



Pedagogická
fakulta
Faculty
of Education

Jihočeská univerzita
v Českých Budějovicích
University of South Bohemia
in České Budějovice

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích
Pedagogická fakulta
Katedra aplikované fyziky a techniky

Bakalářská práce

Atomová a jaderná fyzika
Výukový text pro studenty pedagogických
fakult

Vypracoval: Radek Jíša
Vedoucí práce: doc. RNDr. Josef Blažek, CSc.
České Budějovice 2022

Prohlášení

Prohlašuji, že svoji bakalářskou jsem vypracoval 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, a to v nezkrácené podobě - v úpravě vzniklé vypuštěním vyznačených částí archivovaných Pedagogickou fakultou 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.

Anotace

Cíl této bakalářské práce je vytvoření výukových materiálů pro předmět atomové a jaderné fyziky vyučovaný na pedagogických fakultách. Výukové materiály obsahují prezentace pro přednášky a podrobnější text pro individuální výuku. Vyhledávání zdrojů, které se týkají atomové a jaderné fyziky, bylo součástí tvoření této bakalářské práce.

Klíčová slova

atom, historie pojetí atomu, modely atomu, kvanta, záření, jádro atomu, částice

Abstract

The goal of this bachelor thesis is to create teaching materials for the subject of atomic and nuclear physics taught at faculties of education. Teaching materials contains presentations for lectures and more detailed text for individual learning. Searching for sources related to atomic and nuclear physics was part of the creation of this bachelor thesis.

Keywords

atom, history of atom concept, models of atom, quantum, radiation, nucleus of atom, particles

Poděkování

Děkuji panu doc. RNDr. Josefu Blažkovi, CSc za poskytnutí studijních materiálů, které jsem při tvorbě této práce použil, a připomínky ke grafické a obsahové úpravě práce. Dále své rodině a přátelům děkuji za psychickou podporu.

Obsah

Úvod	7
1. Historie atomismu.....	8
1.1. Atomismus starověku	8
1.2. Atomisté 19. století.....	9
1.2.1. Chemický atomismus	9
1.2.2. Kinetická teorie látek	12
1.2.3. Objev elektronu.....	14
2. Modely atomu z 20. století.....	16
2.1. Thomsonův statický („pudinkový“) model atomu.....	16
2.2. Rutherfordův planetární model atomu.....	17
3. Objev atomových spekter v 19. století.....	21
4. Rentgenové záření	24
5. Experimenty vedoucí ke kvantování energie a kvantové vlastnosti záření.....	26
5.1. Tepelné záření absolutně černého tělesa	26
5.2. Fotoelektrický jev.....	28
5.3. Comptonův rozptyl	31
6. Staré kvantové teorie	34
6.1. Bohrov model atomu	34
6.2. Korpuskulárně-vlnový dualismus Louis de Broglieho.....	38
7. Schrödingerova vlnová mechanika	43
7.1. Schrödingerova rovnice	43
7.2. Princip neurčitosti.....	44
7.3. Kolaps vlnové funkce	45
8. Elektronový obal atomu	47
8.1. Kvantová čísla	47
8.2. Elektronová konfigurace.....	51
9. Vazby mezi atomy	54
9.1. Iontová vazba	55
9.2. Kovalentní vazba.....	55
9.3. Kovová vazba	56
9.4. Vodíková vazba	56
9.5. Van der Waalsovy síly	57
9.6. Molekulová spektra	58
10. Jádra atomů.....	60

10.1. Charakteristika jader atomů	60
10.2. Modely jader a objevy nukleonů.....	63
11. Přirozená radioaktivita	66
11.1. Alfa záření	66
11.2. Beta záření	67
11.3. Gama záření	69
11.4. Radiační dávky	69
11.5. Rozpadové řady	70
11.6. Aktivita zářiče a rozpadový zákon	71
12. Jaderné štěpení a jaderná fúze.....	74
12.1. Jaderné štěpení.....	75
12.2. Jaderná fúze	79
12.2.1. Jaderná fúze ve hvězdách	79
12.2.2. Jaderná fúze a lidstvo.....	83
13. Elementární částice.....	86
13.1. Antičástice	86
13.2. Leptony.....	86
13.3. Hadrony a kvarky	88
13.4. Částice zprostředkující interakce.....	95
13.4.1. Elektromagnetická interakce	95
13.4.2. Slabá interakce	96
13.4.3. Higgsův boson	96
13.4.4. Silná interakce	97
Závěr.....	99
Použité zdroje a literatura	100

Úvod

Obor atomová a jaderná fyzika se zabývá stavebními kameny vesmíru. Pochopení toho, jak fungují atomy i menší částice, je základem pro pochopení toho, jak na tomto pozadí příroda funguje. Poznatky nás vedou za hranice našeho vnímání a někdy i chápání. Představit si atom a jeho mechanismy není tak jednoduché, jako si představit předměty a jejich funkce z našeho každodenního života. Přesto jsou všechny tyto předměty z atomů složeny.

Tato práce je zamýšlena jako studijní materiál pro výuku atomové a jaderné fyziky, vyučované na pedagogických fakultách. Součástí jsou prezentace pro přednášky vyučujícího a podrobnější materiály pro individuální výuku.

Kapitoly této práce zahrnují poznatky o historii pojmu atom, atomových spektrech, modelech atomu, kvantování energie, vlnové podstatě částic, popisu elektronového obalu a jádra atomu a elementárních částicích.

1. Historie atomismu

Atomismus říká, že vše ve světě je složeno z velmi malých částic – atomů, které nevznikly a nezanikají. Pojem atom se v historii lidstva vyvíjel a měnil. Představu o atomech měli už ve starověkém světě. Název atom je odvozené ze slova „atomos“, což znamená v řečtině nedělitelný.

1.1. Atomismus starověku

Ve starověkém Řecku se objevují první zmínky o atomech. Nejvýznamnější atomisté, o kterých se zde zmíníme, byli Leukippos z Milétu, Demokritos z Abdér, Epikuros ze Samu a Titus Lucretius Carus.

Leukippos z Milétu (490 - 420 př. n. l.), řecký filozof a matematik, je považován za prvního atomistu. Podle něj, když budeme dělit hmotu, tak v jednu chvíli už dělit nepůjde – dojdeme k malým nedělitelným částicím (atomos). Podle Leukippa je atomů neuvěřitelně mnoho a lze je popsat tvarem, uspořádáním a velikostí. Mají svou polohu a neustále se pohybují v prázdném prostoru mezi nimi (ve vakuu).

Demokritos z Abdér (460 - 370 př. n. l.) byl Leukippovým žákem, který dále rozvinul jeho myšlenky ve svých dílech. Leukippovo učení známe pouze díky Demokritovi; není přesně známo, co pochází od Leukippa a co od Demokrita. U atomů předpokládal různou „tíži“ (hmotnost) a jejich nedělitelnost přisuzoval jejich velké tvrdosti. Pohyb atomů není náhodný, děje se podle zákonů (determinismus). Atomy opatřil „háčky“, aby se mohly spojovat do struktur, ve kterých uspořádání atomů určuje, co vznikne. Ze stejných atomů tak mohou vznikat různé věci.

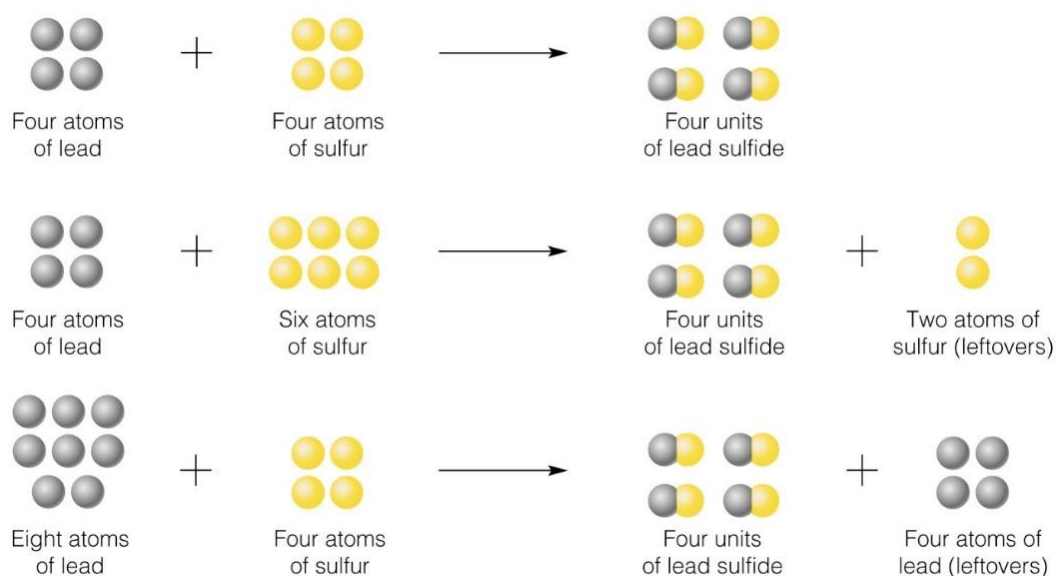
Epikuros ze Samu (341 - 270 př. n. l.) byl pokračovatel Demokrita. Z jeho spisů se dochovaly pouze tři dopisy (Listy Hérodotovi, Pýthokleovi, Menoikeovi). V listu Hérodotovi popisuje a shrnuje vlastnosti atomů. Vysvětluje, že hmotu nelze dělit do nekonečna, protože by jinak skončila v prázdnotě. Atomy se liší svou tíhou a jsou v neustálém rovnoměrném přímočarém pohybu všemi směry. Rychlost pohybu atomů se rovná velikosti rychlosti myšlenky. Na rozdíl od Demokrita připouští i jejich náhodný pohyb. Jsou-li atomy zachyceny ve shluku jiných atomů, konají kmitavý pohyb a spojují se v tělesa.

Titus Lucretius Carus (97 - 55 př. n. l.), byl římský básník, který objasnil učení Epikura ve své didakticko-epické básni O Přírodě (De rerum natura) složené ze šesti knih. Podle Tita se příroda řídí zákony, kde vše vzniká, trvá a poté zaniká. Bohové nezasahují do světa atomů, žijí v nebesích v nečinnosti [1].

1.2. Atomisté 19. století

1.2.1. Chemický atomismus

Joseph Proust (1754 - 1826), francouzský chemik, objevil zákon stálých poměrů slučovacích roku 1799. Zákon se týká neměnných hmotnostních poměrů prvků ve sloučeninách, přičemž tyto poměry nezávisejí na způsobu přípravy sloučeniny [2].



Obrázek 1 Zákon stálých poměrů slučovacích. Převzato z:

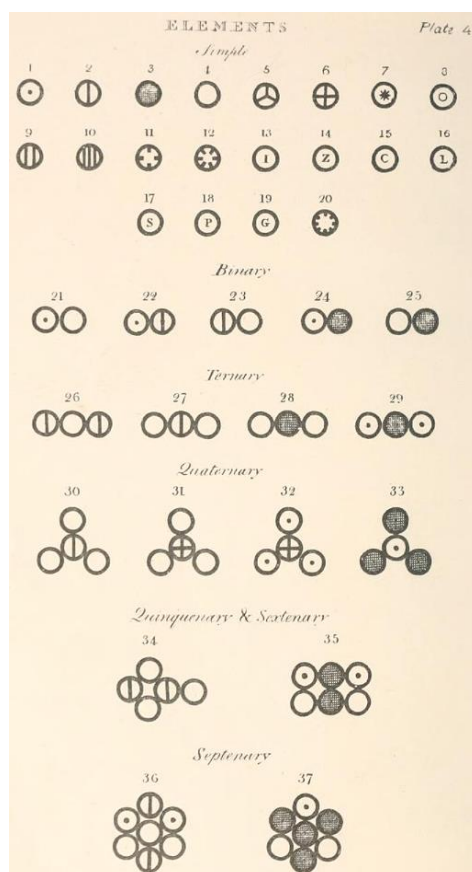
https://wps.prenhall.com/wps/media/objects/439/449969/Media_Portfolio/ch04.html

Jeho odpůrcem byl další francouzský chemik Claude Berthollet (1748 - 1822), který věřil, že síla chemické afinity musí být úměrná hmotnostem působících látek. Navrhl, že složení chemických sloučenin (poměry komponent ve sloučenině) se může značně lišit a že toto je závislé na zastoupení původních složek reakce. Tento předpoklad je však mylný. Proust ukázal, že Bertholletovy experimenty nebyly prováděny na čistých sloučeninách, ale spíše na směsích. Tak bylo poprvé jasně rozlišeno mezi sloučeninami (chemicky čistá látka alespoň ze dvou prvků v určitém poměru) a směsmi (mají proměnné složení).

Proustův zákon byl potvrzen experimenty. Například voda vždy obsahuje 11,2 hmotnostních procent vodíku a 88,8 hmotnostních procent kyslíku [3].

John Dalton (1766 - 1844), britský chemik a fyzik, je znám pro svůj zákon násobných poměrů slučovacích (1808). Máme-li dva prvky tvořící více sloučenin, tak hmotnosti jednoho prvku, který se slučuje se stejným množstvím druhého prvku, jsou v poměrech, které lze vyjádřit malými celými čísly. Například když sloučíme 8 gramů kyslíku s 1 gramem vodíku, vznikne voda (H_2O). Když 16 gramů kyslíku sloučíme s 1 gramem vodíku, vznikne peroxid vodíku (H_2O_2). V obou případech se kyslík s vodíkem

sloučí beze zbytků. Poměr hmotností kyslíku je 1:2. Pokud jsou tyto poměry jednoduchá celá čísla, jedná se o daltonidy. Pokud ne, jedná se o bertolidy, nesplňují tento zákon (př. pyrotin $Fe_{1-x}S$, kde $x = 0 - 0,2$). [2] Z rozboru chemických reakcí zavedl relativní hmotnosti a každému atomu zadal nějaký znak. Zajímavostí je, že byl barvoslepý a tuto poruchu vědecky zkoumal (daltonismus).



