvolil, že povolá domácího učitele. Ale tento plán brzy ztroskotal. Maxwell nejevil o studium zájem a jeho rozsáhlé znalosti a soustavné otázky, přiváděly domácího učitele k šílenství a ten abdikoval. Proto jej roku 1841 odvezl Maxwellův otec do elitní Edinburské akademie. A ačkoliv měl malý Maxwell skvělou paměť, přesto nijak významně ve studiu nevynikal. Nevynikal také proto, proto že mu byla cizí také jakákoliv soupeřivost s ostatními studenty a ani jej moc studium nezajímalo. Ve třetím ročníku došlo k změně, Maxwell ačkoliv ještě neměl geometrii, dokázal konstruovat mnohoúhelníky. Studium jej začalo bavit a třináctiletý Maxwell se stal nejlepším studentem akademie. Studium na poli geometrie a konstrukce geometrických obrazců jej přivádí k prvnímu velkému úspěchu. A jako teprve čtrnáctiletý předkládá svoji práci o konstrukci obrazců s velkým počtem ohnisek Edinburské královské společnosti.

V roce 1847 ukončil Maxwell studium na akademii a otec jej zapsal na Edinburskou univerzitu. Maxwell intenzivně studoval a četl velké množství literatury matematické, fyzikální a filozofické a také se věnoval výzkumu. Výsledkem byl objev nové metody fotoelasticimetrie neboli zkoumání napětí v tuhých tělesech pomocí polarizovaného světla. A roku 1850 Maxwell přednesl v Edinburské královské společnosti svoji práci na téma: rovnováha pružných těles. Předložil 14 úloh z oblasti odporu materiálu. Některé úlohy vyřešili již jeho předchůdci, některé upřesnil a také vyřešil některé, které se pokládaly za neřešitelné! Jelikož je zřejmé, že mladý Maxwell je mimořádný talent, tak by měl studovat na některé přední univerzitě v Cambridgi. Otec Maxwella zapíše na levnější univerzitu v Peterhouse. Ale po jednom semestru přechází na drahou, ale slavnou Trinity College. Po dobu pobytu v Cambridge Maxwell neuveřejnil žádný nový článek či objev. Usilovně se připravoval na své budoucí povolání a upevňoval si pozici jako člověk i jako vědec mezi kolegy. V lednu 1854 složil J. C. Maxwell závěrečnou zkoušku z matematiky.

Bakalář James zůstává v Cambridgei a připravuje se na profesorskou dráhu. Přednáší hydrauliku a optiku, píše knihu o optice a začíná samostatný výzkum. Zdokonaluje mikroskop, ale hlavně se věnuje teorii barevného vidění a výsledky z tohoto výzkumu shrnuje v práci *Teorie barev v souvislosti s barvoslepostí*. V tom samém roce 1854 začal Maxwell studovat problémy elektřiny a magnetismu. V roce 1855 byl přijat za člena rady Trinity College.

V roce 1856 se uchází o místo profesora fyziky v Marishal College v Aberdeenu. Získal by tím lepší post a také lepší finanční ohodnocení, ale hlavně by byl nedaleko otce, který byl vážně nemocný. Bohužel otec se nedožil Jamesova vítězství v konkurzu na přijetí na Marishal College. V témže roce 1856 byl zvolen za člena Edinburské královské společnosti. Léta působení v Aberdeene patří mezi Maxwellova nejplodnější. V roce 1857 dokončil první práci o elektromagnetizmu nazvanou: *O Faradayových siločarách* a napsal první článek o kinetické teorii plynů. V roce 1857 byla Maxwellovi udělena Adamsova cena, když dospěl pouze matematickým výpočtem k složení Saturnova prstence. V červnu roku 1858 se oženil s dcerou rektora Marishal College.

V roce 1860 se sjednocuje Marsal College a Kings College a James přichází o místo. Nastupuje tedy jako profesor fyziky na Kings College v Londýně. V roce 1869 mu Britská asociace udělila Rumfordovu medaily za optické výzkumy a tímto se zařadil mezi nejlepší britské fyziky. A 17. května v roce 1861 předvedl na zasedání Královské společnosti první barevnou fotografii v dějinách. Během svého účinkování na Kings College se začal opět zabývat kinetickou teorií plynů a odvodil zákon rozdělení molekul plynu podle rychlosti. A dále se zajímal o další své oblíbené téma – elektrodynamiku, na které napsal v letech 1861 až 1867 tři práce o elektromagnetizmu a siločarách.

V roce 1871 přijal nabídku profesury na nově zřízené katedře experimentální fyziky v Cambridgi a v roce 1874 se stal ředitelem Cavendishovy laboratoře.

Poslední roky života se Maxwell věnoval studování odkazu Henryho Cavendishe. A při studování jeho odkazu mimo jiné došel k závěru, že Cavendish objevil Ohmův zákon před Ohmem a Coulombův zákon před Coulombem. Ale Cavendish výsledky svého výzkumu nezveřejnil, takže se o nich veřejnost nedozvěděla. Zpracování Cavendishovy písemné pozůstalosti bylo Maxwellovým posledním velkým vědeckým dílem.

Od roku 1877 začal Maxwell trpět bolestmi žaludku. Ale rozdělaná práce a její dokončení mu nedovolily návštěvu lékaře, ke které se odhodlal až po dvou letech, když už nemohl téměř jíst.

James Clerk Maxwell umírá 5. listopadu 1879 na rakovinu. Pochován je ve vesničce Parton v malém kostelíku, postaveném z jeho darů.

Význam Maxwellova díla pro světovou fyziku nejvýstižněji charakterizoval sir Joseph John Thomson na slavnostním odhalení pamětní desky M. Faradye a J. C. Maxwella v roce 1931, kdy prohlásil: „Maxwellova práce obstála v nejnáročnější zkoušce – zkoušce času. Každý rok, který uplyne od jeho smrti, nás nutí, abychom si stále víc a víc cenili jeho přínosu pro fyziku; výsledky práce, které dal do služeb lidstva, jsou od roku na rok významnější“.

3.3 **PŘÍKLAD 1**. (kinetická teorie tlaku):

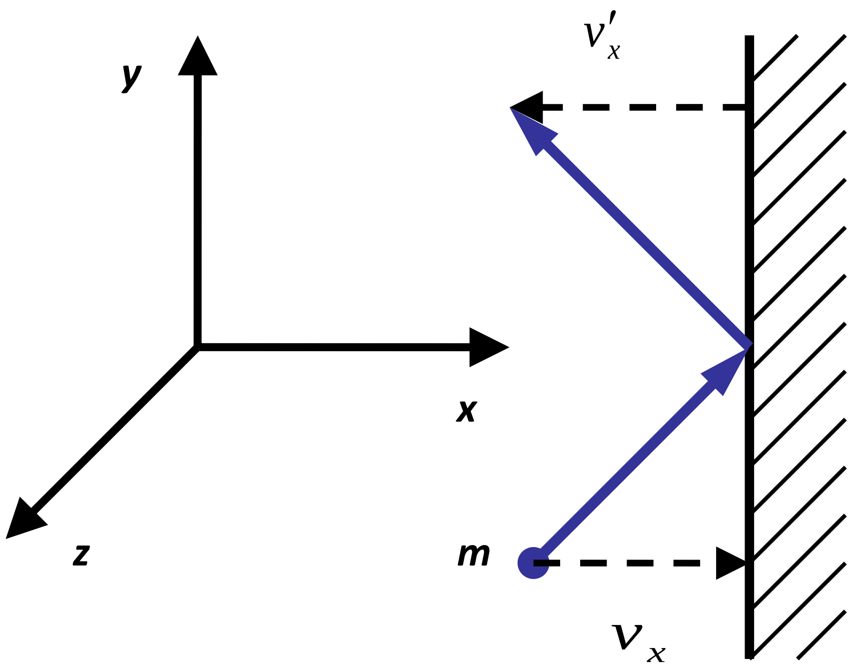
Z kinetických představ odvoďte souvislost mezi tlakem plynu a rychlostí jeho molekul. Odvození proveďte za předpokladu, že

a) rychlosti všech molekul plynu jsou stejné (A. Krönig, 1856) a rozdělení podle směru je izotropní

b) rychlosti molekul jsou obecně různé, ale jejich rozdělení pravděpodobnosti je izotropní (R. Clausius, 1857)

Řešení:

a) Osu x orientujeme kolmo ke stěně nádoby (obr. 11)



Obrázek 11

Molekula dopadající na stěnu má normálovou složku v_x, která se po pružném odrazu od stěny změní na složku opačnou, $v'_x = -v_x$. Tečné složky se při pružném odrazu nezmění $\left(v'_y = v_y, v'_z = v_z\right)$. Hybnost kterou jedna molekula předá stěně, je tak

$$\Delta P_1 = mv_x - mv'_x = 2mv_x ,$$

kde m je hmotnost molekuly.

Molekula působí na stěnu silou F_1 pouze během velice krátké doby τ během rázu, mimo tuto dobu je síla nulová. Podle zákona akce a reakce působí stěna na molekulu silou $-F_1$. Z pohybového zákona máme

$$-F_1(t)=\frac{d}{dt}\left(mv_x(t)\right)$$

Sílu F_1 vystředujeme přes dostatečně dlouhý interval $\Delta t >> \tau$, během kterého dopadne na stěnu značný počet molekul:

$$< F_1 > = \frac{\int_t^{t+\Delta t} F_1(t)\,dt}{\Delta t} =$$

$$= -\frac{m\cdot\int_t^{t+\Delta t}\frac{dv_x}{dt}dt}{\Delta t} = \frac{-m\left(v_x(t+\Delta t)-v_x(t)\right)}{\Delta t} =$$

$$= -\frac{m\left(v_x'-v_x\right)}{\Delta t} = \frac{\Delta P_1}{\Delta t},$$

tj. střední hodnota síly jedné molekuly na stěnu za čas Δt je rovna hybnosti ΔP_1, kterou molekula předá stěně během rázu, dělená časovým intervalem Δt.

Spočítejme, kolik molekul dopadne za čas Δt na stěnu a jakou celkovou hybnost ΔP ji předají. Označme n hustotu molekul, tj. počet molekul připadajících na jednotkový objem plynu. Ve shodě s Krönigem budeme zjednodušeně předpokládat, že molekuly se pohybují pouze v šesti směrech, vymezených kladnými a zápornými směry kartézských os x, y, z. Směrem ke stěně se tak pohybují molekuly rychlostí $v_x = v$ s hustotou $1/6\,n$. Za čas Δt dopadnou na plochu S molekuly z objemu $S\cdot v\Delta t$, jejichž počet je $\Delta N = 1/6\,n\cdot Sv\Delta t$. Celková hybnost předaná stěně je tak

$$\Delta P = \Delta N\cdot\Delta P_1 = \frac{1}{6}nSv\Delta t\cdot 2mv$$

Tomu odpovídá průměrná síla

$$< F > = \Delta N\cdot < F_1 > = \frac{\Delta P}{\Delta t} = \frac{1}{3}mnv^2\cdot S$$

Tlak p je definován jako střední síla na jednotku plochy, tj.:

$$p = \frac{< F >}{S} = \frac{1}{3}\rho v^2,$$

kde $\rho \equiv mn$ je hustota hmotnosti plynu.

b) Připomeňme si nejdříve pojem hustoty pravděpodobnosti spojité náhodné veličiny $\xi \in (-\infty,+\infty)$. Pravděpodobnost, že tato náhodná veličina nabude hodnoty z malého intervalu $(\xi, \xi + d\xi)$, je obecně

$$dP(\xi, \xi + d\xi) = f(\xi)d\xi,$$

kde $f(\xi)$ je hustota pravděpodobnosti. Funkce $f(\xi)$ musí být nezáporná a současně musí splňovat podmínku normy

$$\int_{\xi} dP = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi)d\xi = 1$$

vyjadřující, že součet všech pravděpodobností je roven jedné.