Obrázek 2 Daltonovo značení atomů a molekul. Převzato z: https://www.meta-synthesis.com/webbook/35_pt/pt_database.php?PT_id=5

William Prout (1785 - 1850), britský chemik a lékař, se proslavil svou Proutovou hypotézou z roku 1805, ve které tvrdí, že atomové hmotnosti prvků jsou celočíselné násobky atomové hmotnosti atomu vodíku:

$$m_X = km_H, \quad k \in N,$$

kde m_X je hmotnost atomu, m_H je hmotnost atomu vodíku a k je celé číslo [4]. Později byla tato hypotéza vyvrácena přesnějším měřením relativních hmotností. Relativní hmotnost ovlivňují mj. izotopy či vazebná energie.

Italský fyzik Amedeo Avogadro (1776 - 1856) se svým Avogadrovým zákonem určil, že stejné objemy plynů za stejného tlaku a teploty obsahují stejné množství molekul. Důsledkem tohoto zákona je, že poměr hustot plynů je roven poměrům hmotností jejich molekul (za stejné teploty a tlaku):

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\frac{m_1}{V}}{\frac{m_2}{V}} = \frac{m_1}{m_2} = \frac{nm_{1j}}{nm_{2j}} = \frac{m_{1j}}{m_{2j}},$$

kde ρ_1 a ρ_2 jsou hustoty plynů, m_1 a m_2 jsou celkové hmotnosti plynů, V je shodný objem plynů, n je množství molekul a m_{1j} a m_{2j} jsou hmotnosti jedné molekuly plynu [5]. Avogadrův zákon lze odvodit ze stavové rovnice ideálního plynu

$$pV = NkT \Rightarrow N = \frac{p}{kT}V = konst \cdot V.$$

Později byla zavedena Avogadrova konstanta N_A , jež určuje, kolik je v jednom molu látky částic. Její přibližnou hodnotu zjistil Johann Josef Loschmidt (1821 - 1895) roku 1865 [2]. Přesná hodnota je $N_A = 6,02214076 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$.

Dmitrij Ivanovič Mendělejev (1834 - 1907), ruský chemik, věřil, že mezi prvky existují systematické souvislosti. V jeho době bylo známo méně prvků než dnes. Tehdy známé prvky usadil podle jejich stoupající relativní hmotnosti do periodické soustavy prvků (periodická, protože se vlastnosti prvků periodicky opakují). Později se ukázalo, že pro zařazení prvků do tabulky není rozhodující jejich relativní hmotnost, ale atomové číslo (počet protonů). To periodickou tabulku prvků částečně změnilo, museli se prohodit 4 sousední dvojice prvků (např. kobalt a nikl) [6.1.]. Prohození pořadí provedl v některých případech sám Mendělejev. Na základě své tabulky předpověděl Mendělejev existenci a vlastnosti tehdy neznámých prvků (skandium, galium, germanium).

R ₂ O RH		RO RH ₂										R ₂ O ₃ RH ₃	RO ₂ RH ₄	R ₂ O ₅ RH ₅	RO ₃ H ₂ R	R ₂ O ₇ HR	18 VIII. A							
1 I. A																18 VIII. A								
Periodická soustava prvků																								
1	1.00794 1 H Vodík	2											3	10.811 13 Al Hliník	14	12.011 14 Si Křemík	15	14.007 15 P Fosfor	16	16.005 16 S Síra	17	18.998 17 Cl Chlor	18	4.0026 18 He Helium
2	6.941 3 Li Lithium	9.0122 4 Be Berylium											26.9815 13 Al Hliník	28.0855 14 Si Křemík	30.9738 15 P Fosfor	32.065 16 S Síra	35.453 17 Cl Chlor	39.95 18 Ar Argon						
3	22.990 11 Na Sodík	24.304 12 Mg Hořčík	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	26.9815 13 Al Hliník	28.0855 14 Si Křemík	30.9738 15 P Fosfor	32.065 16 S Síra	35.453 17 Cl Chlor	39.95 18 Ar Argon						
4	39.098 19 K Draslík	40.078 20 Ca Vápník	44.956 21 Sc Skandium	47.88 22 Ti Titan	50.94 23 V Vanad	52.00 24 Cr Chrom	54.94 25 Mn Mangan	55.85 26 Fe Železo	58.93 27 Co Kobalt	58.69 28 Ni Nikl	63.55 29 Cu Měď	65.38 30 Zn Cín	69.72 31 Ga Galium	72.61 32 Ge Germanium	74.92 33 As Arzen	78.96 34 Se Selen	79.90 35 Br Brom	83.80 36 Kr Krypton						
5	85.47 37 Rb Rubidium	87.62 38 Sr Stroncium	88.91 39 Y Yttrium	91.22 40 Zr Cirkon	92.91 41 Nb Niob	95.94 42 Mo Molibden	98.91 43 Tc Technecium	100.91 44 Ru Ruthenium	102.91 45 Rh Rhenium	106.42 46 Pd Palladium	107.87 47 Ag Stříbro	112.41 48 Cd Kadmium	114.82 49 In Indium	118.71 50 Sn Olovo	118.71 51 Sb Antimon	127.50 52 Te Tellur	127.50 53 I Jod	131.29 54 Xe Xenon						
6	132.91 55 Cs Cesium	137.33 56 Ba Baryum	178.49 57 La Lanthan	178.49 58 Ce Cer	180.95 59 Pr Praseodym	181.85 60 Nd Neodym	186.21 61 Pm Prometium	190.20 62 Sm Samarium	192.22 63 Eu Europium	195.08 64 Gd Gadolium	198.97 65 Tb Terbium	200.59 66 Dy Dyspanium	204.38 67 Ho Holmium	207.20 68 Er Erbium	208.98 69 Tm Thulium	208.98 70 Yb Ytterbium	223.02 71 Lu Lutetium	223.02 72 Hf Hafnium						
7	223.02 87 Fr Francium	223.02 88 Ra Radium	223.02 89 Ac Aktinoidy	227.03 89 Th Thorium	231.04 90 Pa Protaktinium	238.03 91 U Uran	237.05 92 Np Neptunium	237.05 93 Pu Plutonium	244.06 94 Am Americium	244.06 95 Cm Curium	247.07 96 Bk Berkelium	247.07 97 Cf Kalifornium	251.08 98 Es Einsteinium	252.08 99 Fm Fermium	257.10 100 Md Mendelevium	258.10 101 No Nobelium	261.10 102 Lr Lawrencium	261.10 103 Rf Rutherfordium						
6	Lanthanoidy																							
7	Aktinoidy																							

Obrázek 3 Periodická soustava prvků. Převzato z: <https://web.vscht.cz/~nadhernl/psp.html>

1.2.2. Kinetická teorie látek

August Krönig (1822 - 1879) roku 1856 vytvořil kinetický model plynu, který zahrnoval pouze posuvný pohyb částic. Roku 1857 Rudolf Clausius (1822 - 1888) svým článkem O povaze pohybu, který nazýváme teplem navrhl koncepci kinetické teorie látek, která je založena na třech poznacích. Za první: látky jsou tvořeny částicemi, které jsou různé v různých látkách ve svém objemu i vzdálenosti. Za druhé: částice se neustále a neuspořádaně pohybují (tepelný pohyb). Na rozdíl od Kröniga Clausius uvažoval i otáčivý a kmitavý pohyb molekul. Důkazem pohybu molekul jsou jevy jako tlak plynu, difuze či Brownův pohyb. Za třetí: částice na sebe působí silami, které jsou odpuzivé v malých vzdálenostech a přitažlivé ve větších vzdálenostech. Částice na sebe působí odpuzivými a současně i přitažlivými silami. Existuje jistá vzdálenost, kdy jsou tyto síly nulové [7]. Vazbě mezi částicemi přísluší vazebná energie, což je energie, kterou musíme dodat, abychom vazbu mezi částicemi zrušili. Později James Clerk Maxwell (1831 - 1879), který svůj výzkum shrnul ve svém díle *Teorie tepla* (1877), odvodil statistické rozdělení rychlostí molekul a formuloval myšlenku, že částice si své teplo udržují formou pohybu. Také se zabýval viskozitou plynů, difuzí, velikostí molekul apod [8]. Ludwig Boltzmann (1844 - 1906) některé poznatky Maxwellovy teorie upřesnil a také rozdělil částice podle energie [9].

S kinetickou teorií látek souvisí dva pojmy: difuze a Brownův pohyb.

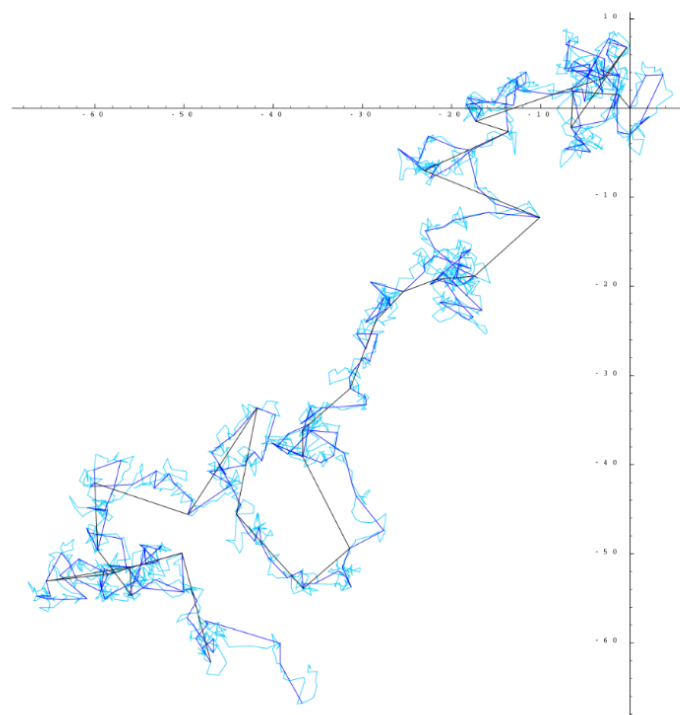
Difuzi zkoumali Claude Berthollet (1748 - 1822), Jean Fourier (1768 - 1830), lord Kelvin alias William Thomson (1824 - 1907), Walter Hermann Nernst (1864 - 1941), Max Planck (1858 - 1947) a jiní. Při difuzi samovolně pronikají částice jedné látky mezi částice druhé látky. Difuze probíhá rychleji při vyšších teplotách, neboť částice jsou při vyšší teplotě rychlejší [10].

Brownův pohyb je neustálý a neuspořádaný pohyb malých částeček v látce (například v kapalině, roztoku). Tento pohyb je vysvětlen srážkami molekul látky s těmito částečkami. Byl poprvé pozorován Robertem Brownem (1773 - 1858), který si roku 1827 povšiml, jak se malá pylová zrnka ve vodě chaoticky pohybují, což připisoval jejich životu. Pohyb se však ukázal i u neživých částeček. Později se další vědec, Emanuel Wiener, roku 1863 domníval, že pohyb způsobuje kapalina (pohyb jejích molekul), příčina pohybu nespočívá v částečkách samotných. León Gouy (1854 - 1926) pak roku 1888 vysvětlil závislost Brownova pohybu na velikosti částečky, teplotě a viskozitě kapaliny. Brownovým pohybem se nezávisle zabývali Marian Smoluchowski (1872 - 1917) roku 1904 a Albert Einstein (1879 - 1955) roku 1905, kteří vytvořili statistickou teorii Brownova pohybu. Albert Einstein vydal článek *O pohybu malých částic suspendovaných v nehybné kapalině, předpokládaném molekulárně-kinetickou teorií tepla*. Ukázal zde, že díky tepelným pohybům molekul kapaliny se musí malá,

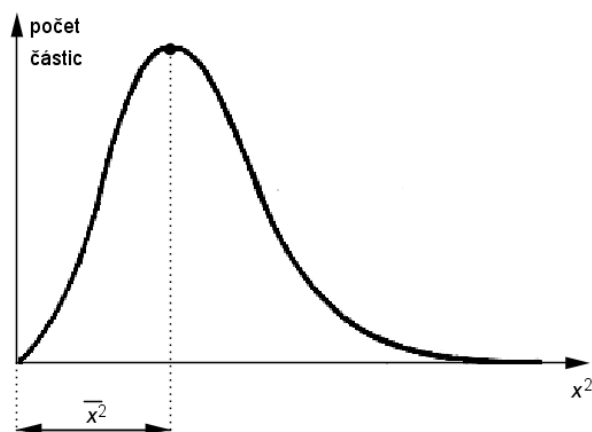
mikroskopem pozorovatelná tělíska, v kapalině pohybovat. Pohyb je nezávislý na chemickém složení tělísek a na vnějších podmínkách. Vliv však má rozměr tělíska (intenzivnější pohyb při menších rozměrech) a teplota kapaliny (intenzivnější pohyb při vyšší teplotě). Kvůli neustálé změně směru pohybu je nutné Brownův pohyb popisovat statisticky, nejde stanovit okamžitou rychlost tělíska. To, kam se tělíska v daném okamžiku přesune, je určeno tím, na jaké straně tělíska převažují srážky s molekulami kapaliny. Budeme-li pohyb sledovat ve směru osy x , můžeme z Einsteinova vztahu zjistit střední hodnotu kvadrátu posunutí,

$$\overline{x^2} = \frac{R_m T t}{3\pi\eta a N_a},$$

kde R_m je molární plynová konstanta, T je termodynamická teplota, t je čas, a je poloměr koule (tělíska), η je dynamická viskozita a N_a je Avogadrova konstanta. Experimentálně byl Einsteinův-Smoluchowského vztah potvrzen roku 1908 Jeanem Perrinem (1870 - 1942) [11].



Obrázek 4 Brownův pohyb částice (čím světlejší barva, tím více kroků). Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Brown%C5%AFv_pohyb



Obrázek 5 Střední hodnota kvadrátu posunutí. Převzato z:
<http://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/struktura-latek/kineticka-teorie-latek/brownuv-pohyb>

Zmínit můžeme další osobnosti, které se zasloužily o výzkum kinetické teorie látek, jako například Johannes Kepler, (1571 - 1630), který ve svém díle O šestiúhelné sněhové vločce (1611) hledal vnitřní a vnější příčiny symetrie krystalických látek [12], nebo Daniel Bernoulli (1700 - 1782), který ve svém díle Hydrodynamica (1738) uvedl výsledky svého studia kapalin (např. Bernoulliho rovnice) [13].