Střední hodnota $< A >$ libovolné funkce $A(\xi)$ náhodné veličiny ξ se počítá podle vzorce

$$< A > = \int_{\xi} AdP = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\xi) f(\xi)d\xi$$

Pravděpodobnost, že náhodně vybraná molekula plynu má rychlost z intervalu $(v_x, v_x + dv_x)$, je podle předchozího

$$dP(v_x, v_x + dv_x) = f(v_x)dv_x,$$

přičemž

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x)dv_x = 1$$

(Konkrétní tvar funkce $f(v_x)$ nebudeme v této úloze potřebovat, stanovil jej Maxwell roku 1859 a publikoval v roce 1860).

Jelikož podle předpokladu je rozdělení rychlostí izotropní, musí být funkce $f(v_x)$ sudá,

$$f(v_x) = f(-v_x),$$

tj. pravděpodobnost, že molekula má rychlost v_x, je stejná jako pravděpodobnost, že má opačnou rychlost $-v_x$.

Počet molekul dn v jednotce objemu, jež mají x-ovou složku rychlosti z malého intervalu $(v_x, v_x + dv_x)$, je zřejmě dán vztahem

$$\frac{dn}{n} = dP\,,$$

$$dn = n \cdot f(v_x)dv_x$$

Počet těchto molekul, které za čas Δt dopadnou na stěnu, je zřejmě

$$dN = dn \cdot Sv_x \Delta t = nS\Delta t \cdot v_x f(v_x)dv_x\,,$$

přičemž ovšem musí být $v_x > 0$, molekuly se pohybují směrem ke stěně.

Tyto molekuly předají stěně celkovou hybnost

$$dP = dN \cdot 2mv_x = 2mnS\,\Delta t\, v_x^2 f(v_x)\,dv_x$$

Celková předaná hybnost od všech molekul s rychlostí $v_x > 0$ je

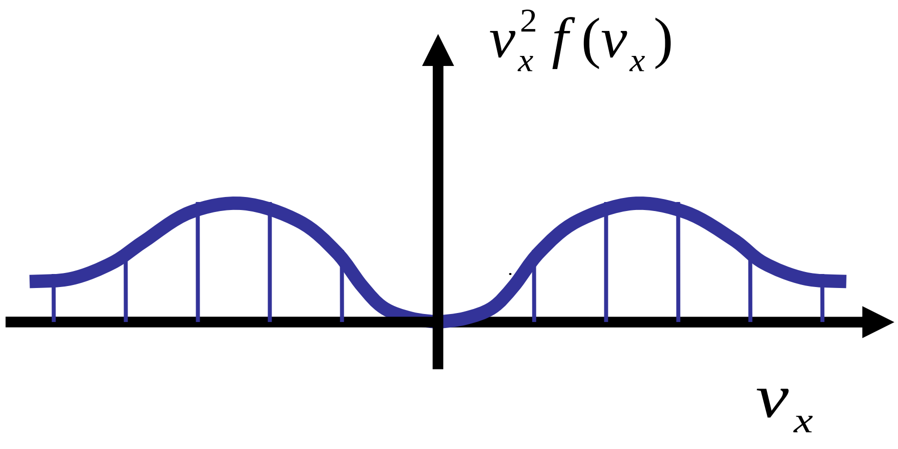
$$\Delta P = \int\limits_{v_x>0} dP = 2mnS\Delta t \cdot \int\limits_0^\infty v_x^2 f(v_x)dv_x$$

Podívejme se, jak lze interpretovat integrál v posledním vztahu. Střední hodnota $< v_x^2 >$ kvadrátu rychlostí v_x^2 je podle obecného vztahu

$$< v_x^2 > = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 f(v_x)dv_x\,.$$

Integrovaná funkce je sudá (viz obr. 12), odtud

$$< v_x^2 > = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 f(v_x)dv_x = \int\limits_{-\infty}^{0} v_x^2 f(v_x)dv_x + \int\limits_0^\infty v_x^2 f(v_x)dv_x = 2 \cdot \int\limits_0^\infty v_x^2 f(v_x)dv_x$$



Obrázek 12

a tedy

$$\int_0^\infty v_x^2 f(v_x) dv_x = \frac{1}{2} < v_x^2 >$$

Střední hodnotu kvadrátu x - ové složky rychlosti vyjádříme ještě pomocí střední hodnoty kvadrátu celkové rychlosti. Je

$$< v^2 > = < v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 > = < v_x^2 > + < v_y^2 > + < v_z^2 >$$

Jelikož rozdělení rychlostí je izotropní, je zároveň

$$< v_x^2 >=< v_y^2 >=< v_z^2 >$$

a tedy

$$< v^2 >= 3 \cdot < v_x^2 >,$$

$$\int_0^\infty v_x^2 f\{v_x\} dv_x = \frac{1}{6} < v^2 >$$

Celkově předaná hybnost tak je

$$\Delta P = 2mnS\Delta t \cdot \frac{1}{6} < v^2 >$$

Tomu odpovídá tlak

$$p = \frac{1}{S}\frac{\Delta P}{\Delta t} = \frac{1}{3}\rho \cdot < v^2 >$$

Vidíme, že Krönigova a Clausiova formule se od sebe příliš neliší, stačí pouze zaměnit kvadrát konstantní rychlosti v^2 jeho střední hodnotou $< v^2 >$.

3.4 PŘÍKLAD 2. (Maxwellovo rozdělení rychlostí, 1860):

Odvoďte Maxwellovo rozdělení rychlostí molekul v plynu. Vyjděte z těchto dvou obecných předpokladů:

- Rozdělení je izotropní, tj. všechny směry pohybu jsou zastoupeny stejným způsobem.
- Kartézské složky v_x, v_y, v_z rychlosti $\vec{v}$ jsou na sobě statisticky nezávislé.

Řešení:

Pravděpodobnost nalezení složky v_x rychlosti v malém intervalu $(v_x, v_x + dv_x)$ je obecně dána předpisem

$$dP_x(v_x, v_x + dv_x) = F(v_x)dv_x,$$

kde F je hustota pravděpodobnosti pro náhodnou veličinu v_x. Z požadavku izotropie vyplývá, že hustota pravděpodobnosti pro opačnou rychlost $-v_x$ je stejná jako pro rychlost v_x,

$$F(-v_x) = F(v_x)$$

tj. funkce F je sudá. Každou sudou funkci lze vyjádřit v závislosti na kvadrátu nezávisle proměnné:

$$F(v_x) = f(v_x^2).$$

Z požadavku izotropie dále vyplývá, že stejné rozdělení rychlostí platí i pro složky v_y a v_z:

$$dP_x(v_x, v_x + dv_x) = f(v_x^2)dv_x$$

$$dP_y(v_y, v_y + dv_y) = f(v_y^2)dv_y$$

$$dP_z(v_z, v_z + dv_z) = f(v_z^2)dv_z$$

Podle druhého předpokladu jsou pravděpodobnosti dP_x, dP_y, dP_z na sobě nezávislé. Pravděpodobnost dP, že molekula má vektor rychlosti $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ s malým rozptylem dv_x, dv_y, dv_z jednotlivých složek, je tak

$$dP = dP_x dP_y dP_z = G(\vec{v}) \cdot d^3\vec{v}$$

kde $d^3\vec{v} = dv_x dv_y dv_z$ je malý objem kolem koncového bodu vektoru $\vec{v}$ a

$$G(\vec{v}) = f(v_x^2) f(v_y^2) f(v_z^2)$$

je hustota pravděpodobnosti vektoru $\vec{v}$.

Opět využijeme izotropie rozdělení. Pravděpodobnost pro vektor $\vec{v}$ nemůže záviset na směru tohoto vektoru, ale pouze na jeho velikosti $|\vec{v}|$. Matematicky bude pro nás výhodnější uvažovat závislost na kvadrátu $|\vec{v}|^2$ velikosti vektoru $\vec{v}$:

$$G(\vec{v}) = g\left(|\vec{v}|^2 \right) = g(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$$

Ve spojení s předchozím vztahem, vyplývajícím z nezávislosti kartézských složek rychlosti, dostáváme funkcionální rovnici

$$g(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = f(v_x^2) \cdot f(v_y^2) \cdot f(v_z^2),$$

respektive po substituci $u_x = v_x^2, u_y = v_y^2, u_z = v_z^2$ a $u = |\vec{v}|^2$:

$$g(u) = f(u_x) \cdot f(u_y) \cdot f(u_z) \,,\; u = u_x + u_y + u_z$$

Abychom našli z tohoto vyjádření tvar funkce f , zderivujeme obě strany podle proměnné u_x:

$$\frac{dg}{du} \cdot \frac{du}{du_x} = \frac{df(u_x)}{du_x} \cdot f(u_y) f(u_z) \,,$$

respektive, jelikož du/du_x =1:

$$g'(u) = f'(u_x) f(u_y) f(u_z)$$

Analogicky, po derivování podle u_y a u_z :

$$g'(u) = f(u_x) f'(u_y) f(u_z)$$

$$g'(u) = f(u_x) f(u_y) f'(u_z)$$

Máme tak

$$f'(u_x) f(u_y) f(u_z) = f(u_x) f'(u_y) f(u_z) = f(u_x) f(u_y) f'(u_z)$$

Členy vykrátíme součinem $f(u_x) f(u_y) f(u_z)$ a společný podíl označíme symbolem $-\alpha$:

$$\frac{f'(u_x)}{f(u_x)} = \frac{f'(u_y)}{f(u_y)} = \frac{f'(u_z)}{f(u_z)} \equiv -\alpha$$

Připusťme na chvíli, že veličina α bude obecně záviset na všech třech proměnných u_x, u_y, u_z. První podíl $f'(u_x)/f(u_x)$ však může záviset pouze na u_x. To nutně znamená, že α není funkcí u_y, u_z. Podobně druhý podíl nezávisí na u_x, u_z a třetí nezávisí na u_x, u_y. Veličina α je tak nutně konstantou. (Znaménko mínus předjímá, že podíly budou záporné a konstanta α kladná.)

Z diferenciální rovnice

$$\frac{f'(u)}{f(u_x)} = -\alpha$$

dostáváme obecné řešení $f(u) = C \cdot e^{-\alpha u_x}$, kde C je integrační konstanta, kterou určíme za chvíli. Po substituci $u_x = v_x^2$ dostáváme rozdělení pravděpodobnosti pro složku v_x:

$$dP_x(v_x, v_x + dv_x) = C \cdot e^{-\alpha v_x^2} dv_x$$

Konstantu C určíme z podmínky, aby součet všech pravděpodobností byl roven jedné:

$$\int dP_x = C \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha v_x^2} dv_x = 1$$

Poslední integrál konverguje pouze pro $\alpha > 0$. Jak se dokazuje v kurzech matematické analýzy, jeho hodnota je

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} = 1, \quad C = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}.$$

Stejným rozdělením se řídí i složky v_y, v_z.

Hledané pravděpodobnosti jsou

$$dP_x(v_x, v_x + dv_x) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_x^2} dv_x$$

$$dP_y(v_y, v_y + dv_y) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_y^2} dv_y$$

$$dP_z(v_z, v_z + dv_z) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_z^2} dv_z$$

Tomu odpovídá rozdělení vektoru rychlosti

$$dP(\vec{v}, d^3\vec{v}) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_x^2} dv_x \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_y^2} dv_y \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_z^2} dv_z$$

respektive

$$dP(\vec{v}, d^3\vec{v}) = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \cdot e^{-\alpha v^2} d^3\vec{v},$$

kde jsme dosadili $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2$, $dv_x dv_y dv_z = d^3\vec{v}$.

Poslední vztah je v souladu s předpokladem izotropie, podle kterého hustota pravděpodobnosti pro vektor $\vec{v}$ závisí pouze na jeho velikosti, nikoli na orientaci.

Parametr α nelze určit jen na základě matematických úvah. Je nutné konfrontovat nějaký důsledek Maxwellova rozdělení se známým fyzikálním zákonem, který mu odpovídá, např. s vyjádřením tlaku ideálního plynu nebo s ekvipartičním teorémem. Z této konfrontace vyplývá, že $\alpha = m/2kT$ kde m je hmotnost molekuly, k je Boltzmannova konstanta a T termodynamická teplota.

4 HISTORIE VÝVOJE VÝZKUMU TEORIE RELATIVITY [14]

Speciální teorie relativity zkoumá fyzikální zákonitosti v pohybujících se inerciálních vztažných soustavách. Obecná teorie relativity formuluje relativistickou teorii gravitace. Poznatky teorie relativity mají význam ve všech oborech fyziky, zejména v mechanice, elektrodynamice, optice, relativistické kvantové mechanice, atomistice, jaderné fyzice, astrofyzice a ve fyzice elementárních částic.

Otcem teorie relativity je Albert Einstein (1879-1955). Jeho předchůdcem byl H.A. Lorenz (1853-1928). Další významnou osobností byl vědec H. Poincaré (1854–1912), který zřejmě jako první vyslovil požadavek kovariance všech fyzikálních zákonů při Lorentzově transformaci. Tím vlastně formuloval speciální princip reality.

4.1 HENRI POINCARÉ [15]

29. 4. 1854 – 17. 7. 1912

Obrázek 13 Henri Poincaré
zdroj: http://www.aprender-mat.info

Henri Poincaré se narodil. 29. dubna 1854 ve společensky významné rodině ve francouzském Nancy.

Otec byl profesorem medicíny, bratranec byl několikrát předsedou vlády a během první světové války prezidentem Francouzské republiky.

Poincaré byl neduživé dítě, byl krátkozraký, trpěl vadami svalové koordinace. Ale to mu nebránilo, aby exceloval na škole ve všech předmětech kromě tělesné a výtvarné výchovy. Již na základní škole byl znám svým mistrovským vypravěčským uměním, které mu později vyneslo pozici světově uznávaného popularizátora vědy.

V roce 1862 Poincaré nastoupil na gymnázium v Nancy. Dnes nese gymnázium jeho jméno. Na gymnáziu strávil jedenáct let, obzvláště dobře byl hodnocen z matematiky a sbíral ocenění ze soutěží všech gymnázií z Francie. V roce 1873 Poincaré začal studovat na prestižní polytechnice v Paříži kde jej profesoři vysoko hodnotili za fenomenální paměť a originální nápady často založené na Poincarého představivosti.

Poté, co v roce 1875 absolvoval pařížskou polytechniku, pokračoval na důlní škole a následně na to nastoupil na místo důlního inženýra ve Vesoulu. Při práci důlního inženýra napsal doktorskou disertační práci na pařížské univerzitě na téma diferenciálních rovnic. A roku 1879 po udělení doktorátu začal vyučovat na univerzitě v Caen a o dva roky později již přednášel na pařížské univerzitě. O dalších pět let později roku 1886 se stal profesorem matematické fyziky a teorie pravděpodobnosti na Sorbonně. A zároveň měl pracovní závazky na pařížské polytechnice. A tak to zůstalo až do jeho předčasné smrti ve věku 58 let roku 1912.

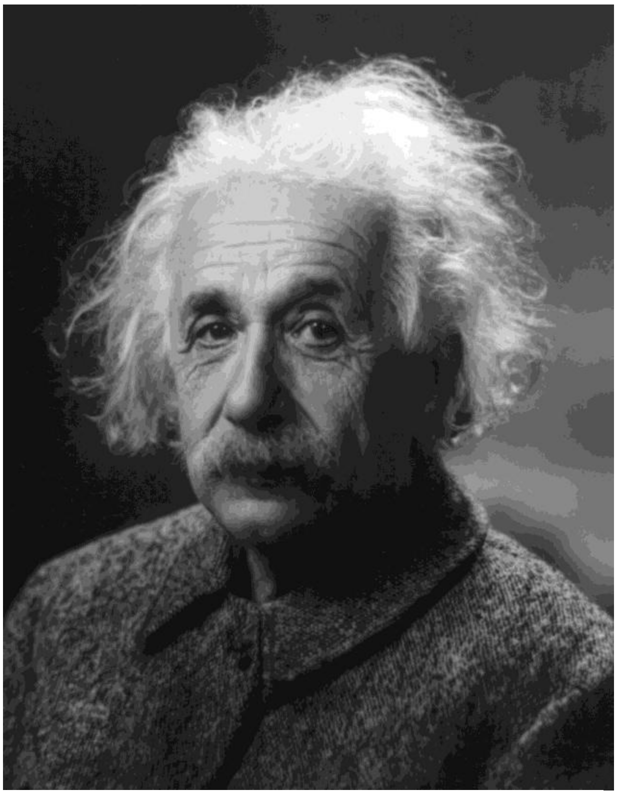
Poincaré byl nejen z nejlepších a nejpokrokovějších matematiků a fyziků, ale vynikal i v dalších oborech mechaniky a geografie. Byl jedinou osobou všech dob, jež byl zvolena do všech pěti sekcí Francouzské akademie věd a v roce 1906 byl jejím prezidentem. Poincaré je považován za zakladatele oboru analytických funkcí několika komplexních proměnných a také se stal v podstatě zakladatelem matematického oboru algebraická topologie. Tento poslední velký univerzalista vědy také málem předběhl A. Einsteina v objevu speciální teorie relativity, která se obejde bez koncepce éteru. Byl to skutečný genius.

4.2 ALBERT EINSTEIN [8]

14. 3. 1879 – 18. 4. 1955

Albert Einstein se narodil 14. března 1879 v německém Ulmu. Rodiče Hermann a Pauline Einsteinovi byli neúspěšnými obchodníky.

Už na základní škole a na gymnáziu v Mnichově se Einstein setkával s tehdejším militaristickým pojetím škol a projevy antisemitizmu. Gymnázium v roce 1894 Einstein opustil proto, že mu nevyhovovala skladba a výuka některých předmětů, které se doslova musel biflovat. Hlavně to byla latinská a řecká gramatika a taktéž dějepis. V roce 1895 skládal mladý Einstein přijímací zkoušky na Federální vysokou školu technickou v Zürichu ve Švýcarsku. V matematice a ve fyzice přijímací zkoušky dopadly výborně, ale celkově neprospěl pro vážné nedostatky v klasickém vzdělaní. A tak musel v roce 1896 napřed absolvovat a ukončit střední kantonální školu v Aarau. Od roku 1896 do 1900 studoval pedagogickou fakultu polytechniky v Zürichu, kde byl svým učitelem Hermannem Minkowským, později tvůrcem matematického aparátu teorie relativity, označen jako záškolák. Einsteinovy studijní výsledky nebyly nijak oslnivé. Slabší studijní výsledky a uzavřená povaha, která nedovedla upoutat pozornost učitelů, měla za následek neumožnění zůstat



Obrázek 14 A. Einstein v roce 1947 Zdroj:http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commos /archive/1/14/20070825223040%21Albert_Einstein_ 1947.jpg

po vystudování na vysoké škole. Dalším jeho problémem bylo státní občanství. Einstein schraňoval po dobu studia darované peněžní částky od bohatých příbuzných, které mu umožnili roku 1901 koupit si švýcarské občanství. A protože měl ploché nohy, tak ani nemusel nastoupit do armády, což uvítal, protože byl antimilitaristicky založen.

Einstein po vystudování vysoké školy vykonával jen krátkodobé a příležitostné práce. Soukromě vyučoval nebo pracoval jako dočasný učitel. Až v polovině roku 1902 získal trvalé pracovní místo ve Federálním patentovém úřadu v Bernu. Jeho nadřízený Friedrich Halley velkoryse toleroval Einsteinovi vědecký výzkum prováděný v pracovní době. Práce nebylo mnoho a Einstein si jinak pracovní povinnosti plnil vzorně a tak byl povýšen z experta 3. třídy na experta 2. třídy.

V lednu roku 1903 se A. Einstein oženil se spolužačkou, srbskou emigrantkou Milevou Maričovou. Manželství vydrželo 10 let, ale právně bylo ukončeno až roku 1919, kdy se Einstein opět oženil se svojí sestřenicí Elsou. Einstein byl velkým zastáncem nedotknutelnosti soukromí.

Nejplodnější vědeckým obdobím A. Einsteina byl rok 1905, kdy zveřejnil tři fundamentální práce. První práce znamenala historický mezník v rozvoji kvantové teorie zavedením fotonu. Druhá práce je výtah z jeho disertační práce na doktorát filozofie. Tato práce představuje molekulární teorii Brownova pohybu. Einstein vyšel z představy o molekulové a atomové stavbě látek v době, kdy mnozí o existenci atomů pochybovali a někteří atom používali jen jako názornou pomůcku pro představu. Za tuto práci a za práci o fotoelektrickém jevu dostal A. Einstein Nobelovu cenu. Švédská královna už nemohla Einsteina ignorovat a zároveň se bála mu dát cenu za objev největší – teorii relativity. Zajímavostí je, že si manželka Mileva při rozvodovém stání v roce 1919 vymohla finanční podíl na případné finanční odměně za obdržení Nobelovi ceny A. Einsteinem. A ten ihned po obdržení ceny zaslal celou odměnu ze Stockholmu paní Milevě do Švýcarska! A třetí prací byla speciální teorie relativity. V této práci, v té době ještě neznámého vědce, jsou s geniální jednoduchostí a nevyvratitelnou logikou všechny paradoxy elektrodynamiky odstraněny. Zásluhu na rychlém vydání článku má Max Planck. Tehdy nebylo až tak snadné vydat takovýto vědecký revoluční článek úplně neznámého autora. Tak vznikla nová, relativistická mechanika.

Vědecké úspěchy Einsteinovi přinesly mezinárodní respekt a byl zařazen mezi největší fyziky doby. Představitelé švýcarských univerzit si začali uvědomovat hanbu a paradox, světově vyhlášený vědec je úředníčkem na patentovém úřadě a ne univerzitním profesorem. Tak se Einstein roku 1908 stává soukromým docentem, aby poté mohl kandidovat na univerzitního profesora. A v roce 1909 nastal ten okamžik. Byl na kandidátce spolu s bývalým spolužákem Friedrichem Adlerem ke kterému většina členů akademického senátu měla politické sympatie a proto jej volila. Ale Adler provedl krásné gesto a napsal dopis akademickému senátu, kde se vzdal místa ve prospěch Einsteina proto, že by nebylo moudré, ba až absurdní, pro politické sympatie přijít o takovéhoto vědce a člověka. A tak byl Einstein 15 října 1909 jmenován mimořádným profesorem na univerzitě v Zürichu. Einstein se musel přizpůsobit společenským konvencím, což mu bylo nepříjemné a zdržovalo jej to od tvořivé práce. A ještě měl i menší plat. Vedoucí patentového úřadu byl velkorysejší než univerzita.

Ale roku 1910 se uvolnilo místo přednosty Ústavu teoretické fyziky na německé univerzitě v Praze. Což byla jedna část Karlovy univerzity, neboť rakouská vláda ji roku 1882 rozdělila na dvě části. Einstein měl konečně šanci získat řádnou profesuru a s tím odpovídající plat. Einstein se usadil se ženou Milevou a dvěma syny na Smíchově. Na Prahu rád vzpomínal. V Praze se setkával téměř denně s Georgem Pickem, odborníkem v diferenciální geometrii a stali se přáteli.

I po odchodu Einsteina z Prahy oba udržovali vzájemný kontakt až do roku 1939, kdy Picka zatkli nacisté. Pick v roce 1942 zemřel v Terezíně.

Einsteinova reputace je obrovská a přední světové univerzity se jej snaží získat. A tak roku 1912 nastupuje na Federální polytechniku v Zürichu jako řádný profesor. Max Planck, který užívá obrovskou autorit v akademických kruzích, prosadil záměr získat Einsteina na univerzitu v Berlíně. A tak v roce 1914 přechází do Berlína, ale bez rodiny, která zůstala v Zürichu. Einsteinovi nabídli vskutku královské podmínky. Stal se ředitelem Ústavu císaře Wilhelma, členem Pruské akademie věd, řádným profesorem bez povinností přednášet, a ještě si mohl podržet své švýcarské občanství. Na zasedání Pruské akademie věd 25. listopadu 1915 Einstein předložil konečnou verzi gravitačního zákona. Je v něm obsažena vzájemná souvislost hmoty, prostoru a času.