1.2.3. Objev elektronu

Objev elektronu je spojen s výzkumem katodových paprsků. Julius Plücker (1801 - 1868) roku 1859 zjistil, že ve zředěných plynech s tlakem menším než jeden torr (133,32 pascalů) vystupuje z katody záření způsobující světélkování skla trubice. Katodovým paprskům dal jejich jméno Eugen Goldstein (1850 - 1930) až roku 1876. William Crookes (1832 - 1919) roku 1879 zjistil, že tyto paprsky mají tepelné a mechanické účinky a předpokládal, že jde o proud záporně nabitých molekul. Joseph John Thomson (1856 - 1940) roku 1896 určil, že katodové paprsky se v elektrickém poli odchylují, a roku 1897 objevil, že paprsky jsou tvořeny částicemi, které mají záporný elektrický náboj, a určil jejich měrný náboj (viz dále). Název elektron dal těmto částicím roku 1891 George Johnstone Stoney (1826 - 1911). Objev elektronu znamenal, že atomy mají vnitřní strukturu [6.2.].

Pomocí Faradayova náboje $F = 9,650 \cdot 10^7 \text{C}$, který je třeba k vyloučení jednoho valu (mol dělený mocenstvím, chemicky je ekvivalentní jednomu molu jednomocného prvku) a Avogadrovy konstanty N_A můžeme určit elementární náboj

$$e = \frac{F}{N_A} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{C} \text{ [6.3.]}$$

Z odchylek katodových paprsků v elektrických a magnetických polích byl zjištěn měrný náboj elektronu (poměr náboje a hmotnosti)

$$\frac{e}{m_0} = 1,759 \cdot 10^{11} \text{C} \cdot \text{kg}^{-1} .$$

Náboj elektronu už známe z Faradayových zákonů elektrolýzy a Avogadrovy konstanty, hmotnost se tedy rovná

$$m_0 = \frac{1,602 \cdot 10^{-19}}{1,759 \cdot 10^{11}} = 9,107 \cdot 10^{-31} \text{kg} [6.4.] .$$

2. Modely atomu z 20. století

S objevem radioaktivního záření (Henri Becquerel roku 1896), které obsahovalo záporné (beta záření) i kladné (alfa záření) částice a také elektromagnetické záření (gama záření), vznikla představa, že elektricky neutrální atom je složen z kladně i záporně nabitých částic. V této kapitole se podíváme na dva nejvýznamnější modely atomu [6.5.].

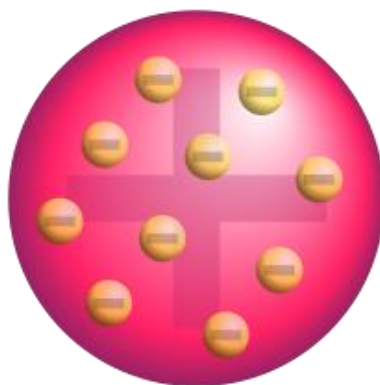
2.1. Thomsonův statický („pudinkový“) model atomu

Joseph John Thomson (1856 - 1940) roku 1902 vytvořil první model atomu. Podle něj jsou hmotnost atomu a jeho kladný elektrický náboj rovnoměrně a spojitě rozprostřené v celém atomu. Kladný náboj není vázán na hmotu („nehmotné želé“). Je v něm umístěno tolik elektronů („rozinky v pudinku“), aby byl atom celkově elektricky neutrální. Thomson se domníval, že veškerou hmotnost atomu zajišťují elektrony. Proto byl počet elektronů, který předpovídal, proti skutečnosti značně přehnaný. Atom podle něj měl tisíce elektronů, které jsou v atomu udržovány kladným nábojem.

Látka s kladným nábojem musela mít velmi dobrou prostupnost, aby se elektrony mohly volně pohybovat. Elektromagnetické záření atomu přisuzoval Thomson kmitavému pohybu elektronů [6.5.,14].

Thomson se pokusil vysvětlit čárové spektrum vysílané atomy (viz další kapitola) tím, že elektrony konají harmonický kmitavý pohyb a vytváří tak elektromagnetickou vlnu se stejnou frekvencí. Ukázalo se však, že frekvence kmitů elektronů a spektrální čáry nemají souvislost [15].

Tento model atomu se však neuchytil na dlouho, za několik let byl nahrazen modelem Rutherfordovým.



Obrázek 6 Znárodnění Thomsonova modelu atomu. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Thomson%C5%AFv_model_atomu



Obrázek 7 Joseph John Thomson. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Joseph_John_Thomson

2.2. Rutherfordův planetární model atomu

Hans Geiger (1882 - 1945) a Ernest Marsden (1889 - 1970) prováděli roku 1909 experiment týkající se rozptylu alfa částic při jejich průchodu kovovými fóliemi o tloušťkách desetin mikrometru. Po průchodu alfa částice dopadaly na fluorescenční stínítko. Částice alfa jsou přibližně 8000 krát těžší než elektrony, proto se při jejich odklonění počítalo jen s kladným nábojem atomu. Podle Thomsonova modelu měly být odchylky téměř nulové. Avšak překvapivě se částice někdy odrazily i o více než 90 stupňů, občas se přiblížily k 180 stupňům. Na druhé straně se velká většina alfa částic o velké úhly neodrazila. Na základě těchto poznatků Ernest Rutherford (1871 - 1937) roku 1911 vytvořil novou představu o struktuře atomu. Aby se alfa částice odrazila o velký úhel, musí přijít do oblasti silného kladného elektrického pole. To náboj, rovnoměrně rozprostřený v celé oblasti atomu, nemůže vytvořit. To Rutherforda vedlo k představě, že většina hmoty atomu a s ní kladný náboj jsou koncentrovány v malé oblasti prostoru atomu - v atomovém jádře. Částice alfa se odchýlí o velký úhel v případě, že se dostane do jeho blízkosti. Elektrony obklopují jádro a tvoří elektronový obal atomu.

Pro rozptyl částice lze odvodit vztah

$$\frac{dN}{dS} = \frac{N_0 n d}{4r^2} \cdot \left(\frac{2}{Mv^2} \cdot \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\sigma}{2}},$$

kde dN je počet částic, jejichž odchylka je mezi úhly σ a $\sigma + d\sigma$, dS je plocha, na kterou částice dopadají, N_0 je počet částic, které za jednotku času dopadají na jednotkovou plochu fólie kolmou ke směru jejich pohybu, n je počet atomů v jednotkovém objemu rozptylujícího prostředí, d je tloušťka fólie, r je poloměr koule (u plochy $dS = 2\pi r \cdot \sin(\sigma) d\sigma$), M je hmotnost částice, v je její rychlost, Ze je velikost náboje jádra (Z je přirozené číslo, e je elementární náboj), ϵ_0 je permitivita vakua a σ je úhlová odchylka

částice. Vztah, teoreticky odvozený Rutherfordem, byl Geigerem a Marsdenem experimentálně potvrzen.

Ze statistických dat rozptylu lze určit číslo Z . Později se zjistilo, že číslo Z se u různých prvků shoduje s pořadovým číslem prvku v periodické soustavě prvků. Prvky se v tabulce řadí podle stoupajícího kladného jádra. Číslo Z nazýváme atomovým nebo protonovým číslem. Udává počet kladných elementárních nábojů jádra, a pokud je atom elektricky neutrální, také počet elektronů v obalu.

Bylo odhadnuto, že poloměr jádra bude řádově tak velký jako minimální vzdálenost, do které se částice alfa o dané energii může k jádru přiblížit. Částice se bude přibližovat, dokud se její pohybová energie nespotřebuje na práci proti elektrickým silám jádra a změní se na potenciální energii. Pro nejtěsnější přiblížení alfa částic k jádru platí vztah

$$\frac{1}{2} M v^2 = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r},$$

kde r je minimální vzdálenost částice od jádra, která je řádově 10^{-15} až 10^{-14} metru. Poloměr jádra je o něco menší, ale předpokládáme, že řádově bude stejný. V atomu, který má poloměr 10^{-10} metru, jádro zaujímá velmi malou část.

Coulombovy síly by nehybné elektrony přitáhly do jádra. Elektrony musí okolo jádra obíhat. Je to podobné, jako když planety obíhají Slunce (odtud planetární model atomu).

Uvedme si ještě nedostatky Rutherfordova modelu atomu, se kterými si klasická mechanika a elektrodynamika neví rady:

- V nejjednodušším atomu vodíku má jádro náboj $+e$ a obíhá jej jeden elektron o náboji $-e$. Pokud má elektron konat rovnoměrný pohyb po kružnici, tak na něj musí působit dostředivá síla stejně velká jako Coulombova síla. Pro rovnoměrný pohyb elektronu po kružnici platí rovnice

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2},$$

kde levá strana je dostředivá síla a pravá strana je Coulombova síla (dostředivá síla je realizována silou Coulombovou mezi elektronem a jádrem). Vyjádříme poloměr kružnice, po které elektron obíhá

$$r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e v^2}$$

a rychlost elektronu

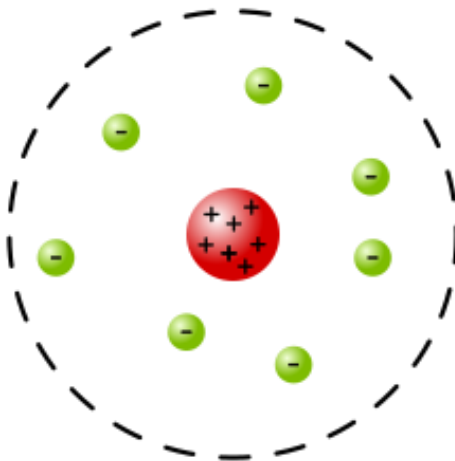
$$v = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e r}}.$$

Podle Maxwellovy elektrodynamiky by elektron měl do svého okolí vyzařovat vlny o stejné frekvenci, s jakou obíhá jádro:

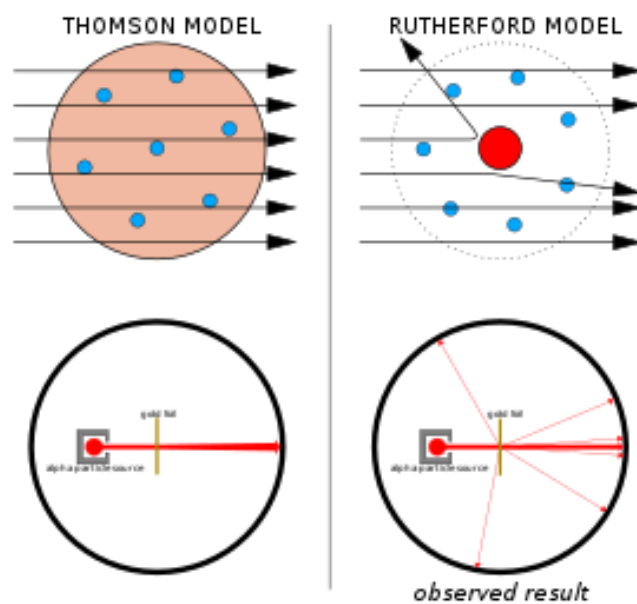
$$f = \frac{2\pi r}{v}$$

Je zřejmé, že každé rychlosti elektronu přísluší vhodný poloměr a naopak. Klasická mechanika a elektrodynamika připouštějí libovolné dráhy elektronu a tedy i libovolné frekvence elektromagnetických vln, které by elektron vyzařoval. Poznatky o atomárních spektrech však toto vylučují.

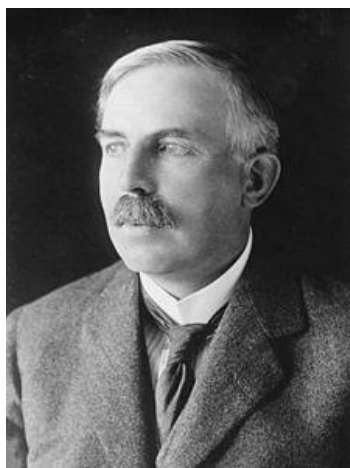
- Elektron, vyzařující energii ve formě elektromagnetických vln, by svou vlastní energii ztrácel a za přibližně 10^{-10} sekundy by po spirále vletěl do jádra. Klasická fyzika vidí atom jako velmi nestabilní útvar.
- Při spirálovitém pohybu elektronu do jádra by se měnila jeho oběžná dráha a tím i frekvence vyzařovaného elektromagnetického záření, atom by vysílal spojité spektrum. Ve skutečnosti mají atomy plynu spektrum diskrétní.
- Obíhající elektron by musel stále vyzařovat elektromagnetické záření. Když je však atom v základním stavu, tak nevyzařuje [6.5.,14].