Einsteinova sláva kulminovala. Dostával mnohá pozvání, setkával se s význačnými osobnostmi států, ale také se začali proti němu objevovat útoky od různých fanatiků. Jedním z nich byl například Philipp Lenard, bratislavský rodák a nositel Nobelovy ceny, který protestoval proti udělení té samé ceny i Einsteinovi. Útoky se stávali čím dál více rasistické. Roku 1933 nastoupili k moci nacisti a Einstein, který tou dobou pobýval v Americe se vzdal členství v Berlínské akademii. Max Planck osobně orodoval u Hitlera, ale nepochodil. V Einsteinově vile v Berlíně se objevuje policie. Majetek mu byl konfiskován a jeho práce byly veřejně spáleny v parku před státní operou v Berlíně. Dokonce vypsali na Einsteinovu hlavu odměnu 50 tis. marek.

A tak se A. Einstein natrvalo usadil v USA v Princetonu v Ústavu pro základní výzkum, kde se libovolně mohl věnovat libovolnému výzkumu.

Koncem roku 1938 byla objevená štěpná reakce uranu, která mohla být použita ku prospěchu lidstva, tak i k jeho zničení. A tak Einstein v roce 1939 píše prezidentovi Rooseveltovi dopis, kde upozorňuje na nebezpečí atomové zbraně v rukou nacistů. Brzy na to začali práce na projektu jaderných zbraní. A. Einstein se ale projektu nezúčastnil. Nemohl. Člověk, který nehrál ani šachy neboť i v nich bojují figurky, nemohl pracovat na tak ničící zbrani. V dalším dopise roku 1945 se snažil zabránit použití a vyzkoušení jaderné bomby.

A. Einstein zůstal pracovitý až do svých posledních dní. V noci ze 17. na 18. dubna 1955 v nemocnici ukončil své výpočty, lehl si a zemřel. Mimochodem přesně tak, jak v rozhovoru s Leopoldem Infeldem předpověděl. Ještě krátce před smrtí stihl podepsat známý Russelův – Einsteinův manifest, který se stal základem hnutí vědců za zákaz zbraní hromadného ničení.

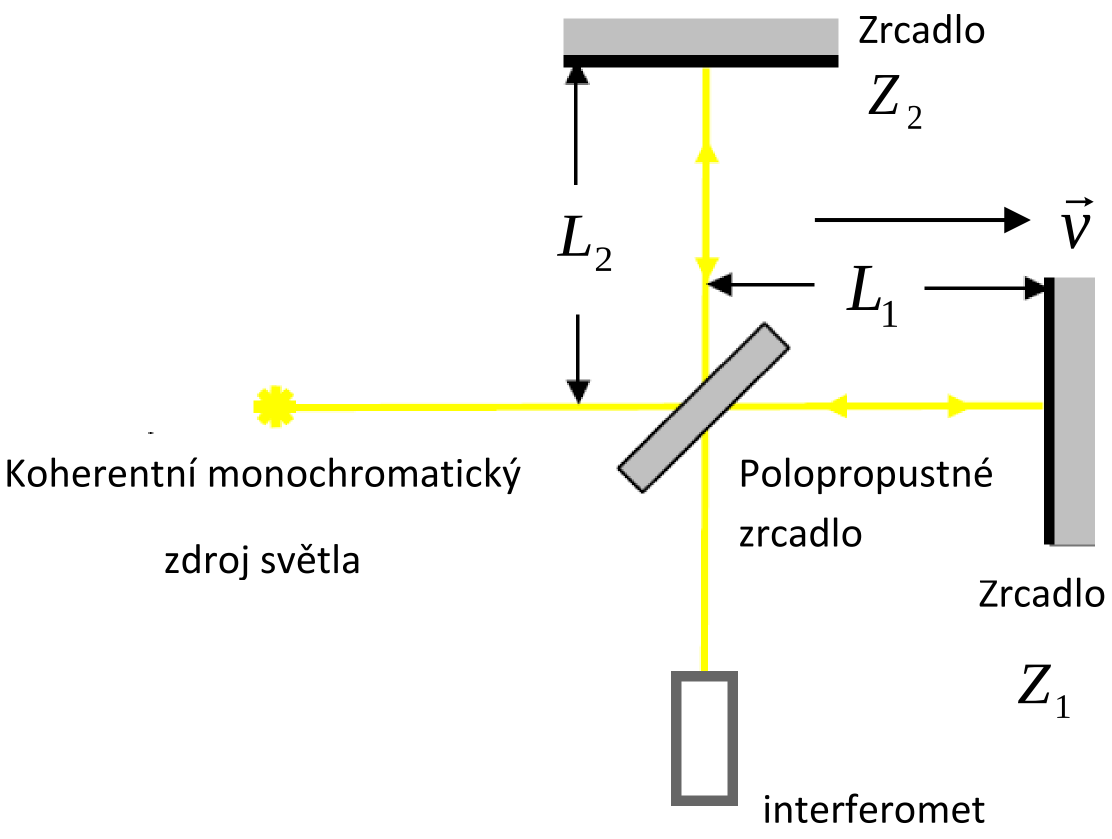
Zhaslo světlo světa – tak charakterizoval Einsteinovu smrt indický státník Džaváharlál Nehrú.

4.3 PŘÍKLAD 1. (Michelsonův interferometr):

Na konci 19. století se jevila jako samozřejmá představa, že světlo, podobně jako každé jiné vlnění, potřebuje ke svému šíření materiálního nositele. Tímto nositelem elektromagnetických vln měl být éter. Pohyb Země vůči éteru se pokusil určit A. A. Michelson pomocí svého interferometru (obr. 15). Experiment, provedený roku 1881 v Postupimi v Německu, byl však značně nepřesný. Proto ve spolupráci s E. Morleyem a se zdokonalenou aparaturou zopakoval roku 1887 experiment v americkém Clevelandu. Experiment neprokázal pohyb Země vůči éteru.

Předpokládejme, že Země se vůči éteru pohybuje rychlostí v. Nechť rameno o délce L_1 interferometru je orientováno ve směru pohybu, rameno L_2 nechť je k němu kolmé. Stanovte časový rozdíl $\Delta T = T_1 - T_2$ paprsků, scházejících se po proběhnutí obou ramen v interferometru. Porovnejte tento rozdíl s rozdílem $\Delta T' = T_1' - T_2'$ po otočení interferometru o $90°$.

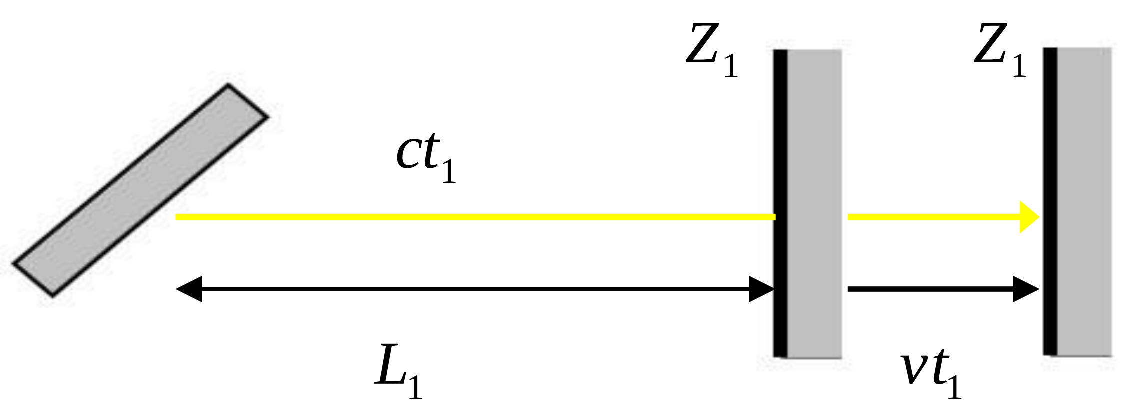
Řešení:



Obrázek 15 Michelsnův interferometr

Označme rychlost světla vůči éteru c. Doby T_1, T_2 budeme důsledně počítat v soustavě, pevně spojené s éterem.

a)



Obrázek 16 Pohyb paprsku k zrcadlu Z_1

Doba T_1 pohybu paprsku k zrcadlu Z_1 a zpět se skládá z doby t_1 pohybu k zrcadlu Z_1 a doby t_2 pohybu zpět. Dobu t_1 určíme z rovnice (obr.16)

$$ct_1 = L_1 + vt_1 \Rightarrow t_1 = \frac{L_1}{c-v}$$

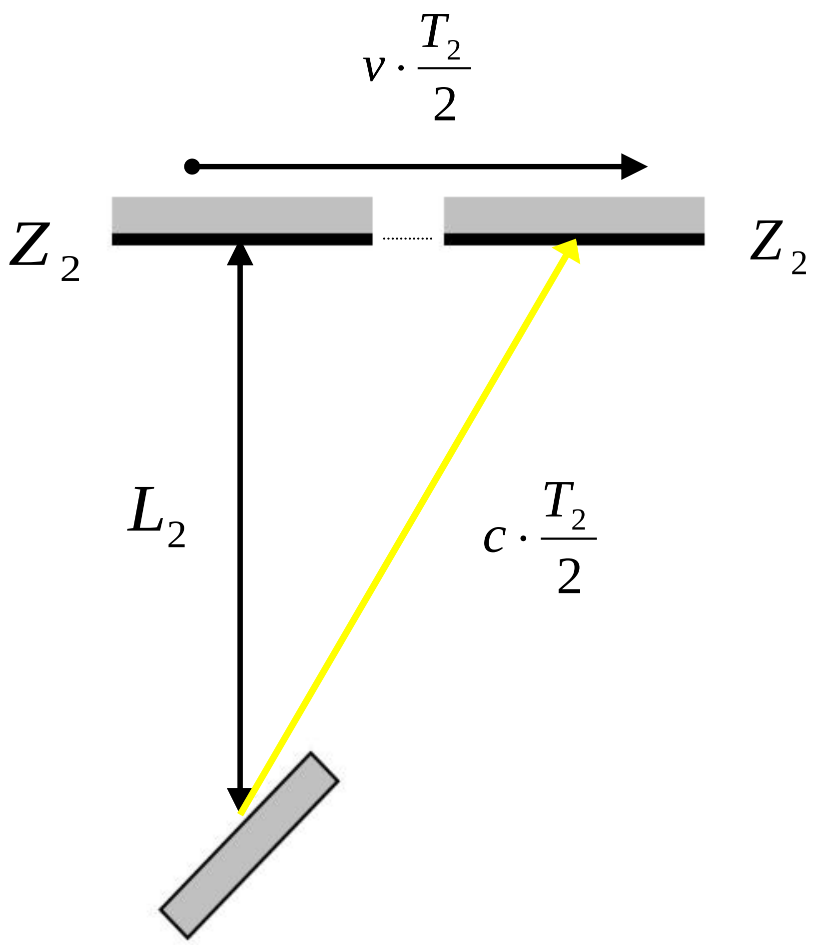
Analogicky pro dobu t_2 máme

$$ct_2 = L_1 - vt_2 \Rightarrow t_2 = \frac{L_1}{c+v}$$

Celková doba paprsku, pohybujícího se v rameni rovnoběžném s rychlostí v vůči éteru, je tak

$$T_1 = t_1 + t_2 = \frac{2cL_1}{c^2 - v^2} = \frac{2L_1}{c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

b)



Obrázek 17 Pohyb paprsku k zrcadlu Z_2

Paprsek pohybující se k zrcadlu Z_2 se pohybuje po přeponě pravoúhlého trojúhelníka o odvěsnách L_2 a $vT_2/2$ (obr. 17), kde T_2 je celková doba k zrcadlu Z_2 a zpět. Z Pythagorovy věty dostáváme pro dobu T_2

$$L_2^2 + \left(v \cdot \frac{T_2}{2}\right)^2 = \left(c \cdot \frac{T_2}{2}\right)^2 \quad \Rightarrow \quad T_2 = \frac{2L_2}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Časový rozdíl, s jakým přicházejí oba paprsky do interferometru, je tak

$$\Delta T = T_1 - T_2 = \frac{2}{c} \cdot \left\{ \frac{L_1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} - \frac{L_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right\}$$

Po otočení interferometru o $90°$ se rameno L_1 stane ke směru pohybu Země kolmým, rameno L_2 rovnoběžným. Analogickou úvahou dostaneme pro nové časové posunutí vyjádření

$$\Delta T' = T_1' - T_2' = \frac{2}{c} \cdot \left\{ \frac{L_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{L_2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right\}$$

Pokud se Země vůči éteru pohybuje, je $v \neq 0$ a $\Delta T \neq \Delta T'$! Tato změna by měla vést k posunu interferenčních proužků. Odhadněme velikost tohoto posunu číselně. V Michelsonově experimentu byla délka ramen přibližně $L \approx 11\,\mathrm{m}$, Země se pohybuje kolem Slunce rychlostí 30 km/s. Nebudeme-li uvažovat další pohyby sluneční soustavy v hierarchické struktuře vesmíru, odhadneme rychlost Země vůči éteru řádově $v \approx 30\,\mathrm{km/s}$. Dráhový rozdíl paprsků před otočením je

$$s = c \cdot \Delta T = 2L \cdot \left\{ \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right\} \approx 110\,\mathrm{nm}$$

Po otočení

$$s' = c \cdot \Delta T' \approx -110\,\mathrm{nm}$$

Předpokládejme, že vlnová délka použitého světla je $\lambda = 590\,\mathrm{nm}$ (vodíková žlutá čára). Změně dráhy $|s' - s| \approx 220\,\mathrm{nm}$ odpovídá v interferenčním obraze posuv o $220/590 = 0{,}4$ proužku. Žádný takový posun však registrován nebyl. Výsledek odpovídal situaci $\Delta T = \Delta T'$, tj. $v = 0$ (Země je vůči éteru trvale v klidu)

4.4 PŘÍKLAD 2. (experiment Fizeau):

Roku 1851 provedl francouzský fyzik H. Fizeau experiment, ve kterém měřil rychlost světla v proudící vodě. Rychlost světla v klidné vodě je c/n, kde n je index lomu vody. Proudí-li voda ve směru šíření paprsku rychlostí v, pak by podle klasického vzorce pro skládání rychlostí měla být celková rychlost paprsku $u = c/n + v$. Fizeau ve skutečnosti naměřil rychlost

$$u = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v,$$

což bylo v souladu s Fresnelovou teorií částečného strhávání éteru, podle které voda proudící rychlostí v strhává sebou éter rychlostí $\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v$.

Odvoďte Fresnelův vzorec z relativistického skládání rychlostí.

Řešení:

Laboratorní soustavu označme S, s proudící vodou spojme soustavu S'. V ní je voda v klidovém stavu a proto se v ní šíří světelný paprsek rychlostí $u' = c/n$. Podle relativistického vzorce pro skládání rychlostí máme pro rychlost u paprsku v laboratorní soustavě S

$$u = \frac{v + u'}{1 + \frac{vu'}{c^2}} = \frac{v + \frac{c}{n}}{1 + \frac{v}{nc}}$$

Rychlost proudící vody je ve srovnání rychlostí světla vakuu velmi malá, $v/c << 1$. Za tohoto předpokladu

$$\left(1 + \frac{v}{nc}\right)^{-1} \approx 1 - \frac{v}{nc}$$

$$u \approx \left(v + \frac{c}{n}\right)\left(1 - \frac{v}{nc}\right) = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{v}{nc}\right)$$

Zanedbáním malého členu v/nc v poslední rovnici dostaneme Fresnelův vztah

$$u \approx \frac{c}{n} + v \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

Poznámka: Einstein si tohoto vztahu velice cenil a zdůrazňoval jeho mimořádný význam pro vznik speciální teorie relativity. Naproti tomu k významu Michelsonova pokusu zaujímal dosti rezervovaný postoj.

4.5 PŘÍKLAD 3 (důsledky Lorentzovy transformace):

Z Lorentzovy transformace odvoďte vzorce pro

a) kontrakci délek

b) dilataci času

Řešení:

Kartézskou soustavu S budeme pokládat za klidovou. Soustava S' nechť se vůči ní pohybuje rychlostí v ve směru společných os x, x'.

Přímá Lorenzova transformace souřadnic ze soustavy S do S' a inverzní Lorenzova transformace ze soustavy S' do S jsou

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$y' = y,\ z' = z \qquad y = y',\ z = z'$$

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

a) Uvažujme tyč, která je v soustavě S' v klidu a orientována ve směru osy x'. Její klidová délka je zřejmě

$$l_0 = x_2' - x_1',$$

kde x_1', x_2' jsou souřadnice počátku a konce tyče v soustavě S'. Jelikož je tyč v této soustavě v klidu, doby odečtu t_1', t_2' souřadnic x_1', x_2' mohou být různé.

V soustavě S je délka tyče $l = x_2 - x_1$, ovšem pouze za předpokladu, že souřadnice koncových bodů x_1, x_2 jsou odečteny v témže okamžiku t. Z přímé Lorentzovy transformace dostáváme

$$\left.\begin{aligned} x_1' &= \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \\ x_2' &= \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned}\right\} \Rightarrow x_2' - x_1' = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Odtud

$$l = l_0\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$$

S ohledem na nerovnost $l < l_0$ mluvíme o kontrakci (zkrácení) délek.

b) Uvažujme děj, který v soustavě S' probíhá na stejném místě (x', y', z') od okamžiku t_1' do okamžiku t_2'. Pak se tento děj v soustavě S pohybuje rychlostí v. Doba trvání děje v soustavě S', v níž děj probíhá na jednom místě, je

$$\Delta t_0 = t_2' - t_1'$$

V soustavě S tomu odpovídá doba trvání

$$t_2 - t_1 = \frac{t_2' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - \frac{t_1' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{t_2' - t_1'}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Odtud

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Vzhledem k nerovnosti $\Delta t > \Delta t_0$ mluvíme o dilataci (prodloužení) času. V pohybující se soustavě je doba trvání děje delší než v soustavě klidové.

4.6 PŘÍKLAD 4. (doba života mionu v kosmickém záření):

Roku 1936 byla v kosmickém záření dopadajícím na zemský povrch objevena nová částice – mion μ. Mion je nestabilní, rozpadá se na elektron a dvě neutrina se střední dobou života $\tau_0 = 2{,}2\mu s$. Miony vznikají v horních vrstvách atmosféry a k zemskému povrchu se přibližují rychlostí, jež je blízká rychlosti světla.

Předpokládejte, že rychlost mionů je $v = 0{,}998c$, kde c je rychlost světla ve vakuu. Určete dráhu, kterou miony v průměru urazí, než zaniknou.

Řešení:

Pokud bychom nebrali v potaz teorii relativity, miony by urazily dráhu

$$s_0 = v\tau_0 = 0{,}998 \cdot 2{,}998 \cdot 10^8 \text{ m}/s \cdot 2{,}2 \cdot 10^{-6} \text{s} \approx 660\text{m}$$

Jelikož vznikají ve výškách více než desetinásobných, je z výsledku zřejmé, že na zemském povrchu by nemohly být pozorovány.

Je třeba vzít v potaz, že doba života τ_0, měřená v laboratoři, je klidovou dobou života nepohybujícího se (nebo pohybujícího se malou rychlostí ve srovnání s rychlostí světla) mionu. Jestliže v soustavě spojené s mionem uběhne čas τ_0, uběhne na Zemi čas

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Odpovídající dráha je tak

$$s = vt = \frac{s_0}{\sqrt{1 - 0{,}998^2}} = 10{,}4\,\text{km}$$

4.7 PŘEHLED HISTORIE VÝVOJE VÝZKUMU TEORIE RELATIVITY [8,14]

2. pol 19. století	**J. C. Maxwell** (1831 – 1879) – zformuloval základní soustavu rovnic elektromagnetického pole. Z nich také odvodil vlnové rovnice a dokázal, že elektromagnetické jevy se šíří podle stejných zákonů a stejnou rychlostí jako světlo. Tak se dostal problém éteru i do teorie elektromagnetického pole.
1881	**A. A. Michelson** (1852 – 1931) – rozhodnutí mezi éterovými hypotézami měl provést Michelsonův pokus, ale experiment byl nepřesný
1887	**A. A. Michelson** a **E. W. Morley** (1838 – 1923) – proveden Michelsonův experiment s dostatečnou přesností, ale pohyb Země vůči éteru nebyl potvrzen.
1889	**G. Fitzgerald** (1851 – 1901) – kontrakční hypotéza, podle níž těleso, pohybující se éterem, zkracuje své rozměry ve směru rychlosti
1903	**H. A. Lorentz** (1853 – 1928) – atomy a elektrony zeslabují svá elektrická pole ve směru rychlosti
1904	**H. A. Lorentz** – ukázal, že Maxwellovy rovnice nemění svůj tvar při specifických lineárních transformacích souřadnic a času (Lorentzova transformace)
1905	**H. Poincaré** (1854 – 1912) – vyslovil požadavek kovariance všech fyzikálních zákonů při Lorentzově transformaci. Tím byl vlastně formulován speciální princip reality.
1905	**A. Einstein** (1879 – 1955) – speciální teorie relativity. Einstein neuznává éter Lorentzova typu a nepředpokládá existenci absolutního prostoru a času. Uvažuje jen o relativních pohybech inerciálních vztažných soustav, a to jak pro mechanické, tak pro elektrodynamické jevy. To jej vede k formulaci speciálního principu relativity a k principu konstantní rychlosti světla c ve vakuu.
1916	**A. Einstein** – dokončil obecnou teorii relativity
1919	**A. S. Eddington** (1882 – 1944) – potvrzení některých jevů obecné teorie relativity v astrofyzice. Byl to výklad posuvu spektrálních čar Siria B k červenému okraji spektra, upřesnění výkladu stáčení perihélia Merkura a potvrzení ohybu světla v gravitačním poli Slunce, pozorované při jeho zatmění.

1922	**A. Fridman** (1880 – 1925) – další významné řešení rovnic slabého sféricky symetrického gravitačního pole (tj. pole hvězdy). Šlo o nestacionární homogenní izotropní řešení. Podle něj vzdálené těleso, pozorované z libovolného tělesa, vykazuje radiální pohyb.
1927	Abbé **G. G. Lemaître** (1894 – 1966) – použil Fridmanovo řešení k vytvoření prvního nestacionárního modelu vesmíru.
1929	**E. Hubble** (1889 - 1953) – publikoval empirický zákon, který zobecňuje výsledky pozorování vzdálených galaxií. Užitím Dopplerova jevu zjistil, že jejich světelná spektra vykazují rudý posuv úměrný vzdálenostem galaxie od pozorovatele, což odpovídá jejich vzdalování v souhlase s Fridmanovým řešením a Lemaîtreovým modelem vesmíru.

5 POČÁTKY KVANTOVÉ MECHANIKY [16,17]

Kvantová mechanika vznikla ve dvacátých letech 20. století. Zabývá se mechanickým pohybem částic v mikrosvětě, jako jsou například fotony, atomy, elektrony, molekuly atd. pod vlivem působících sil. Její předpovědi jsou pouze pravděpodobnostního charakteru.

Kvantová mechanika dostala jméno podle objevu Maxe Plancka (1858-1947) v roce 1900, podle něhož energie elektromagnetického záření je přenášena po kvantech (z latinského „quantus“, kolik). Díky této kvantové hypotéze se Planckovi podařilo beze zbytku vysvětlit záření černého tělesa a popsat jej Planckovým vyzařovacím zákonem. Za to dostal v roce1918 Nobelovu cenu za fyziku. Planck je za tento první výsledek kvantové fyziky považován za zakladatele kvantové mechaniky. Dalšími předními vědci, stojícímu na počátku kvantové mechaniky, byli Albert Einstein (1879-1955), Niels Henrik Bohr (1885-1962) a Louis de Broglie (1892-1987).