Obrázek 8 Znárodnění Rutherfordova modelu atomu. Převzato z:
https://cs.wikipedia.org/wiki/Rutherford%C5%AFv_model_atomu



Obrázek 9 Očekávaný a reálný výsledek experimentu se zlatou fólií. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Rutherford%C5%AFv_experiment



Obrázek 10 Ernest Rutherford. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Ernest_Rutherford

3. Objev atomových spekter v 19. století

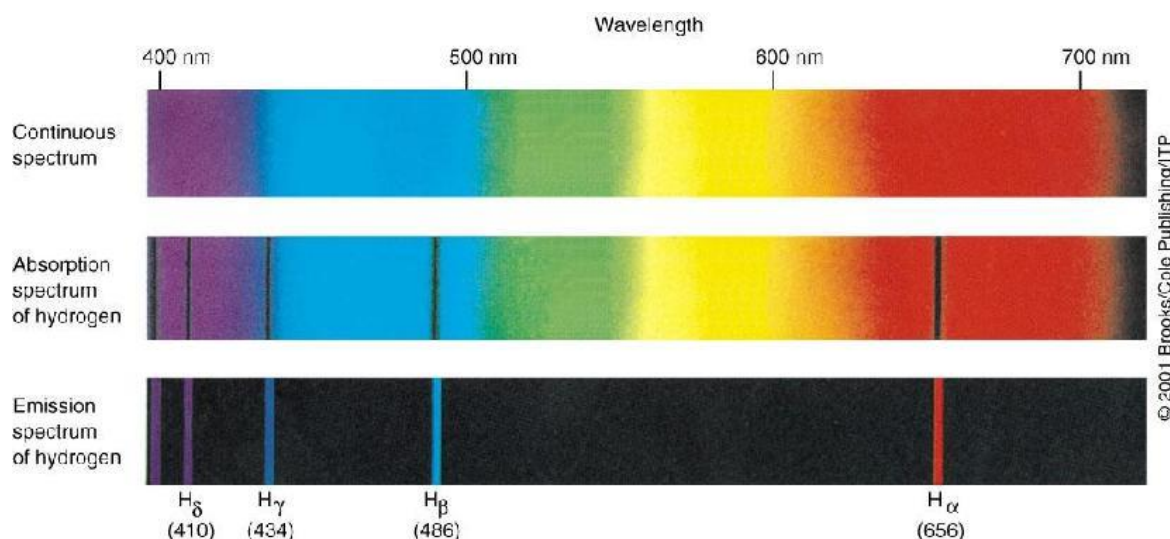
Před výkladem Bohrova modelu atomu vodíku se podíváme, z jakých informací o spektrech atomů mohl ve své době vycházet.

Vlnovou délku viditelného elektromagnetického záření můžeme např. určovat pomocí optického hranolu. Záření dopadající na hranol se láme, přičemž každá jeho vlnová délka má poněkud jiný index lomu a láme se o jiný úhel. Rozložené záření pak můžeme zkoumat na stínítku. V 19. století se zjistilo, že zahřáté páry různých látek vyzařují záření, které není spojité, ale diskrétní (čárové). To klasická fyzika nedokázala vysvětlit – viz předchozí kapitola.

Uvažovalo se, že elektron koná harmonický kmitavý pohyb, jehož frekvence nezávisí na energii elektronu, tudíž by tento pohyb byl stejný na všech oběžných drahách. Problém je, že harmonický pohyb vzniká jen, je-li síla úměrná výchylce a opačně orientovaná. V atomu mezi elektronem a jádrem působí coulombovská přitažlivá síla, která je nepřímo úměrná jejich vzdálenosti.

Se správným vysvětlením podstaty spekter později přišel Niels Bohr [14]. O kvantování energie, Bohrově modelu atomu a o tom, jak atomová spektra Bohr vysvětlil, si povíme v následujících kapitolách.

Zákonitosti atomového spektra byly nejdříve zkoumány u vodíku. Anders Angström (1814 - 1874) roku 1853 našel čtyři spektrální čáry atomu vodíku ve viditelném spektru a roku 1860 změřil jejich vlnové délky [16].



Obrázek 11 Atomové spektrum vodíku, Balmerova série. Převzato z: <https://www.physics.muni.cz/astroulohy/node6.html>

Později, s rozvojem spektroskopie mimo oblast viditelného záření, se ukázalo, že spektrální čáry vodíku tvoří skupiny, zvané série. Jedna z těchto sérií je Balmerova, jejíž součástí jsou i čáry, objevené Angströmem. Celá Balmerova série se nachází ve viditelném a ultrafialovém oboru spektra.

Johann Jakob Balmer (1825 - 1898) roku 1885 našel pro známé vlnové délky vztah

$$\lambda = C \frac{m^2}{m^2 - 4},$$

kde $C = 364,50682 \text{ m}$ je konstanta a $m = 3$ (čára H_α), $m = 4$ (H_β), $m = 5$ (H_γ), $m = 6$ (H_δ).

Johannes Robert Rydberg (1854 - 1919) roku 1888 zobecnil Balmerův vztah. S použitím vlnočtu (počet vln na jednotku délky) $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ vzorec přepsal na tvar

$$\sigma = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

kde

$$R = \frac{4}{c} = 1,0967758 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$$

je Rydbergova konstanta [6.6.,14]. Také chtěl pomocí spektrálních čar zjistit vnitřní strukturu atomu, bohužel bez úspěchu [17].

Při dalším zkoumání spektra vodíku byly experimentálně potvrzeny další série čar, odpovídající přirozenému zobecnění Rydbergovy formule:

$$\sigma = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Přirozené číslo $n = 1, 2, 3 \dots$ udává číslo příslušné série čar a číslo $m = n + 1, n + 2, n + 3 \dots$ udává pořadové číslo čáry v dané sérii. Struktura všech sérií je podobná: Čáry se postupně zhušťují až k hraně série, kde $n \rightarrow \infty$.

Uvedme si ještě názvy prvních šesti sérií (popořadě od $n = 1$ po $n = 6$), jak jsou pojmenovány po svých objevitelích: série Lymanova, Balmerova, Paschenova, Bracketova, Pfundova a Humphreyova [6.6.,14].

Walther Ritz (1878 - 1909) roku 1908 našel pravidlo, zvané Ritzův kombinační princip. Toto pravidlo, platné pro spektra všech atomů (nejen vodíku) říká, že vlnočty spektrální čáry atomu se dá vyjádřit jako rozdíl nebo součet vlnočtů dvou jiných jeho čar. Například pro vodík lze vlnočty

$$\sigma_\alpha = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$$

čáry H_α vyjádřit jako rozdíl vlnočtů druhé a první čáry z Lymanovy série:

$$\sigma_\alpha = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right) - R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right).$$

Nové spektrální čáry se tak dají předpovědět z již objevených čar [6.6.].

Uvedme si i další důležité osobnosti spojené s atomovými spektry.

William Wallaston (1766 - 1828) ve slunečním spektru roku 1802 objevil tmavé spektrální čáry, dále se jimi ale nezabýval. Tyto čáry znovu objevil Joseph von Fraunhofer (1787 - 1826) při určování indexu lomu různých druhů skla. Celkem těchto tmavých spektrálních čar našel 574 a ty nejvýraznější označoval velkými tiskacími písmeny. Dnes tyto čáry nazýváme Fraunhoferovy [20].

Gustav Kirchhoff (1824 - 1887) a Robert Wilhelm Bunsen (1811 – 1898) založili obor spektroskopie svým objevem, že každý atom má své charakteristické spektrum. Díky spektrální analýze objevili dva nové chemické prvky – cesium a rubidium. Spektroskopie umožnila mj. zjišťovat – do té doby nemyslitelné – chemické složení hvězd. Například Fraunhoferova čára B o vlnové délce $\lambda_B = 689,7 \text{ nm}$ je způsobena pozemním kyslíkem. Jiné čáry jsou způsobené prvky, které se nacházejí na Slunci, jako např. Fraunhoferova čára D_3 o vlnové délce $\lambda_{D_3} = 587,5 \text{ nm}$, která přísluší heliu [18,19,20].

4. Rentgenové záření

Wilhelm Röntgen (1845 - 1923) roku 1895 zkoumal výboje v plynech. Dopadem katodového záření (elektronů) na anodu vznikalo záření, které pronikalo neprůhlednými předměty. Toto záření dostalo označení paprsky X. Thomson zjistil, že se jedná o elektromagnetické záření. Ukázalo se, že toto záření vzniká při dopadu elektronů na látky z atomů s 21 a více protony [21].



Obrázek 12 Wilhelm Röntgen. Převzato z:
https://cs.wikipedia.org/wiki/Wilhelm_Conrad_R%C3%B6ntgen

Když elektrony dopadnou na povrch kovové anody, přemění se jejich energie na energii elektromagnetického záření. Rentgenové záření má vlnovou délku od 10^{-12} m do 10^{-8} m. Čím kratší je jeho vlnová délka, tím vyšší je jeho frekvence. Později uvidíme, že větší frekvence znamená i větší energii [22].

Důležitou vlastností rentgenového záření je jeho pronikavost. Ta záleží za prvé na protonovém čísle látky, kterou se snaží proniknout. Čím větší je protonové číslo, tím hůře látkou proniká, tím více je pohlcováno. Za druhé záleží i na tloušťce vrstvy, kterou záření prochází. Za třetí záleží na frekvenci záření. Vyšší frekvence znamená větší pronikavost.

Rentgenové záření vzniká dvěma způsoby:

- Elektrony se po dopadu na látky zpomalí a kinetická energie, kterou ztratí, se přímo přemění na elektromagnetické záření. Větší rychlost elektronu (závisí na urychlovacím napětí) zajistí vyšší frekvenci (tvrdší rentgenové záření). Rentgenové záření vzniklé tímto způsobem se nazývá brzdné. Má spojité spektrum [21].
- Elektrony svou kinetickou energii odevzdají atomům v látce, ty se vyexcitují do vyšších energetických hladin a jejich návratem do původního stavu se vyzáří záření

o určité frekvenci. Záření má čárové spektrum (viz předchozí kapitola a Bohrov model atomu). Jeho vlnové délky závisí na látce, ve které rentgenové záření vzniká. Takto vzniklému záření se říká charakteristické (pro určitou látku) [21,22].

Max von Laue (1879 - 1960) zkoumal rentgenovou difrakci na krystalech. Aby difrakce nastala, musí být atomy v krystalech uspořádány do pravidelné mřížky. Laue tím potvrdil elektromagnetickou povahu záření a zároveň ukázal, jaká je atomární struktura krystalů.

Rentgenové záření se využívá například v lékařství v rentgenové diagnostice. Kostí pohlcují rentgenové záření více než svaly (vápník má větší protonové číslo). Na rentgenovém snímku jsou pak kosti vidět světleji než svaly [21].



Obrázek 13 Rentgenový snímek. Převzato z:
https://cs.wikipedia.org/wiki/Rentgenov%C3%A9_z%C3%A1r%C5%99en%C3%AD

5. Experimenty vedoucí ke kvantování energie a kvantové vlastnosti záření

Podle klasické fyziky probíhají děje výměny energie spojitě. Kvantová fyzika naopak připouští, že se energie může přenášet po částech (kvantech), tedy nespojitě. Nyní si povíme, co k představě kvantování energie poprvé vedlo.

5.1. Tepelné záření absolutně černého tělesa

Tepelné záření tělesa je elektromagnetické záření emitované pouze v důsledku tepelného pohybu nabitých částic v tělese. Netýká se záření odraženého od povrchu tělesa nebo záření prošlého tělesem.

Gustav Kirchhoff (1824 - 1887) zkoumal souvislost mezi vyzařováním a pohlcováním energie tělesy. Kirchhoff vyjádřil energii dE_0 elektromagnetického záření, které je emitováno za jednotku doby povrchem dS tělesa, vztahem

$$dE_0 = E_0 dS ,$$

kde E_0 je celková energie vyzářená tělesem za jednotku času z jednotkové plochy. Pokud vezmeme jen interval vlnových délek $(\lambda, \lambda + d\lambda)$, tak na ně při teplotě T připadá energie

$$dE_\lambda = \varrho_\lambda d\lambda dS ,$$

kde ϱ_λ je spektrální hustota záření, která nám říká, kolik energie se vyzáří za jednotku času z jednotky plochy v jednotkovém rozsahu vlnové délky. Pro celkovou energii vyzářenou jednotkovou plochou tělesa pak platí

$$E_0 = \int_0^\infty \varrho_\lambda d\lambda .$$

Dopadá-li na povrch tělesa elektromagnetické záření, je část jeho energie absorbována a část je odražena. Podíl energie dE'_λ , pohlcené tělesem, k celkové dopadající energii dE_λ , se nazývá koeficient absorpce:

$$a_\lambda = \frac{dE'_\lambda}{dE_\lambda} .$$

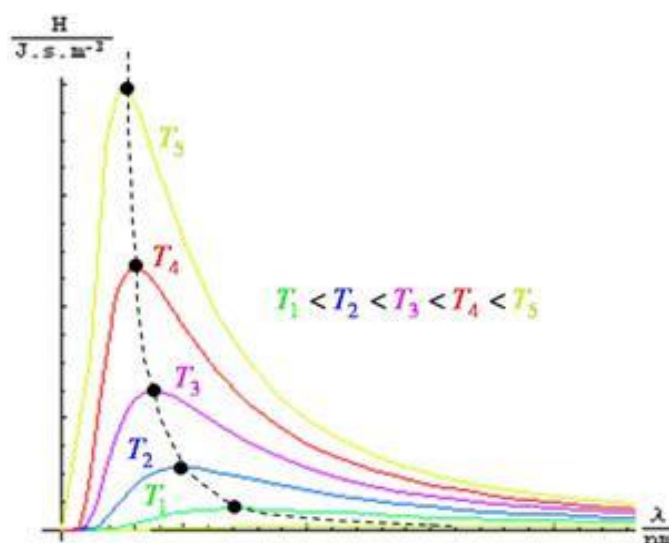
Spektrální hustota záření i koeficient absorpce se mění při změně teploty i vlnové délky, jsou jejich funkcí. V termodynamické rovnováze je emitovaná energie tělesem v daném okamžiku rovna energii tělesem v témže okamžiku absorbovaná. Kirchhoffův zákon nám říká, že jejich podíl je pro všechna tělesa za stejné teploty stejný:

$$\frac{e_{\lambda 1}}{a_{\lambda 1}} = \frac{e_{\lambda 2}}{a_{\lambda 2}} = \dots = f(\lambda, T).$$

Funkce $f(\lambda, T)$ se nazývá spektrální intenzita záření.

Absolutně černé těleso (AČT) je ideální těleso, které pohlcuje veškeré záření, které na něj dopadne. Žádné záření neodráží (odtud pochází jeho poněkud nevhodný název). Jeho koeficient absorpce je roven jedné, tedy $a_{\lambda} = 1$ a $e_{\lambda} = f(\lambda, T)$ [6.7.]. Zároveň emituje pouze rovnovážné tepelné záření, jehož spektrum je spojité. Pojem absolutně černého tělesa zavedl Kirchhoff roku 1860.

Graf závislosti spektrální intenzity záření AČT na vlnové délce za různých teplot vypadá takto:



Obrázek 14 Graf závislosti spektrální intenzity záření na vlnové délce za různých teplot. Převzato z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/538-zareni-absolutne-cerneho-telesa>

Vlnová délka λ_m každé křivky, na níž AČT vyzařuje s maximální intenzitou (vrchol křivky), odpovídá Wienovu zákonu posuvu

$$\lambda_m = \frac{b}{T},$$

kde T je termodynamická teplota a $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ je konstanta. Zákon uvedl roku 1893 Wilhelm Wien (1864 - 1928).

Klasická fyzika při vysvětlování tvaru těchto křivek selhala. Podle ní by se podíl energie, připadající na kratší vlnové délky, měl zvětšovat. Avšak absolutně černé těleso na vlnových délkách mnohem menší než λ_m téměř nevyzařuje [23].

Max Planck (1858 - 1947) správný vztah pro spektrální intenzitu záření na konci roku 1900 nejdříve uhádl. Za několik dní ve stejný rok jej i teoreticky odvodil. Pro spektrální intenzitu záření podle Plancka platí

$$f(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5(e^{hc/kT\lambda} - 1)}$$

kde $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K je Boltzmannova konstanta, $h = 6,62607015 \cdot 10^{-34}$ J · s je nově zavedená Planckova konstanta, e je Eulerovo číslo, λ je vlnová délka záření, c je rychlost světla ve vakuu a T je termodynamická teplota [6.7.].

Aby Planck původně uhádnutý vzorec teoreticky odvodil, musel předpokládat, že výměna energie mezi tělesem a zářením neprobíhá spojitě, ale po kvantech energie

$$E = hf ,$$

kde h je Planckova konstanta a f je frekvence vyzářeného záření. Toto byl počátek kvantové fyziky. O samotném elektromagnetickém záření se Planck stále domníval, že je spojitě.

5.2. Fotoelektrický jev

Představu o tom, že by se mělo kvantovat i elektromagnetické záření, uvedl do fyziky až Albert Einstein roku 1905. Tento názor obhájil i vysvětlením fotoelektrického jevu.

Fotoelektrický jev byl objeven roku 1887 Heinrichem Hertzem (1857 - 1894), který zjistil, že po osvětlení jiskřiště rezonátoru vzniká jiskra jednodušeji. Odebíral postupně jednotlivé složky světla až se nakonec ukázalo, že vzniku jiskry napomáhá ultrafialová složka záření. Důvodem tohoto jevu se nezabýval.

Wilhelm Hallwachs (1859 - 1922) a Alexandr Stoletov (1839 - 1896) s tímto jevem pracovali více. Ozařováním vodivých látek (např. zinek, draslík...) našli tyto vlastnosti fotoelektrického jevu:

- Ozařování vodiče může vést k uvolnění záporného náboje.
- Pro každou látku existuje minimální frekvence f_0 dopadajícího světla. Když je frekvence dopadajícího světla menší než f_0 , fotoelektrický jev nenastává. Když větší, tak nastává.
- Pokud fotoelektrický jev nastává, tak nastává okamžitě po dopadu světla.
- Pokud uvolněný náboj vytvoří fotoelektrický proud, je tento proud přímo úměrný intenzitě dopadajícího záření.

Uvolněný záporný náboj později Thomson identifikoval jako elektrony.

Existovala představa, že pro maximální energii E_k uvolněného elektronu platí

$$E_k = E - W ,$$

kde E je energie pohlcená elektronem a W je výstupní práce nutná na uvolnění elektronu z látky.

Kinetickou energií uvolněných elektronů se zabýval Philipp Lenard (1862 - 1947). Jeho experiment probíhal tak, že ozařováním elektrody vytvářel proud elektronů, který dopadal na protilehlou elektrodu, na kterou postupně přiváděl záporné napětí $-U$ do té doby, dokud proud obvodem neklesl na nulu. Ustal-li proud v obvodu při napětí $-U_0$, byla maximální kinetická energie elektronů vyletujících z ozařované elektrody

$$E_k = eU_0 .$$

Tento experiment vedl k odhalení dalších vlastností fotoelektrického jevu:

- Kinetická energie je přímo úměrná frekvenci dopadajícího záření.
- Kinetická energie nezávisí na intenzitě záření.

Podíváme se, zda se experimentálně nalezené vlastnosti shodují s teoretickou koncepcí spojených elektromagnetických vln:

- Podle vlnových představ jsou elektrony urychlovány elektrickou složkou elektromagnetické vlny. Intenzita I vlny je přímo úměrná druhé mocnině amplitudy elektrického pole, $I \sim E^2$. Síla působící na elektron

$$F = -eE$$

by měla být přímo úměrná odmocnině z intenzity. Elektrony by měly při větší intenzitě dopadající vlny získávat větší kinetickou energii. Podle výsledku experimentů ale kinetická energie nezávisí na intenzitě.

- Elektromagnetická vlna má svou energii rozprostřenou v prostoru. Mělo by trvat nějaký čas, než postupně rozkmitávaný elektron získá dostatečnou energii k uvolnění. Podle experimentů ale nastává fotoelektrický jev okamžitě. Energií elektrony získávají naráz.
- Elektromagnetická vlna o dostatečné amplitudě by měla uvolnit elektron z kovu bez ohledu na její frekvenci. Ale podle experimentů fotoelektrický jev nastává jen pro frekvence větší než je jistá minimální frekvence.
- Pokud má dopadající vlna frekvenci rovnou vlastní frekvenci elektronu, dojde k rezonanci a vlna bude zvětšovat amplitudu kmitů elektronu až do okamžiku, kdy bude schopen opustit látku. K emisi elektronů by mělo docházet ve zvýšené míře pro určité rezonanční frekvence a ne pro souvislé spektrum frekvencí nad minimální frekvencí, jak ukazují experimenty.
- Kinetická energie uvolněných elektronů nesouvisí s rezonanční frekvencí elektronů. Jak ukazují experimenty, je kinetická energie přímo úměrná frekvenci záření.
- Pro fotoelektrický proud platí

$$I = neSv,$$

kde n je koncentrace uvolněných elektronů, e je elementární náboj, S je průřez toku elektronů mezi elektrodami (obsah ozářené plochy) a v je jejich rychlost. Jak už jsme řekli, podle vlnových představ by s rostoucí intenzitou měla růst rychlost uvolněných elektronů a s ní i fotoelektrický proud. Podle experimentů je opravdu při větší intenzitě větší fotoelektrický proud. Avšak vzhledem k tomu, že kinetická energie elektronů se nezvětšuje (a tedy ani rychlost), musí růst koncentrace vyletujících elektronů.

Klasická fyzika má s vysvětlením fotoelektrického jevu nepřekonatelné rozpory.

Albert Einstein předpokládal, že elektrony neabsorbují energii postupně, pomocí elektrické složky elektromagnetické vlny, ale po kvantech

$$E = hf,$$

jejichž energie je přímo úměrná frekvenci. Ze zákona zachování energie dostáváme kinetickou energii elektronů ve tvaru

$$E_k = E - W = hf - W,$$

což je Einsteinova rovnice fotoelektrického jevu. Elektromagnetické záření je tedy také tvořeno kvanty. Světelná kvanta byla později nazvaná fotony.

Minimální frekvence f_0 je dána rovnicí $E_k = 0$, tedy

$$hf_0 = W,$$

kdy je všechna energie pohlceného elektromagnetického kvanta spotřebována na výstupní práci. Pokud máme frekvenci větší než minimální frekvence, tak energie, která nebyla spotřebována na výstupní práci, může být převedena na kinetickou energii elektronu.

Pro proud jsme uvedli vztah

$$I = neSv.$$

Už víme, že rychlost v vyletujících elektronů závisí jen na frekvenci dopadajícího záření a ne na jeho intenzitě. Přesto větší intenzita proud zvětšuje. Je zde jediné vysvětlení a to je, že větší intenzita záření představuje větší koncentraci dopadajících kvant záření (fotonů) a tedy i větší koncentraci vyletujících elektronů n . To vede k další vlastnosti fotoelektrického jevu:

- Koncentrace uvolněných elektronů je přímo úměrná na intenzitě.

K předání energie od fotonu k elektronu dochází téměř okamžitě, protože jde o srážku dvou částic (elektron se nemusí rozkmitávat v elektromagnetické vlně).

Vše toto bylo ve své době ve velkém rozporu s představou elektromagnetického záření jakožto vln, přestože interference a difrakce jednoznačně ukazují na jeho vlnové vlastnosti. To byl hlavní důvod, proč chtěl Robert Millikan (1868 - 1953) Einsteinovu koncepci světelných kvant vyvrátit pomocí přesných experimentů. Nakonec však jeho experimenty tuto teorii potvrdily [24].

Za zmínku stojí i to, že z Einsteinovy speciální teorie relativity vyplývá, že kvanta záření mají nejen energii, ale i hybnost. Pišme pro energii fotonu

$$E = mc^2 ,$$

kde m je jeho relativistická hmotnost a c je jeho rychlost, totožná s rychlostí světla ve vakuu. Pro hybnost platí

$$p = mc = \frac{E}{c^2} c = \frac{E}{c} = \frac{hf}{c} = \frac{h}{c/f} = \frac{h}{\lambda} .$$

5.3. Comptonův rozptyl

Arthur Holly Compton (1892 - 1962) prováděl roku 1922 experimenty s rozptylem rentgenového záření na volných elektronech.

Podle klasické fyziky by spojitě elektromagnetické záření o frekvenci f mělo rozkmitat elektrony se stejnou frekvencí f . Tyto elektrony by pak měli do všech směrů vysílat (rozptýlené) záření o téže frekvenci f , s jakou vykonávají kmity. Experiment ale ukázal, že rozptýlené záření má frekvenci o něco menší a tedy má o něco větší vlnovou délku.

Podívejme se nyní na Comptonův rozptyl z hlediska představy kvant. Budeme považovat elektron v pevné látce za volný nebo jen slabě vázaný k atomu. Energie elektronu před srážkou nechť je E_1 a po srážce E_2 . Energie fotonu před srážkou bude hf_1 a po srážce hf_2 . Vzhledem k zákonu zachování energie platí

$$E_1 + hf_1 = E_2 + hf_2 .$$

Předpokládejme dále, že kinetická energie elektronu před srážkou je zanedbatelná, elektron má pouze klidovou energii. Srážka s fotonem dodá elektronu kinetickou energii, tedy $E_1 < E_2$ a $f_1 > f_2$. Energie a frekvence rozptýleného fotonu je menší než před srážkou, vlnová délka se naopak zvýší.

Pro změnu vlnové délky rozptýleného záření lze odvodit vztah

$$\Delta\lambda = 2\Lambda \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right),$$

kde $\Lambda = 0,0024 \text{ nm}$ je konstanta a φ je úhel mezi dopadajícím a rozptýleným zářením. Pro odvození tohoto vztahu použijeme zákony zachování celkové energie a celkové hybnosti soustavy foton – elektron. Ze speciální teorie relativity si pro tento účel připomeneme vyjádření relativistické energie E částice o klidové hmotnosti m_0 a hybnosti p :

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}.$$

Speciálně foton má klidovou hmotnost rovnu nule

$$E = pc.$$

Zároveň lze jeho energii vyjádřit prostřednictvím jeho frekvence

$$E = hf.$$

Jeho hybnost, vyjádřená prostřednictvím frekvence, je

$$p = E/c = hf/c.$$

Energie fotonu a elektronu před srážkou se bude rovnat celkové energii fotonu a elektronu po srážce:

$$hf_1 + m_0 c^2 = hf_2 + \sqrt{m_0^2 c^4 + p_2^2 c^2},$$

kde f_1 je frekvence fotonu před srážkou, f_2 je frekvence fotonu po srážce, m_0 je klidová hmotnost elektronu a p_2 je jeho hybnost po srážce. (Hybnost elektronu před srážkou je zanedbatelná, $p_1 \approx 0$.)

Podobně hybnost fotonu před srážkou se bude rovnat celkové hybnosti fotonu a elektronu po srážce. Hybnost je vektorová veličina, budeme ji proto vyjadřovat v kartézských souřadnicích. S počátečním pohybem fotonu ztotožníme osu x . Pro celkovou hybnost vzhledem k ose x musí platit zákon zachování

$$\frac{hf_1}{c} = \frac{hf_2}{c} \cos(\varphi) + p_2 \cos(\psi).$$

Úhly φ (pro foton) a ψ (pro elektron) jsou brány od osy x . Hybnost soustavy ve směru osy y byla před srážkou nulová, bude pak nulová i po srážce,

$$\frac{hf_2}{c} \sin(\varphi) + p_2 \sin(\psi) = 0.$$

Z předchozích tří rovnic a po eliminaci úhlu ψ dostaneme po úpravách vztah

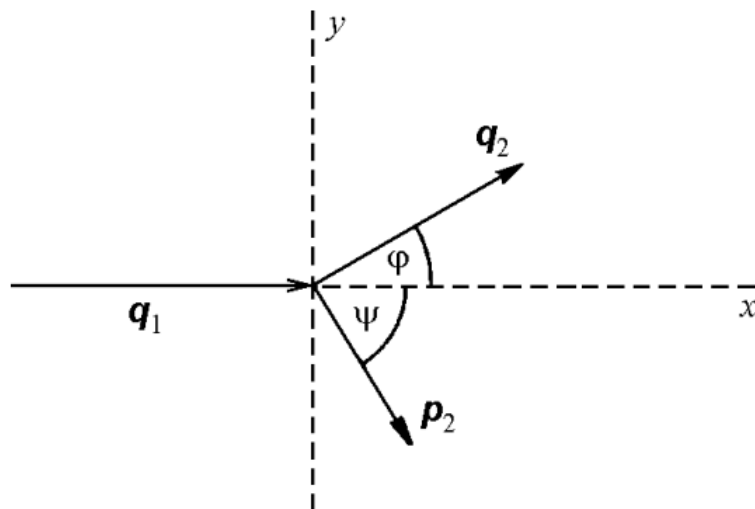
$$f_1 - f_2 = \frac{2h}{mc^2} f_1 f_2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right).$$

Použijeme ještě vztah $f = c/\lambda$ a dostaneme

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda = 2 \frac{h}{mc} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right),$$

kde h/mc je naše konstanta Λ .