5.1 NIELS HENDRIK BOHR [8]

7. 10. 1885 – 18. 11. 1962

Obrázek 18 Niels Bohr ve dvacátých letech zdroj:www.makara.us/04mdr/01writing/03tg/bios/Bohr.htm

Narodil se v rodině univerzitního profesora fyziologie v Kodani. Matka bývala otcova studentka. Díky velmi dobrému materiálnímu zajištění a inteligenci rodičů se dostalo jemu a jeho bratrovi nejlepšího vzdělání. Z obou synů rostli mezinárodně uznávané osobnosti. Z Nielse fyzik a z mladšího Haralda matematik.

V roce 1903 se Niels Bohr stal studentem fyziky na univerzitě v Kodani, kde roku 1908 v závěrečné práci zevšeobecnil klasickou Rayleighovu teorii povrchových kmitů kapalin a tuto svoji teorii i experimentálně dokázal. Za tuto svoji práci získal zlatou medaili Královské dánské akademie. Bylo to jeho první ocenění.

Roku 1911 obhájil svoji doktorskou disertační práci *O elektronové teorii kovů* a získal Carlsbergovu nadaci na jednoroční studijní pobyt v Anglii.

Z počátku pracoval u J.J. Thomsona v Cambridgi, ale poté odtud pro neshody odešel a začal pracovat u Rutherforda v Manchesteru, kde spolupracoval na objevování atomového jádra.

Po návratu do Dánska roku 1912 navazuje na pobyt v Anglii a usilovně pracuje na teorii atomu. Po půl roce má hotový základ, který je dnes znám jako Bohrova teorie atomu. A roku 1913 tato teorie vychází v prestižním anglickém vědeckém časopisu Philosophical Magazine. Přestože práce vyšla v tomto časopisu, tak si ji v Anglii nepovšimli, zaregistroval ji ale významný německý fyzik Arnold Sommerfeld. O teorii informoval Alberta Einsteina a sám začal Bohrovu teorii rozpracovávat. Poté začal Bohr svoji teorii úspěšně přednášet na okružní jízdě po německých univerzitách.

Po přednáškách, na dovolené v Alpách, jej zastihlo vypuknutí první světové války. Podařilo se mu přes Dánsko dostat do Manchesteru, odkud se roku 1916 vrací nazpět do Dánska, kde se stává vedoucím Univerzitního ústavu pro teoretickou fyziku, který se později přejmenuje na Ústav Nielse Bohra. Na ústav přispěla Carlsbergova nadace od které Bohr získal již dříve jednoroční pobyt v Anglii.
V roce 1922 získal Bohr Nobelovu cenu.

Do Univerzitního ústavu v Kodani přichází mladá generace fyziků z celého světa (P. Dirac, W. Heisenberg, L. Landau, W. Pauli a E. Schrődinger). Pracují zde pod Bohrovým vedením nad problémy nové fyziky. V letech 1925 – 1926 se zde rodila nová kvantová teorie.

Roku 1931 se Bohr stěhuje do vily, kterou mu doživotně poskytla opět Carlsbergova nadace. Vilu nadace poskytuje doživotně nejzasloužilejšímu dánskému občanu.

Po nástupu nacistů k moci pomáhal utečencům, vědcům, kteří utekli z Německa, a poskytl jim azyl u sebe ve vile a i v Univerzitním ústavu. Poté jim pomáhal utéct a sehnat práci v Anglii a v USA. Po okupaci Dánska Německem v roce 1941 spolupracoval s ilegálním hnutím odporu. Když mu za činnost v hnutí hrozilo přímé nebezpečí, tak jej hnutí přepravilo do Švédska na loďce i s celou rodinou. Po jeho útěku gestapo Bohrův ústav zavřelo. Bohr na pozvání britské vlády odletěl do Anglie. Cesta do Anglie byla dosti dramatická. Přepravovali jej v pumovnici malého letadla, přičemž měl pilot rozkaz shodit pumovnici s cenným nákladem, pokud by se měl dostat do rukou nepřátel. To se nestalo a Bohr šťastně dorazil do Anglie, byť promrzlý a nedostatkem kyslíku vyčerpaný. V Anglii se zapojil do projektu na uranu a později přešel i s ostatními vědci do USA.
O jeho útěku se dozvěděl sovětský akademik Piotr Kapica, který jej i s celou rodinou písemně pozval do Sovětského svazu. Dopis se však dostal do rukou anglické tajné služby, která v něm spatřovala důkaz, že je Bohr sovětským agentem. A o tomto informovali americké bezpečnostní orgány. Obzvláště, když byl Bohr proti použití jaderných zbraní.

Po válce se vrátil zpět do Dánska a do Univerzitního ústavu a věnoval mnoho sil, aby ústav navázal na vědeckou spolupráci, která byla narušena či přerušena, a dostal svůj ústav opět na světovou úroveň.

V roce 1961 Bohr navštívil Sovětský svaz, moskevskou univerzitu a Spojený ústav jaderného výzkumu v Dubně, kde shlédnul obrovský urychlovač.

Niels Bohr byl nejen velký vědec, ale i člověk, který byl dobrosrdečný, pohostinný až s dojemnou starostlivostí nejen o vědecké, ale i osobní problémy. Tak na něj vzpomínali všichni, kteří jej znali. A takový byl až do konce svého života, který skončil 18. listopadu 1962 v Kodani.

5.2 LOUIS DE BROGLIE [8]

15. 8. 1892 – 19. 3. 1987

Obrázek 19 Louis de Broglie
zdroj: www.converter.cz/ fyzici/broglie.htm

Potomek francouzských a italských rodů se narodil 15. srpna 1982 v Dieppe. Po odmaturování v roce 1909 se zapsal na slavnou pařížskou Sorbonnu, ne na fyziku ale na filozofickou fakultu a jeho práce na této fakultě se týkala změn ve výkonu královské moci na začátku 18. století.

K teoretické fyzice jej dostal až jeho starší bratr Maurice de Broglie, fyzik a odborník na rentgenové záření, a Louis začal studovat teoretickou fyziku. A tak de Broglie získal roku 1913 diplom na fakultě přírodních věd.

Po studiu fyziky (1913 – 1919) pracoval šest let ve francouzské armádě jako důstojník spojovací služby. Po ukončení vojenské služby nastoupil v laboratoři svého bratra, kde se spolu věnovali studiu fotoelektrického jevu a rentgenového záření. A tam se taktéž začal zabývat kvantovou teorií a zejména Einsteinovými pracemi v této oblasti.

Roku 1924 obhájil svoji disertační práci na Sorbonně a výsledky své disertační práce zveřejnil v článku Výzkumy o kvantové teorii v časopise Annales de Physique. Zde si jej povšiml Paul Langevin a na článek upozornil Alberta Einsteina. Ten pochopil revoluční význam této práce a použil ji ve svém výzkumu o kvantové statistice. Díky tomu byla během jednoho roku představena teorie kvantové mechaniky. Zajímavostí je, že teorie kvantové mechaniky vznikla ještě před experimentálním ověřením de Broglieho hypotézy o souvislosti vlnové délky s hybností částice. Hypotézu ověřili až J. Davisson a L. Germer v roce 1927.

Roku 1929 získal Louis de Broglie od Švédské královské akademie Nobelovu cenu za fyziku. V roce 1932 byl jmenován profesorem na pařížské univerzitě a v roce 1933 se stal členem Francouzské akademie věd. V roce 1945 se stal poradcem francouzské komise pro atomovou energii. Po odchodu na odpočinek roku 1960 žil de Broglie v ústraní.

Louis de Broglie zemřel ve vysokém věku nedožitých 95 let 19. března 1987 v Paříži.

5.3 PŘÍKLAD 1. (Bohrův model atomu vodíku):

a) V rámci planetárního modelu atomu určete rychlost v, energii E a moment hybnosti L elektronu u atomu vodíku v závislosti na poloměru r jeho kruhové dráhy.

b) Z Bohrovy kvantované podmínky $L = n \cdot \hbar$, $n = 1,2,...$, stanovte závislost předchozích veličin na hlavním kvantovém čísle n.

Řešení:

a) Vyjdeme z podmínky pro dostředivou sílu při pohybu po kružnici:

$$m \cdot \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

Odtud

$$v(r) = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 mr}}$$

Celková energie E elektronu je dána součtem energie kinetické a potenciální:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

Po dosazení za v dostaneme

$$E(r) = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

Celková energie je rovna poloviční hodnotě potenciální energie a je záporná.

Nakonec pro moment hybnosti $L = r \cdot mv$ dostáváme

$$L(r) = \sqrt{\frac{me^2 r}{4\pi\varepsilon_0}}$$

b) Z Bohrovy kvantovaní podmínky a předchozího vztahu obdržíme

$$\frac{me^2 r}{4\pi\varepsilon_0} = n^2\hbar^2$$

Odtud dostáváme kvantované dráhy o poloměrech

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2} \cdot n^2 = a_B \cdot n^2,\ n = 1,2,...$$

kde

$$a_B = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2} = 0,53 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{m}$$

je tzv.Bohrův poloměr atomu vodíku. Po dosažení za $r = r_n$ dostáváme rychlost a energii

$$v_n = v(r_n) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar} \cdot \frac{1}{n^2},$$

$$E_n = E(r_n) = -\frac{me^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 \cdot 2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

Spektrum energií odpovídá – až na tzv. jemnou strukturu – experimentálním údajům.

5.4 PŘÍKLAD 2. (de Broglieova vlna):

Najděte vztah, udávající délku de Broglieovy vlny elektronu, urychleného z klidu napětím U. Úlohu řešte nerelativisticky i relativisticky.

Řešení:

Elektron získá v elektrostatickém poli kinetickou energii $E_K = eU$. Je-li tato energie podstatně menší než klidová energie mc^2, kde m je klidová hmotnost elektronu, lze pro kinetickou energii použít klasický vztah. V opačném případě je nutné kinetickou energii vyjádřit relativisticky.

a) $eU << mc^2$ (nerelativistický případ)

$$E_K(p) = \frac{p^2}{2m} = eU$$

$$p = \sqrt{2meU}$$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meU}}$$

b) $eU \geq mc^2$ (relativistický případ)

$$E_K(p) = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} - mc^2 = eU$$

$$p^2 = 2meU + \frac{e^2U^2}{c^2} = 2meU\left(1 + \frac{eU}{2mc^2}\right)$$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meU\left(1 + \frac{eU}{2mc^2}\right)}}$$

Ze způsobu zápisu jmenovatele je ihned zřejmé, že pro $eU/2mc^2 << 1$ přechází relativistický vztah pro λ do vztahu nerelativistického.

5.5 PŘÍKLAD 3. (fázová a grupová rychlost de Broglieovy vlny):

Najděte fázovou a grupovou rychlost de Broglieovy vlny, přiřazené částici o hmotnosti m a rychlosti v.