Comptonův rozptyl ještě více potvrdil správnost koncepce elektromagnetických kvant [14].



Obrázek 15 Znáornění Comptonova rozptylu. Převzato z:
https://zona.fmph.uniba.sk/fileadmin/fmfi/sluzby/elektronicke_studijne_materialy/o_atomoch.pdf

6. Staré kvantové teorie

6.1. Bohrov model atomu

Niels Bohr (1885 - 1962) roku 1913 zveřejnil svůj pohled na strukturu atomu. Bohr souhlasil s Rutherfordovým planetárním modelem atomu, nepochyboval o existenci jádra. Musel se ale vypořádat s jeho nedostatky, hlavně s jeho nestabilitou (proč se elektrony nezhroutí do jádra, do kterého jsou Coulombovskou silou přitahovány). Bohr svým modelem spojil Rutherfordův model atomu (s Rutherfordem i pracoval) a Planckovu kvantovou hypotézu.

Bohr formuloval pro atom vodíku tyto postuláty:

- 1. Elektron může být jen na takových kruhových drahách, na kterých se jeho moment hybnosti

$$L = m_e r v,$$

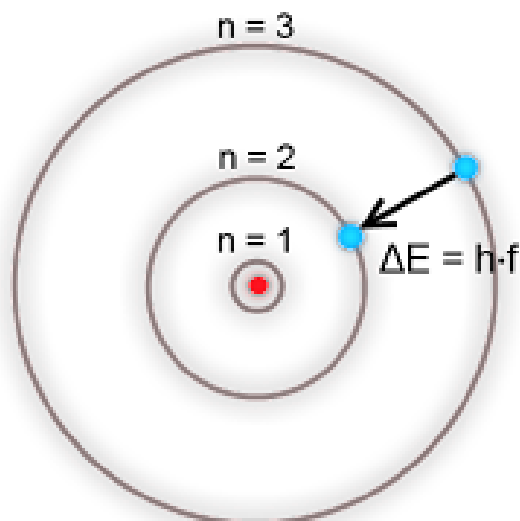
kde m_e je hmotnost elektronu, v je jeho rychlost a r je vzdálenost od jádra, rovná celistvému násobku redukované Planckovy konstanty:

$$L = m_e r v = n \hbar,$$

kde n je přirozené číslo (Bohrova podmínka pro kvantování kruhových drah).

- 2. Na drahách zmíněných v prvním postulátu elektron nevyzařuje energii. Tomuto stavu elektronu se říká stacionární.
- 3. Při přechodu elektronu mezi energetickými stavy o energiích $E_{poč}$ a E_{kon} . je příslušný rozdíl energií roven kvantu elektromagnetického záření o frekvenci f , které elektron vyzáří nebo absorbuje:

$$\Delta E = |E_{poč} - E_{kon}| = hf \text{ [16].}$$



Obrázek 16 Znáznornění Bohrova modelu atomu. Převzato z:
<https://sites.google.com/site/fyzika007/fyzika-mikrosveta/modely-atomua>

První Bohrův postulát

$$mrv = n\hbar$$

zkombinujeme se vztahem pro kruhový pohyb, který jsme zmínili u Rutherfordova modelu atomu:

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2}$$

Pro každé $n = 1, 2, 3, \dots$ nám z těchto dvou rovnic vyjdou vztahy pro poloměr

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} \cdot n^2 \text{ (případně } r_n = \frac{\epsilon_0\hbar^2}{\pi m_e e^2} \cdot n^2)$$

a rychlost

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} \cdot \frac{1}{n} \text{ (případně } v_n = \frac{e^2}{2\epsilon_0\hbar} \cdot \frac{1}{n}) \text{ [25].}$$

Speciálně pro $n = 1$ dostáváme takzvaný Bohrův poloměr atomu vodíku

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m.}$$

Na tomto poloměru má elektron zároveň nejmenší energii, jde o základní stav. Ve stavu s nejnižší energií se elektron nachází v atomu vodíku nejpravděpodobněji [26].

Pro kinetickou energii elektronu atomu vodíku platí

$$E_k = \frac{1}{2} m_e v^2,$$

kde m_e je hmotnost elektronu a v je jeho rychlost.

Elektron o náboji $Q_1 = -e$ se pohybuje v okolí kladně nabitého jádra o náboji $Q_2 = +e$. Potenciální energie elektronu ve vzdálenosti r od jádra se určí ze známého vztahu z elektrostatiky:

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_1 Q_2}{r} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}.$$

Pro celkovou energii elektronu pak platí

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2} m_e v^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}.$$

Dosadíme výše uvedené vztahy pro rychlost v_n a poloměr r_n a dostaneme

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot 2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

Celková energie elektronu vázaného k jádru je záporná. Pro $r \rightarrow \infty$ by potenciální energie elektronu byla rovna nule a jeho kinetická energie by byla nezáporná. Elektron, jehož celková energie je nezáporná, je odtržený od jádra.

Bohrovy předpoklady byly v rozporu s elektrodynamikou, avšak dokázaly vysvětlit experimentální fakta. Například vysvětlovaly nespojitě atomové spektrum, vyzařované plyny, zmíněné v kapitole 3.

Upravme poněkud Rydbergův vztah

$$f = c \frac{1}{\lambda} = cR \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = \frac{cR}{n^2} - \frac{cR}{m^2}.$$

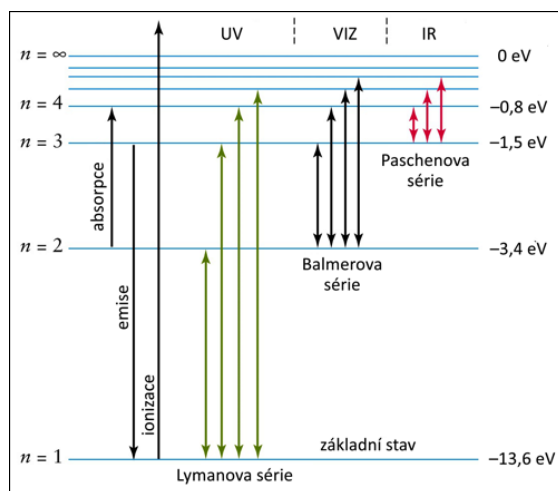
Frekvence každé čáry se dá vyjádřit rozdílem dvou členů. Podle Bohra je emise každé spektrální čáry vodíku způsobena přechodem vodíku ze stavu o větší energii do stavu o menší energii. Tato energie je kvantována a frekvenci těchto kvant můžeme vyjádřit pomocí vztahu $f = \frac{E}{h}$ jako

$$f = \frac{E_{poč}}{h} - \frac{E_{kon}}{h}.$$

Ještě si musíme uvědomit, že ve vztahu $f = \frac{E_{poč}}{h} - \frac{E_{kon}}{h}$ se odečítají dvě záporná čísla (energie elektronu v atomu vodíku je záporná) a ve vztahu $f = \frac{cR}{n^2} - \frac{cR}{m^2}$ se odečítají dvě kladná čísla. Abychom mohli tyto dva vztahy porovnat, použijeme zápis $f = \left(-\frac{cR}{m^2} \right) - \left(-\frac{cR}{n^2} \right)$ a dostaneme

$$E_{poč} \equiv E_m = -\frac{hcR}{m^2} \text{ a } E_{kon} \equiv E_n = -\frac{hcR}{n^2}.$$

Pro energii každého stavu n tak platí $E_n = -\frac{hcR}{n^2}$.



Obrázek 17 Energie stacionárních stavů atomu vodíku a jejich souvislost se spektrálními sériemi. Převzato z: https://www.aldebaran.cz/bulletin/2016_32_ryd.php

Bohr pak teoreticky odvodil Rydbergovu konstantu pomocí vztahů

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot 2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

a

$$E_n = -\frac{hcR}{n^2}$$

jako

$$R = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c}$$

Číselně pak konstanta podle tohoto vztahu vychází $R = 1,09737318 \cdot 10^7 \text{m}^{-1}$. Je velmi podobná experimentálně zjištěné Rydbergově konstantě, což bylo pro Bohra velkým úspěchem (ohromil i Alberta Einsteina) [16].

Bohrův model atomu vodíku byl velkým skokem pro pochopení atomu. Bohužel nebyl, stejně jako jeho předchozí modely, dokonalý:

- Klasickou fyzikou byly popsány oběžné dráhy, tedy poloměr, rychlost..., jejichž hodnoty jsou v této fyzice ze své podstaty spojité. Dodatečnou kvantovací podmínkou vyjádříme povolené hodnoty pro stacionární stavy $n = 1, 2, 3 \dots$. Energie těchto stacionárních stavů je vyjádřena klasickou fyzikou a přechod mezi hladinami energií je popsán kvantově. Jinak řečeno, Bohrův model atomu vodíku je směsicí klasických a kvantových představ. Nebyla vytvořena žádná „nová fyzika“.
- Stabilita oběžných drah je jen postulována, není nijak zdůvodněna.
- Pro jiné atomy než pro vodík nedává Bohrův model atomu správné výsledky.

- Rutherford Bohrovi vytkl, že elektron, který chce přejít ze stavu o energii vyšší do stavu o energii nižší, by musel při svém přechodu předem „vědět“, na jakou hladinu přechází, aby už během přechodu mohl vyzařovat kvantum o správné frekvenci. Bohr sice tvrdil, že cíl elektronu je vybrán pravděpodobnostně, ale na svém modelu to nemohl dokázat [16].



Obrázek 18 Niels Bohr. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Niels_Bohr

6.2. Korpuskulárně-vlnový dualismus Louis de Broglieho

U experimentů, které vedly ke kvantování energie, jsme si ukázali, že foton se může chovat jako částice. My však víme, že se chová i jako vlna (interference vlnění, difrakce...). Pro energii fotonu platí

$$E = hf$$

a pro hybnost

$$p = \frac{h}{\lambda}.$$

Louis de Broglie (1892 - 1987) přišel roku 1924 s názorem, že by tyto vztahy nemusely platit jen pro fotony (nulová klidová hmotnost), ale pro všechny částice (nenulová klidová hmotnost). Energie částice lze psát jako

$$E = hf$$

a hybnost jako

$$p = \frac{h}{\lambda}.$$

Frekvence je pak

$$f = \frac{E}{h}$$

a vlnová délka

$$\lambda = \frac{h}{p}.$$

Nerelativistická kinetická energie se dá vyjádřit jako

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}$$

a pokud z tohoto vztahu vyjádříme hybnost a dosadíme do

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

získáme vztah pro vlnovou délku

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE_k}}.$$

Energie a hybnost určují stav částice, frekvence a vlnová délka stav vlny.

Vrátíme se nyní k Bohrovu postulátu

$$L = mvr = n\hbar.$$

Bohrovu kruhovou dráhu nahradíme stojatou vlnou. Pro stojatou vlnu musí platit, že obvod kružnice je roven celočíselnému násobku vlnové délky

$$2\pi r = n\lambda.$$

Za vlnovou délku pak dosadíme

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

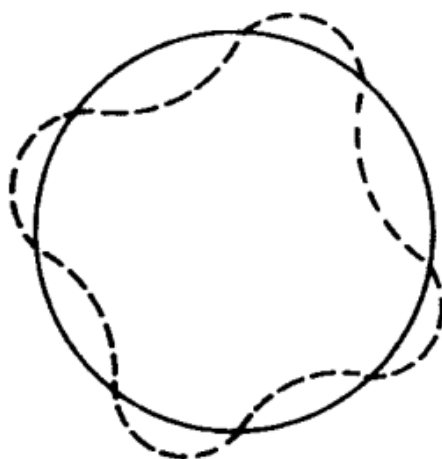
a dostaneme

$$2\pi r = n \frac{h}{mv}$$

a po úpravě

$$mvr = n \cdot \frac{h}{2\pi} = n\hbar,$$

což odpovídá Bohrovu postulátu. Kvantovým stavům $n = 1, 2, 3 \dots$ odpovídají stojaté de Broglieho vlny. Bohrov model atomu měl o něco pevnější základ, protože nyní byl podpořen de Broglieho koncepcí částicově-vlnového dualismu, který byl později dokázán experimenty, avšak až po vzniku moderní kvantové fyziky, kdy byla de Broglieova koncepce již překonána [6.8.].