Řešení:

De Broglieovy vlny, šířící se ve směru osy x, jsou dány komplexními vlnovými funkcemi

$$\psi(x,t) = \psi_0 \cdot e^{i(kx-\omega t)},$$

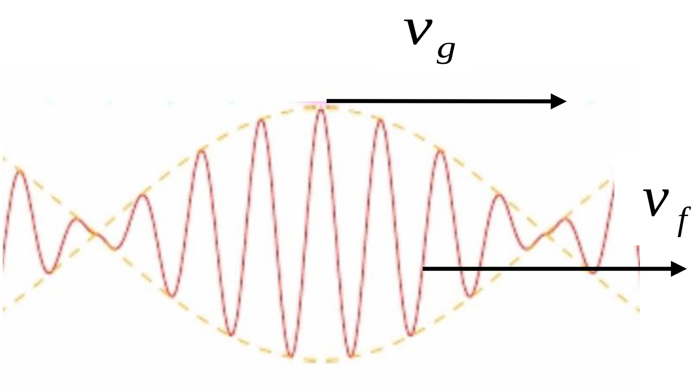
kde ψ_0 je amplituda, k vlnový vektor a ω úhlová rychlost. Vlnové charakteristiky k, ω jsou spojeny s korpuskulárními charakteristikami p (hybnost) a E (energie) částice známými vztahy

$$p = \hbar k, \quad E = \hbar\omega \tag{1}$$

V teorii vlnění se ukazuje, že fázová rychlost v_f a grupová (skupinová) rychlost v_g jsou dány vztahy

$$v_f = \frac{\omega}{k}, \quad v_g = \frac{d\omega}{dk} \tag{2}$$

Připomeňme si ještě, že grupovou rychlostí se šíří obálka vln o blízkých úhlových rychlostech (viz obr. 20)



Obrázek 20

Po dosazení z (1) do (2) dostaneme obecná vyjádření fázové a grupové rychlosti

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{E/\hbar}{p/\hbar} = \frac{E(v)}{p(v)},$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE/\hbar}{dp/\hbar} = \frac{dE}{dp} = \frac{dE/dv}{dp/dv} = \frac{E'(v)}{p'(v)}$$

Zde v je rychlost částice. Čárkou značíme derivace energie a hybnosti podle rychlosti:

a) nerelativistický případ

$$E(v)=\frac{mv^2}{2}\,,\quad p(v)=mv$$

$$E'(v)=mv\,,\quad p'(v)=m$$

$$v_f=\frac{E}{p}=\frac{v}{2}$$

$$v_g=\frac{E'(v)}{p'(v)}=v$$

b) relativistický případ

$$E(v)=\frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}-mc^2\,,\quad p(v)=\frac{mv}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

$$E'(v)=\frac{d}{dv}\left[mc^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}\right]=\frac{mv}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}$$

$$p'(v)=\frac{d}{dv}\left[mv\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}\right]=\frac{m}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}$$

$$v_f=\frac{mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}-1\right)}{\frac{mv}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}}=\frac{c^2}{v}\cdot\left(1-\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\right)=\frac{c^2}{v}\left(1-\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\right)\cdot\frac{1+\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{1+\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}=\frac{v}{1+\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

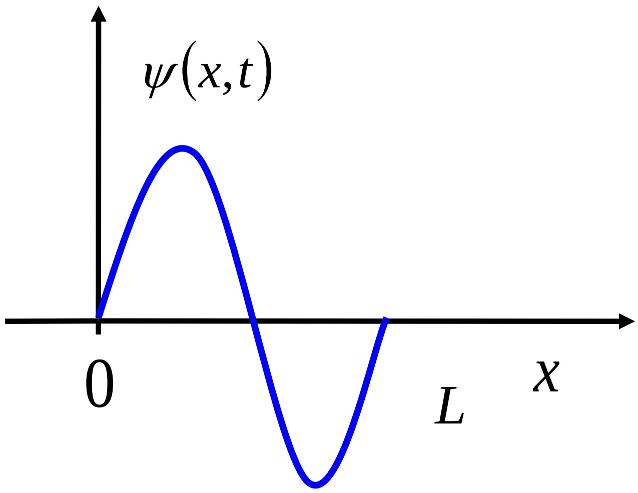
$$v_g=\frac{\frac{mv}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}}{\frac{m}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}}=v$$

Klasické rychlosti částice v obou případech odpovídá grupová rychlost: $v_g=v$.

5.6 **PŘÍKLAD 4.** (stojatá de Broglieova vlna):

Na základě de Broglieovy hypotézy o souvislosti vlnových a korpuskulárních vlastností určete možné energie částice, volně se pohybující v úsečce délky L. (Model může aproximovat stav elektronu v dlouhé lineární molekule.

Řešení:



Obrázek 21

Pohyb elektronu je vázán na oblast $0 \le x \le L$ (obr. 21). Hledáme spojitou vlnovou funkci ψ, která je mimo tuto oblast nulová. Půjde tedy o stojatou vlnu s uzly v krajních bodech $x = 0, L$. Jak známo, stojatou vlnu dostaneme superpozicí postupných vln, šířících se v kladném a záporném směru osy x:

$$\psi(x,t) = A \cdot e^{i(kx-\omega t)} + B \cdot e^{i(-kx-\omega t)},$$

kde $k = 2\pi/\lambda$ je vlnový vektor, $\omega = 2\pi/T$ je úhlová rychlost, A a B jsou amplitudy vln.

Z okrajových podmínek $\psi(0,t) = \psi(L,t) = 0$ dostáváme

$$(A+B)e^{-i\omega t} = 0$$

$$\left(A \cdot e^{ikL} + Be^{-ikL}\right) \cdot e^{-i\omega t} = 0$$

Po dosazení za $B = -A$ z první rovnice do druhé obdržíme

$$A \cdot \left(e^{ikL} - e^{-ikL}\right) = 0,$$

tj.

$$A \cdot 2i \sin kL = 0$$

Hodnota $A = 0$ by vedla k triviálnímu řešení $\psi = 0$, které vylučujeme. Je tedy

$$\sin kL = 0, \; kL = n\pi, \; n = 1,2,...$$

(Záporné hodnoty $n = -1,-2,...$ vedou na matematicky ekvivalentní řešení, hodnota $n = 0$ vede na triviální řešení $\psi = 0$.)

Z poslední podmínky a po dosazení za $k = 2\pi/\lambda$ dostáváme možné vlnové délky stojatých vln

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}$$

Tomu odpovídá hybnost p a kinetická energie E částice:

$$p_n = \frac{h}{\lambda_n} = \frac{h}{2L} \cdot n,$$

$$E_n = \frac{p_n^2}{2m} = \frac{h^2}{8mL^2} \cdot n^2, \; n = 1, 2, \ldots$$

Poznámka: Ke stejnému řešení vede i Schrödingerova rovnice.

5.7 PŘÍKLAD 5. (relace neurčitosti):

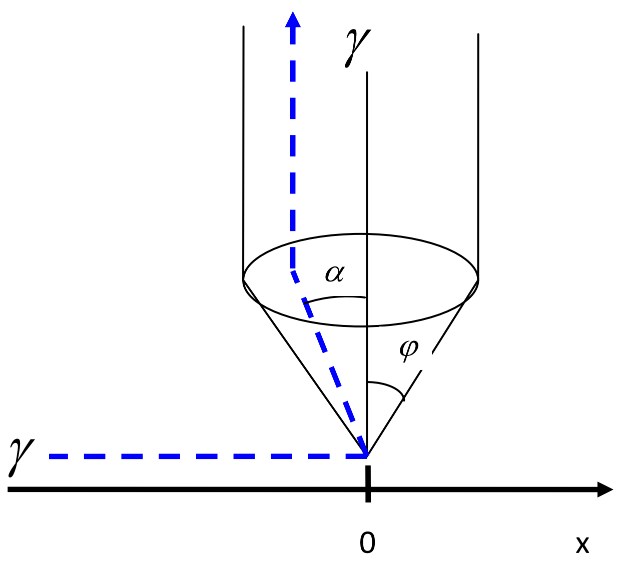
V kvantové mechanice se odvozuje vztah neurčitosti pro polohu a hybnost,

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{h}{4\pi}$$

Zde Δx a Δp představují střední kvadratické odchylky polohy a hybnosti od jejich středních hodnot. Ukažte konzistentnost tohoto vztahu na myšlenkovém experimentu měření polohy částice mikroskopem.

Řešení:

Částice nechť se nachází v ose mikroskopu. Označme symbolem φ polovinu vrcholového úhlu kužele, vstupujícího z místa částice do objektivu (obr. 22)



Obrázek 22

Ve směru osy x (kolmé k ose mikroskopu) vyšleme na částici foton o vlnové délce λ. Foton poté projde objektivem, s jehož osou svírá úhel α. Vlivem ohybového jevu na objímce objektivu lze polohu částice určit s přesností

$$\Delta x \approx 0{,}6 \cdot \frac{\lambda}{\sin \varphi}$$

(rozlišovací schopnost mikroskopu)

Hybnost fotonu ve směru osy x před dopadem na částici je $p_\gamma = h/\lambda$. Zanedbáme-li změnu vlnové délky fotonu po rozptylu, bude jeho x-ová složka hybnosti před vstupem do objektivu $p'_\gamma = h/\lambda \cdot \sin \alpha$. Částice tak získá ve směru osy x hybnost

$$p = p_\gamma - p'_\gamma = \frac{h}{\lambda}(1 - \sin \alpha)$$

Úhel α není pozorovateli dostupný, je pouze známo, že je v mezích $-\varphi \le \alpha \le \varphi$. Neurčitost úhlu α vede k neurčitosti hybnosti, předané fotonem částici:

$$\Delta p \approx \frac{h}{\lambda} \sin \varphi$$

Vynásobením výrazů pro Δx a Δp obdržíme:

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx 0{,}6 \frac{\lambda}{\sin \varphi} \cdot \frac{h}{\lambda} \sin \varphi = 0{,}6h$$

Výsledek se řádově shoduje se vztahem kvantové mechaniky.

5.8 PŘEHLED HISTORIE VÝZKUMU KVANTOVÉ MECHANIKY [18]

1900	**Max Planck** došel k závěru, že záření je kvantováno
1905	**Albert Einstein**, jeden z mála fyziků, kteří vzali Planckovy představy od počátku vážně, postuloval existenci kvanta světla (foton), které se v mnoha ohledech chová jako částice (mluví se o částicově-vlnovém dualismu fotonu). Další Einsteinovy teorie zahrnují speciální teorii relativity, v jejímž rámci dospěl ke známému principu ekvivalence hmoty a energie, a obecnou teorii relativity (což je vlastně teorie gravitace, která rozšiřuje a zdokonaluje starší Newtonovu teorii - viz rok 1912 v této tabulce).
1909	**Hans Geiger** a **Ernest Marsden**, kteří pracovali pod vedením Ernesta Rutherforda, bombardovali částicemi alfa zlatou folii a pozorovali, že neočekávaně velké množství částic vyletuje s velkým úhlem rozptylu. To naznačilo, že atomy mají malé, těžké a kladně nabité jádro.
1911	**Ernest Rutherford** vyslovil teorii o atomovém jádru, k níž dospěl na základě výsledků experimentů s rozptylem částic alfa provedených H. Geigerem a E. Marsdenem.
1912	**Albert Einstein** vybudoval novou teorii gravitace (nazývanou obecná teorie relativity), založenou na představě, že prostor a čas (které v jeho teoriích vystupují jako univerzální prostředí nazývané prostoročas) jsou zakřiveny.
1913	**Niels Bohr** vytvořil první teorii struktury atomů, jež vycházela z kvantových představ.
1919	**Ernest Rutherford** objevil v experimentech proton.
1921	**James Chadwick** a **E. S. Bieler** dospěli k závěru, že jádro atomu musí udržovat pohromadě nějaká silná síla (odlišná od do té doby známé gravitace a elektromagnetismu).
1923	**Arthur Compton** prokázal ve svých experimentech kvantovou (částicovou) podstatu rentgenového záření, čímž potvrdil, že na fotony lze pohlížet jako na částice.
1924	**Louis de Broglie** přišel s představou, že hmota má vlnové vlastnosti.
1925 (leden)	**Wolfgang Pauli** zformuloval vylučovací princip pro elektrony v atomu.
1925 (duben)	**Walther Bothe** a **Hans Geiger** prokázali, že energie v atomárních procesech se zachovává.