Obrázek 19 Schéma stojaté vlny pro $n = 4$ ve vztahu $2\pi r = n\lambda$. Převzato z: https://zona.fmph.uniba.sk/fileadmin/fmfi/sluzby/elektronicke_studijne_materialy/o_atomoch.pdf

Clinton Joseph Davisson (1881 - 1958) s Lester Halbert Germer (1896 - 1971) a se zhostili cíle Loui de Broglieho hypotézu potvrdit experimentálně. Dokázali, že elektron má skutečně vlnové vlastnosti. Ze zdroje napětím urychlené elektrony dopadaly na monokrystal niklu, rozptýlily se o úhel φ a poté byli detekovány. Davisson a Germer hledali interferenční maxima, což by odpovídalo difrakci u elektromagnetických vln. Pro interferenční maxima platí podle Braggovy podmínky: Pokud je dráhový rozdíl záření odraženého od sousedních vrstev atomů v mřížce krystalu násobkem jeho vlnové délky, nastane interferenční maximum,

$$\Delta s = 2b \sin(\varphi) = k\lambda ,$$

kde Δs je dráhový rozdíl, b je mřížková konstanta (pro nás vzdálenost atomů krystalu) a k je řád interferenčního maxima. V experimentu pak zjistili úhly φ odpovídající maximům. Pro vlnovou délku pak platilo

$$\lambda = \frac{2b \sin(\varphi)}{k} .$$

Urychlené elektrony mají kinetickou energii

$$E_k = \frac{1}{2} m_e v^2 = eU$$

a tedy pro jejich rychlost platí

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} .$$

Pokud tento vztah použijeme na vztah z de Broglieho hypotézy

$$\lambda = \frac{h}{m_e v} ,$$

získáme vlnovou délku de Broglieho vlny

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2eUm_e}}.$$

Když se do tohoto vztahu dosadily naměřené hodnoty úhlů a napětí a porovnal se s teoreticky předpovězenými hodnotami pro vlnovou délku ve vztahu

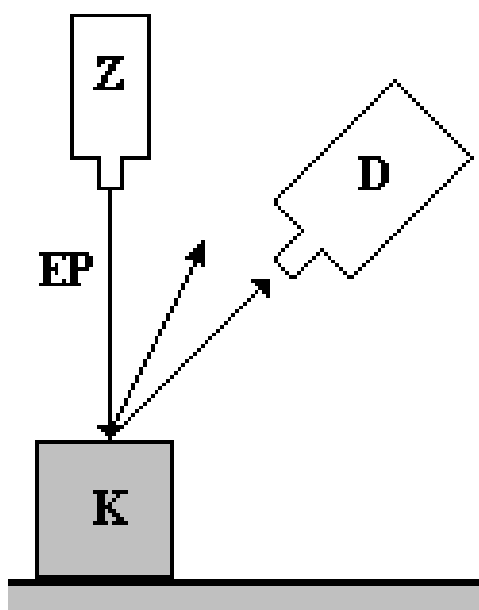
$$\lambda = \frac{2b \sin(\varphi)}{k},$$

tak byla nalezena závislost úhlu φ (z druhého vztahu) na urychlujícím napětí U (z prvního vztahu)

$$\varphi = \sin^{-1} \frac{hk}{2b\sqrt{2eUm_e}}.$$

Dualismus vlna-částice byl dokázán [27].

Vlnové délky hmotných částic jsou velmi malé. To je také důvod, proč nebyly vlnové vlastnosti částic pozorovány dříve, např. difrakce nastává na překážkách o velikostech přibližně rovných vlnové délce. Experimenty s difrakcí byly velmi obtížné.



Obrázek 20 Schéma Davisson-Germerova experimentu. Z – zdroj, EP – proud elektronů, K – krystal, D – detektor. Převzato z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/728-de-broglieho-hypoteza>



Obrázek 21 Louis de Broglie. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Louis_de_Broglie

7. Schrödingerova vlnová mechanika

Ve vlnové optice jste si jistě říkali o Youngově experimentu. Jednalo se o difrakci světla na dvouštěrbíně a vznik interferenčního obrazce. Použijme tento experiment na elektrony. Když na dvouštěrbínu budeme posílat elektrony, vytvoří po čase na desce za dvouštěrbínou interferenční obrazec. Jde o analogii Davissonova-Germerova experimentu. Elektron není klasickou částicí. Avšak každý jeden elektron vytvoří na desce vždy jen jeden bod (bod dopadu), nevytvoří spojitý obrazec. Elektron není ani klasickou vlnou [14].

7.1. Schrödingerova rovnice

Tyto výsledky byly vysvětleny pravděpodobnostní interpretací komplexní vlnové funkce $\psi(r, t)$, což je vlnová funkce popisující kvantový stav mikročástice. Vlnová funkce musí splňovat Schrödingerovu rovnici. Pro intenzitu této vlny platí

$$I(r, t) = |\psi(r, t)|^2 .$$

Intenzita je úměrná pravděpodobnosti dopadu elektronu v okolí bodu r v čase t . Dále výraz

$$dP = |\psi(r, t)|^2 dV$$

říká, jaká je pravděpodobnost najít elektron v čase t v malém objemu dV v okolí bodu $r = [x, y, z]$. Dalo by se říci, že to, co se vlastně vlní, jsou amplitudy pravděpodobností dopadu elektronu v daném místě. Interferenční obrazec vytvořený elektrony odpovídá rozložení pravděpodobnosti dopadu elektronu. Toto pravděpodobnostní pojetí se naprosto vymyká klasické fyzice, která je deterministická.

Erwin Schrödinger (1887 - 1961) roku 1926 sestavil Schrödingerovu rovnici a položil základy kvantové mechaniky. Pohybovou rovnicí je časová Schrödingerova rovnice. Časová Schrödingerova rovnice má v jedné dimenzi x tvar

$$i\hbar \cdot \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} + V(x)\psi(x, t)$$

a

$$i\hbar \cdot \frac{\partial \psi(x, y, z, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi(x, y, z, t) + V(x, y, z)\psi(x, y, z, t)$$

ve třech rozměrech, kde i je imaginární jednotka ($i^2 = -1$), \hbar je redukováná Planckova konstanta, m je hmotnost částice, $\psi(x, y, z, t)$ je vlnová funkce a $V(x, y, z)$ je potenciální energie pole, ve kterém se částice nachází. Bezčasová (stacionární)

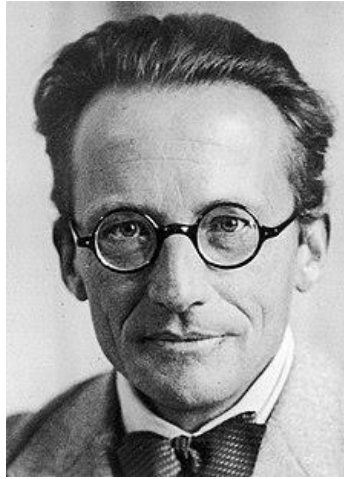
Schrödingerova rovnice pak určuje stacionární stavy n částice o energiích E_n , která má pro jeden rozměr tvar

$$E_n u_n(x) = -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2 u_n}{dx^2} + V(x) u_n(x)$$

a pro tři rozměry tvar

$$E u(x, y, z) = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u(x, y, z) + V(x, y, z) u(x, y, z),$$

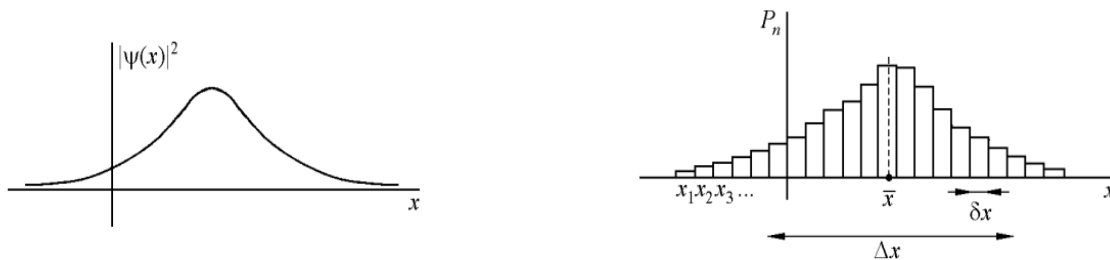
kde funkce u_n vyjadřuje tvar stojaté vlny. Výraz $\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$ můžeme nahradit Laplaceovým operátorem Δ .



Obrázek 22 Erwin Schrödinger. Převzato z:
https://cs.wikipedia.org/wiki/Erwin_Schr%C3%B6dinger

7.2. Princip neurčitosti

V kvantové fyzice se poloha ani hybnost nedá u částice tak jednoznačně určit jako třeba u hmotného bodu v klasické fyzice. Představme si částici, která se pohybuje po ose x . Popisuje ji vlnová funkce $\psi(x)$. Nechť má $|\psi(x)|^2$ tvar křivky na obrázku 23 nalevo. Obrázek pak ukazuje, jak se určitý integrál (vlevo) převádí na Riemannovu sumu (vpravo). Na obrázku je vidět i Δx , což je šířka rozdělení. Je to interval, na kterém se součet pravděpodobností rovná námi zvolenému číslu (od nuly do jedničky). Dále \bar{x} je střední poloha částice. Hybnost částice by také měla podobně rozložené pravděpodobnosti a měla by své Δp a \bar{p} .



Obrázek 23 Tvar křivky a pravděpodobnosti. Převzato z:

https://zona.fmph.uniba.sk/fileadmin/fmfi/sluzby/elektronicke_studijne_materialy/o_atomoch.pdf

Poloha ani hybnost částice nejsou přesně určeny. Vidíme jen rozložení pravděpodobnosti pro tyto veličiny. Δx a Δp jsou vlastně mírou nepřesnosti jednotlivých veličin. Werner Heisenberg (1901 - 1976) roku 1927 formuloval takzvaný princip neurčitosti. Podle něj platí

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}.$$

Tento výrok můžeme vztáhnout i k fyzikálnímu stavu částice: Čím přesněji bude částice v prostoru lokalizována, tím neurčitější bude její hybnost, a naopak [14].

7.3. Kolaps vlnové funkce

V klasické fyzice se pracuje s jevy, které jsou determinovány, a dá se teoreticky předpokládat jejich průběh. Vzpomeňme si například na vrhy. Z počátečních parametrů (velikost počáteční rychlosti, její směr, původní poloha bodu...) je možné zjistit, kde bude hmotný bod v určitém čase. V kvantové fyzice se s vlnovou funkcí tak jednoduše pracovat nedá.

Vlnová funkce vyjadřuje všechny možnosti chování mikročástice a předpovídá je. Zpětně pak určuje i historii tohoto chování a je tedy deterministická. Co se ale stane, když začneme s měřením? Mikročástici nalezneme na jednom konkrétním místě (Youngův pokus s elektrony na začátku kapitoly – jeden bod na stínítku). To znamená, že všechny možnosti nalezení byly redukovány na jednu jedinou možnost a vlnová funkce se musela změnit. Tato změna se nazývá kolaps vlnové funkce.

Pokud neměříme, je vývoj vlnové funkce deterministický, a pokud měříme, není. Kolaps vlnové funkce v průběhu měření se ze Schrödingerovy rovnice nedá určit [28].

slavným příkladem kolapsu vlnové funkce je myšlený experiment se Schrödingerovou kočkou. Kočka je zavřená v krabici, ve které je jed, který se vypustí a zabije kočku, jen když zařízení uvnitř krabice zaznamená rozpad atomu radioaktivního prvku. Lze předpovědět jen pravděpodobnost rozpadu tohoto prvku. Stav kočky v krabici představuje vlnovou funkci, která může mít dva kvantové stavy (živá a mrtvá

kočka) a obsahuje obě tyto možnosti. Kočka je až do otevření krabice živá i mrtvá zároveň, je v superpozici stavů, což není podle klasické fyziky možné (připouští pouze jeden stav). Jakmile krabici otevřeme (provedeme měření), nastane kolaps vlnové funkce do stavu „kočka živá“ nebo do stavu „kočka mrtvá“ [29].

Experimenty na přelomu tisíciletí ukázaly, že superpozice stavů u mikrosystémů (mikročásteček) je stabilní. S rostoucími rozměry (stupni volnosti) systému dochází stále pravděpodobněji k tzv. dekoherenci (rozpad superpozice) a systém se začne chovat klasicky. Tím byl paradox Schrödingerovy kočky vyřešen.

8. Elektronový obal atomu

Elektronový obal atomu popisuje elektronová konfigurace. Až do de Broglieho hypotézy nám stačila představa, že se elektrony pohybují po kruhových drahách. U Schrödingerovy vlnové mechaniky jsme si řekli, že poloha mikročástic, tedy i elektronů, není přesně určena. Kruhová dráha rozhodně není pro popis elektronového obalu vhodná. Budeme muset použít takzvané orbitaly. To je prostor, ve kterém se s velkou pravděpodobností elektron nachází. Orbitaly jsou popsány kvantovými čísly, která jsou parametry Schrödingerovy rovnice.

8.1. Kvantová čísla

Před samotnou elektronovou konfigurací se seznámíme s kvantovými čísly.

Hlavní kvantové číslo n vyjadřuje energetickou slupku a velikost orbitalů na této slupce. Nabývá celočíselných hodnot větších než nula $n = 1, 2, 3 \dots$ (teoreticky jdoucí do nekonečna, prakticky do sedmi). Slupky se někdy značí velkými tiskacími písmeny počínaje písmenem K ($n = 1$), značení pak pokračuje abecedně. Větší n odpovídá větší energii. Největší n mají v atomu valenční elektrony. Elektrony se stejným n tvoří elektronovou slupku.

Příklad: Pro energii elektronu v atomu vodíku platí vztah

$$E = -\frac{m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot 2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

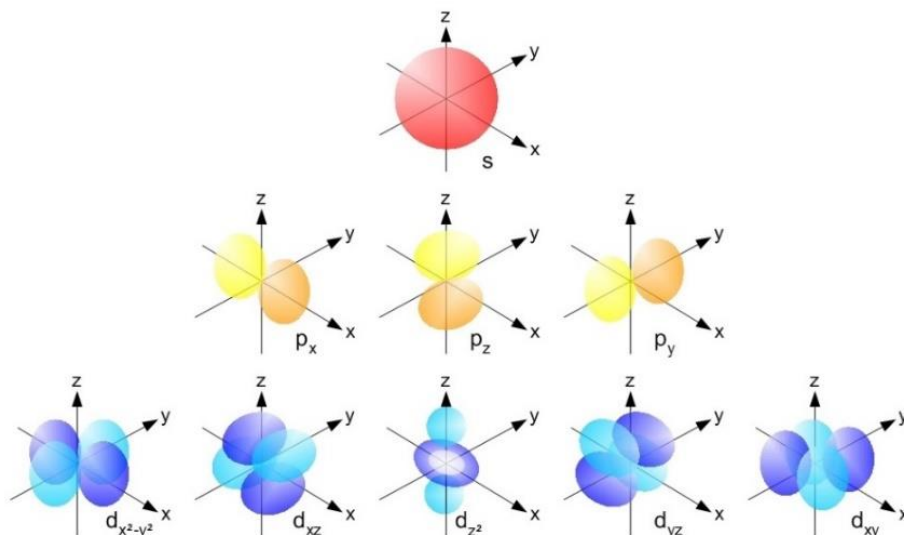
Vedlejší kvantové číslo l také z části vyjadřuje energii orbitalu, a také jeho tvar. Nabývá celočíselných hodnot $0 \leq l \leq (n - 1)$. Někdy se značí malými tiskacími písmeny (od $l = 0$ po $l = 6$, což jsou nejčastější hodnoty l): s, p, d, f, g, h, i. Například značení orbitalu 4s znamená, že má hlavní kvantové číslo $n = 4$ a vedlejší kvantové číslo $l = 0$. Orbitaly, které mají stejné hodnoty n i l , jsou na stejné energetické hladině (mají stejnou energii). Toto platí jen přibližně, jemná a hyperjemná struktura spektrálních čar závisí na dalších kvantových číslech [30].