1926	**Erwin Schroedinger** vytvořil tzv. vlnovou mechaniku, jež úspěšně popisuje chování kvantových systémů složených z bosonů. Max Born zformuloval pravděpodobnostní interpretaci kvantové mechaniky. G. N. Lewis navrhl pro kvantum světla jméno "foton".
1927	Bylo pozorováno, že některé látky vyzařují elektrony (rozpad beta). Atomy i jádra mají diskrétní energetické hladiny, a tak bylo těžko pochopitelné, že elektrony uvolňované při těchto rozpadech mají spojité spektrum (řešení této záhady najdete dále v této tabulce u letopočtu 1930).
1927	**Werner Heisenberg** zformuloval princip neurčitosti. Podle něj platí, že čím více toho víme o energii částice, tím méně toho víme o čase, po který se někde vyskytuje (a naopak). Tentýž princip neurčitosti platí i pro vztah mezi polohou a hybností částice.
1928	**Paul Dirac** skloubil kvantovou mechaniku se speciální teorií relativity a vytvořil teorii popisující elektron.
1930	Kvantová mechanika a speciální teorie relativity se staly obecně přijímanými teoriemi. Zdálo se, že existují pouhé tři fundamentální částice - proton, elektron a foton. Když se Max Born seznámil s Diracovou rovnicí pro elektrony, prohlásil:"Fyzika, jak ji dneska známe, bude za půl roku překonaná."
1930	**Wolfgang Pauli** navrhl pro vysvětlení spojitého spektra elektronů v rozpadu beta hypotetickou částici, kterou nazval neutrino.
1931	**Paul Dirac** si uvědomil, že kladně nabité objekty, které dostával při řešení své rovnice, představují nový typ částic (dal jim jméno pozitrony). Z jeho teorie vyplývalo, že jsou přesně stejné jako elektrony, avšak nesou opačný (kladný) náboj. Pozitrony jsou prvním příkladem antičástic.
1931	**James Chadwick** objevil neutron. Zásadní otázkou se stalo porozumět mechanismům jaderné vazby a jaderného rozpadu.
1933-34	**Enrico Termu** vytvořil teorii rozpadu beta, ve které zavedl pojem slabá interakce. Šlo o první teorii, ve které přímo vystupovalo neutrino a docházelo k proměnám typů částic.
1933-34	**Hideki Yukawa** vyšel z teorie relativity a kvantové teorie a popsal jadernou interakci jako výměnu částic dosud neznámého typu (mezonů, jež dostaly jméno piony) mezi protony a neutrony. Z velikosti jádra Yukawa

	odvodil, že hmotnost těchto hypotetických částic (pionů) musí být přibližně dvousetnásobek hmotnosti elektronu. Yukawovy závěry představují počátek mezonových teorií jaderných sil.
1937	**Paul Anderson** objevil v kosmickém záření částici dvěstěkrát těžší než elektron. Fyzikové se nejdříve domnívali, že jde o Yukawův mezon, ale později se ukázalo, že jde o jiný typ částice (v mnoha ohledech "sourozence" elektronu, který dostal jméno mion).
1938	E.C.G. **Stuckelberg** při analýze experimentů zjistil, že protony a neutrony nikdy nepřecházejí na žádnou kombinaci elektronů, neutrin, mionů či jejich antičástic. To, že se proton nerozpadá na žádné lehčí částice, se nedá vysvětlit požadavkem zachování energie ani elektrického náboje. Stueckelberg přišel s hypotézou, že pro počet těžkých částic platí nezávislý zákon zachování (barytonového čísla).
1941	**C. Miller** a **Aram Pais** navrhli jako obecnější společný název pro protony a neutrony jménu nukleon.
1946-47	Fyzikové zjistili, že částice z kosmického záření, kterou považovali za Yukawův mezon, je ve skutečnosti *mion*, první člen další generace hmotových částic, který byl objeven. Tento objev přišel naprosto neočekávaně - I. I. Rabi ho komentoval svým slavným výrokem "kdo si tohle objednal?" Byl zaveden pojem lepton, který souhrnně označuje částice, jež neinteragují silně (jak elektron, tak mion patří mezi leptony).
1947	V kosmickém záření byl objeven mezon, který interagoval silně. Ukázalo se, že tentokrát skutečně jde o pion - částici s vlastnostmi, jaké zhruba předpověděl Yukawa.
1947	Fyzikové rozvinuli teoretické metody, které umožňují vypočítat elektromagnetické vlastnosti elektronů, pozitronů a fotonů.
1948	Na synchrocyklotronu v Berkeley byly poprvé uměle (při srážce jiných částic) vytvořeny piony.
1949	**Enrico Termu** a **C. N. Yang** přišli s hypotézou, že pion je složená částice, tvořená nukleonem a antinukleonem. Představa, že by "elementární" částice mohla být složená, byla v době svého vzniku velmi radikální.
1949	Na základě rozboru rozpadových produktů byl objeven mezon K^+.
1950	Byl objeven neutrální pion.

1951	V kosmickém záření byly objeveny dvě nové částice. Byly pozorovány charakteristické stopy rozpadu na dvě nabité částice, jejichž dráhy měly tvar písmene V. Z toho bylo možné rekonstruovat původní neutrální objekty a určit, že se jedná o dosud neznámé částice; dostaly jména lambda^0 a K^0.
1952	Byla objevena částice nazývaná delta. Postupně se ukázalo, že existují čtyři příbuzné částice delta s různým nábojem (delta^{++}, delta$^+$, delta^0 a delta$^-$.)
1952	**Donald Laser** vynalezl bublinovou komoru. Svou činnost zahájil brookhavenský urychlovač s energií 1,3 GeV, nazývaný kosmotron.
1953	Počátek "populační exploze částic" - dochází doslova k jejich přemnožení.
1953 - 57	Při rozptylu elektronů na jádrech bylo objeveno, že rozdělení hustoty elektrického náboje v protonech (a co víc, dokonce i v neutronech) vykazuje určitou strukturu. To naznačovalo, že tyto částice mají jakési složitější vnitřní uspořádání, i když v té době byly stále ještě považovány za fundamentální.
1954	**C.N.Yang** a **Robert Mills** rozvinuli nový typ teorií, které dostaly jméno *kalibrační teorie*. Ačkoli si v době jejich vzniku nikdo plně neuvědomil jejich význam, dnes tento typ teorií tvoří základ standardního modelu.
1957	**Julian Schwinger** napsal práci, v níž se poprvé uvažovalo o sjednocení slabé a elektromagnetické interakce.
1957-59	**Julian Schwinger**, **Sidney Bludman** a **Sheldon Glashow** nezávisle na sobě přišli s představou, že slabé interakce jsou zprostředkovány výměnou těžkých nabitých bosonů, kterým se později začalo říkat W^+ a W^-. Výměnou bosonů se poprvé zabýval už o 20 let dříve Yukawa - ten však uvažoval o pionech jako o nositelích *silné* interakce.
1961	Matematické klasifikační schéma založené na symetrii částic (grupě SU(3)) umožnilo fyzikům lépe se vyznat ve stále rostoucím počtu známých částic a roztřídit je do skupin s podobnými vlastnostmi.
1962	Experimenty prokázaly, že existují dva odlišné typy neutrin (elektronové a mionové). Tím se potvrdily dřívější teoretické úvahy.

6 ZÁVĚR

Vypracovaná bakalářská práce měla za cíl hned dvě svá poslání. Za prvé nás seznámila s životopisy předních vědců své doby a s jejich osudy, často pohnutými. K jejich objevům byla mimo jejich genialitu potřeba i nezlomná vůle a trpělivost.

Především však práce ilustrovala počátky moderní fyziky na základě pečlivě vybraných vzorových příkladů, poukazujících na fyzikální i matematické aspekty nových teorií. Výuka moderní fyziky může tak být doplněna o ilustrativní úlohy, což snad studentům umožní lepší pochopení jednotlivých teorií, a dá jim i praxi v řešení úloh.

7 SEZNAM POUŽITÝCH ZDROJŮ

[1]. Záření absolutně černého tělesa: Troška historie. IVANKA A JARDA MACHAČÍKOVI. *Záření absolutně černého tělesa*: *Troška historie* [online]. 2005-12-04 [cit. 2011-11-23]. Dostupné z: http://www.gymhol.cz/projekt/fyzika/13_act/13_act.htm

[2]. BUREŠ, Jiří. Gustav Robert Kirchhoff. *Http://www.converter.cz*: *fyzici* [online]. 2002 [cit. 2012-02-15]. Dostupné z: http://www.converter.cz/fyzici/kirchhoff.htm

[3]. KOVANDOVÁ, Monika a Vlasta VOLÁK. Kirchhoff Gustav Robert. *Http://www.techmania.cz*: *edutorium*[online]. 2009-11-04 [cit. 2012-02-15]. Dostupné z: http://www.techmania.cz/edutorium/clanky.php?key=478

[4]. *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*: *Ludwig Boltzmann (K 70. výročí úmrtí)* [online]. Praha: Jednota českých matematiků a fyziků, 1976 [cit. 2012-04-23]. ISSN 0032-2423. Dostupné z: http://dml.cz/handle/10338.dmlcz/139325/PokrokyMFA_21-1976-5_9.pdf

[5]. KOVANDOVÁ, Monika. Boltzman Ludwig Edward. *Http://www.techmania.cz*: *edutorium* [online]. 2008-09-30 [cit. 2012-01-15]. Dostupné z: http://www.techmania.cz/edutorium/clanky.php?key=350

[6]. *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie* [online]. Praha: Jednota českých matematiků a fyziků, 1958 [cit. 2011-12-11]. ISSN 0032-2423. Dostupné z: http://hdl.handle.net/10338.dmlcz/137403/PokrokyMFA_03-1958-2_12.pdf

[7]. KOVANDOVÁ, Monika. Planck: Max. *Http://www.techmania.cz*: *edutorium* [online]. 2008 [cit. 2011-12-12]. Dostupné z: http://www.techmania.cz/edutorium/art_vedci.php?key=41

[8]. KVASNICA, Josef. *Priekopnici modernej fyziky*. 1. vyd. Bratislava: Smena, 1987.

[9]. Planck at a glance. *Http://www.esa.int* [online]. 2011-01-10 [cit. 2011-12-18]. Dostupné z: http://www.esa.int/SPECIALS/Planck/SEMWN20YUFF_0.html

[10]. Kvantová mechanika. *Http://cs.wikipedia.org* [online]. 2009, 2012-002-02 [cit. 2012-04-28]. Dostupné z: http://cs.wikipedia.org/wiki/Statistick%C3%A1_fyzika

[11]. KONEČNÁ, Kateřina. Clausius Rudolf Julius. *Http://fyzikal.unas.cz*: *osoby* [online]. 2007 [cit. 2012-03-23]. Dostupné z: http://fyzikal.unas.cz/osoby/clausius1.html

[12]. Rudolf Julius Emmanuel Clausius. *Http://www.learn-math.info* [online]. Scotland: School of Mathematics and Statistics University of St Andrews, 2009 [cit. 2012-03-31]. Dostupné z: http://www.learn-math.info/czech/historyDetail.htm?id=Clausius

[13]. ŠEBESTA, Juraj. James Clerk Maxwell. *Http://www.ddp.fmph.uniba.sk/* [online]. 2010 [cit. 2012-04-12]. Dostupné z: www.ddp.fmph.uniba.sk/~esf/civ/ss/maxwell.pdf

[14]. VYBÍRAL, Bohumil. *Teorie relativity a gravitace* [online]. 2. dopl. vyd. Hradec Králové: Gaudeamus, 2008, 195 s. [cit. 2012-02-19]. ISBN 978-80-7041-166-7. Dostupné z: http://alicefyzika.wu.cz/TRG.pdf

[15]. Jules Henri Poincaré. *Http://www.aprender-mat.info* [online]. Scotland: School of Mathematics and Statistics University of St Andrews, 2009 [cit. 2012-03-13]. Dostupné z: http://www.aprender-mat.info/checa/historyDetail.htm?id=Poincare

[16]. Kvantová mechanika. *www.qwertasip.estranky.cz*: *clanky* [online]. 2009, 2011-12-05 [cit. 2012-04-27]. Dostupné z: http://www.qwertasip.estranky.cz/clanky/kvantova-mechanika.html

[17]. Kvantová mechanika. *Http://cs.wikipedia.org* [online]. 2009, 2012-03-25 [cit. 2012-04-28]. Dostupné z: http://cs.wikipedia.org/wiki/Kvantova_mechanika

[18]. Nástup kvantové teorie: historie částic. MOUNTAIN EMPIRE HIGH SCHOOL. *Http://www-hep2.fzu.cz* [online]. 1996 [cit. 2012-02-16]. Dostupné z: http://www.hep2.fzu.cz/adventure/history/quantumt.html

8 PŘÍLOHY

CD Rom s HTML stránkami