Pro velikost momentu hybnosti elektronu platí vztah

$$L = \hbar\sqrt{l(l+1)} \text{ [31].}$$

Tomuto momentu hybnosti se také říká orbitální. Porovnejme tento vztah s podmínkou u Bohrova modelu atomu vodíku $L = \hbar n$, která, ač nesprávná, přesto vedla ke správné předpovědi energie u vodíku.

Magnetické kvantové číslo m určuje, jak je orbital orientován v prostoru. Nabývá celočíselných hodnot, pro která platí $-l \leq m \leq l$. Celkem jich je $(2l + 1)$ a to je počet orientací orbitalu v prostoru. Například orbital typu p ($l = 1$) má tři možné orientace. Orbitaly na stejné energetické hladině (stejně n i l), které se odlišují v magnetickém čísle, se nazývají degenerované [30].



Obrázek 24 Příkladů tvarů orbitalů a jejich orientací. Převzato z: <https://x-spectrum.de/our-company-our-services/casestudies/orbital-imaging/>

Spinové kvantové číslo s nevyplývá se Schrödingerovy rovnice a popisuje vnitřní stav elektronu (vlastní moment hybnosti částice). Jeho jednotkou je redukovaná Planckova konstanta \hbar . s pak udává násobek \hbar [30,32]. U elektronu nabývá jediné hodnoty $s = \frac{1}{2}$. Tomu odpovídá velikost spinu elektronu

$$S = \hbar\sqrt{s(s + 1)} = \hbar\sqrt{3/4} \quad [31].$$

Projekci spinu do směru osy z udává spinové magnetické číslo $m_s = \pm 1/2$:

$$S_z = m_s \hbar = \pm \frac{\hbar}{2}.$$

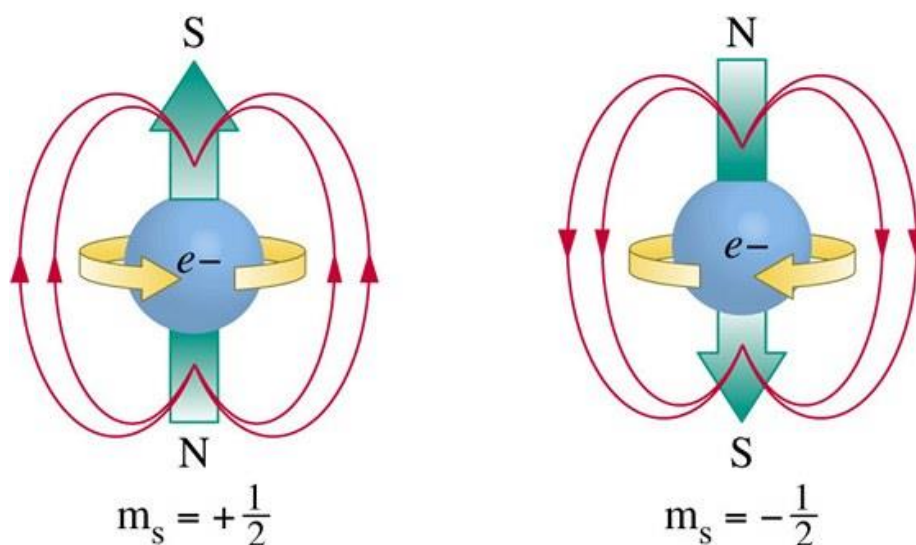
Elektron je nabitá částice. Proto momentu hybnosti S přísluší i magnetický moment μ_s , zvaný spinový magnetický moment. Je dán vztahem

$$\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{e}{m_e} \mathbf{S}.$$

Jeho projekce na osu z je dána vztahem

$$\mu_{sz} = -\frac{e}{m_e} S_z = \pm \frac{e\hbar}{2m_e}.$$

Spinový magnetický moment může být orientován dvojím způsobem, což je znázorněno na obrázku 25 (spin „nahoru“ a „dolů“) [33].



Obrázek 25 Spinový magnetický moment. Převzato z: https://www.idnes.cz/zpravy/archiv/cely-svet-hleda-zazracnou-soucastku-ktera-zmeni-pocitace.A110412_115234_kavarna_chu

Výsledný magnetický moment atomu je vektorovým součtem orbitálních a spinových magnetických momentů všech elektronů. Orbitální magnetické momenty elektronů se často v atomu vyruší kvůli odlišné prostorové orientaci momentu hybnosti elektronů. U spárovaných elektronů v jednom orbitalu se vyruší i spinové momenty a výsledný magnetický moment částice bez přítomnosti magnetického pole je nulový [33].

Se spinem souvisí experiment Otto Sterna (1888 - 1969) a Walthera Gerlacha (1889 - 1979) z roku 1922. Představme si pravoúhlé osy x, y, z . Osy x a y budou vodorovné, osa z bude svislá. Svazek atomů (atomy jsou elektricky neutrální, na elektron by působila Lorentzova síla) má směr osy y a nehomogenní magnetické pole, do kterého svazek vstupuje, má směr osy z . V experimentu bylo použito původně stříbro, protože potřebujeme atom, ve kterém jsou veškeré magnetické momenty (orbitální, spinové) navzájem vykompenzovány až na magnetický spinový moment jediného elektronu. Pro magnetický moment elektronu o platí

$$\mu_{sz} = \pm \frac{e\hbar}{2m_e}.$$

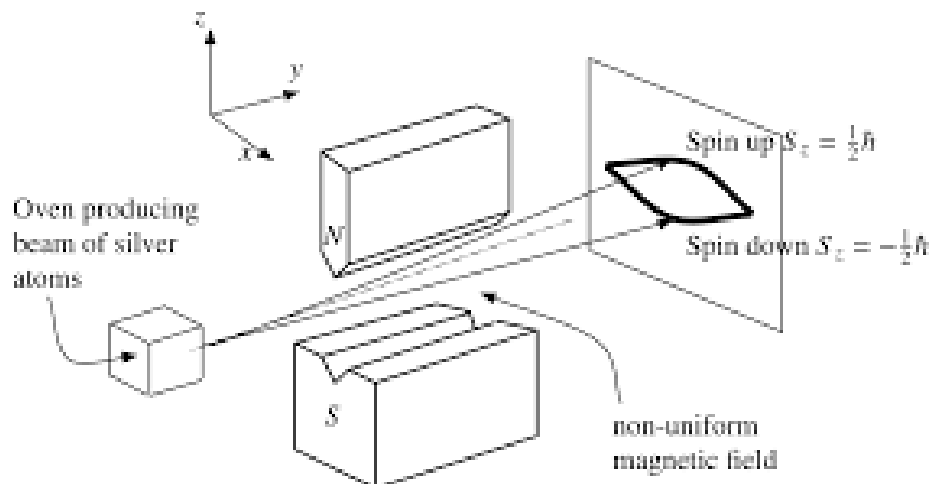
Pro potenciální energii částice v magnetickém poli platí

$$U = -\mu B,$$

kde B je magnetická indukce. Síla působící na elektron je pak

$$F = -\frac{\partial U}{\partial z} = \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z}.$$

Z-ový index vyjadřuje z-ovou složku veličiny. Orientace síly závisí na orientaci magnetického momentu. Svazek se proto podle orientace spinu „nahoru“ nebo „dolů“ rozdělí na dva. (Kdyby bylo nehomogenní pole např. ve směru osy x , původní svazek se rozdělí na svazek „vlevo“ a „vpravo“.) Na stínítku vzniknou dvě maxima [34].



Obrázek 26 Schéma Stern-Gerlachova pokusu. Převzato z: https://lide.uhk.cz/prf/ucitel/lipovji1/teaching/smf1zs16-17/sternuv-gerlachuv_experiment.pdf

Bylo tak prokázáno, že magnetický kvantový moment je kvantován a s ním i související prostorová orientace momentu hybnosti (dříve zvané jako prostorové kvantování). Jinak by na stínítku nevznikly jen diskrétní maxima ale i spojité spektrum mezi maximy. Do této doby se také myslelo, že atomy, které mají celkový orbitální moment hybnosti roven nule, budou mít i celkový magnetický moment hybnosti roven nule. Experimenty s atomy, které měli nulový orbitální moment hybnosti (např. stříbro, sodík, draslík...) se zjistilo, že tomu tak vždy není. Vše bylo později vysvětleno vlastním magnetickým momentem elektronu [35].

U molekul souvisí orbitály (molekulární orbitály) i s vazbami mezi atomy. Existují dva typy kovalentních vazeb, vazba sigma (σ -vazba) a vazba pí (π -vazba). σ -vazba má největší hustotu sdílených elektronů na spojnici jader. π -vazba má největší hustotu sdílených elektronů mimo spojnici jader. Jeden elektronový pár tvoří jednoduchou vazbu, většinou je to σ -vazba. Dva elektronové páry tvoří dvojnou vazbu a je to jedna σ -vazba a jedna π -vazba. Tři elektronové páry tvoří trojnou vazbu a je to jedna σ -vazba a dvě π -vazby [36].

8.2. Elektronová konfigurace

Orbitaly se dají schematicky značit pomocí rámečků (rámečkový diagram). Každý rámeček vyjadřuje jeden orbital. Rámečky se pak dávají dohromady do skupinek podle toho, kolik má daná skupina degenerovaných stavů (stavů se stejnou energií). Každý orbital typu s má jeden rámeček, protože má jen jeden degenerovaný orbital (jednu orientaci v prostoru) (takže $1s$, $2s$, $3s$... budou u sebe všechny mít jeden rámeček). Analogicky typ p má tři rámečky, typ d má pět, typ f má sedm atd. Do každého rámečku se pak šipkami znázorní až dva elektrony. Elektron se šipkou nahoru má jiný spin než elektron se šipkou dolů. Kdyby jich bylo více (nebo kdyby oba elektrony v jednom orbitalu měli stejný spin), tak by byl porušen Pauliho vylučovací princip (viz níže) [37].

Atomové orbitály nemůžeme zaplňovat libovolně. Pro výstavbu elektronového obalu (elektronová konfigurace) musíme dodržovat určitá pravidla:

- Každý atom bude mít takovou elektronovou konfiguraci, která odpovídá nejnižší možné energii.
- Pauliho vylučovací princip: Žádné elektrony v atomu nesmí být ve stejném kvantovém stavu, tedy nesmí mít stejná všechna kvantová čísla. Jinak řečeno, každý kvantový stav obsahuje buď jeden nebo žádný elektron. V jednom orbitalu daném kvantovými čísly n, l, m mohou být maximálně dva elektrony s opačným spinovým kvantovým číslem m_s . U znázornění pomocí rámečků to znamená, že v každém rámečku mohou být maximálně dvě šipky a pokud tam dvě šipky jsou, tak musí mít opačný směr.
- Madelungovo pravidlo: Orbitály se zaplňují v pořadí od nejmenšího součtu ($n + l$). To znamená, že například orbital $4s$ ($4 + 0 = 4$) se zaplňuje před orbitalem $3d$ ($3 + 2 = 5$) i přesto, že $4s$ má větší hlavní kvantové číslo. Je to proto, že stav $4s$ má menší energii než stav $3d$. Pokud se součet ($n + l$) u dvou orbitalů rovná, tak se nejdříve zaplní orbital s menším n . Uvedme si prvních několik orbitalů, jak by se postupně zaplňovaly podle Madelungova pravidla: $1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 3d, 4p, 5s, 4d, 5p, 6s, 4f, 5d, 6p, 7s, 5f, 6d, 7p$... [30].
- Hundovo pravidlo: Nejdříve se degenerované orbitály zaplní elektrony se stejnou orientací spinu. Až když jsou všechny degenerované orbitály zaplněny elektrony se stejným spinem, začínají se obsazovat elektrony se spinem opačným, vznikají elektronové páry. Ve značení orbitalů pomocí rámečků to znamená, že nejdříve vyplníme každý rámeček šipkami nahoru a až pak šipkami dolů [36].



Obrázek 27 Rámečkový diagram a znázornění Hundova pravidla. Převzato z: https://is.muni.cz/do/sci/UChem/um/chv/ch04_configurations.html

Základní stav atomu znamená, že elektrony vyplňují orbitály od nejnižší energie po nejvyšší. Pokud elektron získá energii a obsadí energeticky bohatší orbital místo orbitalu, ve kterém by měl být podle zmíněných pravidel, nachází se atom v excitovaném stavu. Přitom atom má tendenci vytvořit více nespárovaných elektronů. Při excitaci se elektron z orbitalu o nejvyšší energii, ve kterém byl ještě spárovaný, přesune do dalšího orbitalu, který byl dosud prázdný. V zobrazení orbitalů pomocí rámečků se to projeví tak, že se z posledního rámečku (o nejvyšší energii), který ještě má dvě šipky, přesune jedna šipka do dalšího rámečku, který byl dosud prázdný. Například bor má plně zaplněné orbitály 1s a 2s a má jeden elektron v orbitalu 2p. V excitovaném stavu bude mít bor plně zaplněný orbital 1s, jeden elektron bude v orbitalu 2s a dva elektrony v orbitalu 2p. Některé atomy mohou být excitovány i vícekrát [30].

Ukazuje se, že v periodické soustavě prvků hlavní kvantové číslo n pro valenční elektronovou vrstvu odpovídá periodě prvku v periodické soustavě prvků. Valenční vrstvu lze znázorněním pomocí rámečků poznat tak, že použijeme nejbližší předchozí vzácný plyn (nacházejí v 18. skupině periodické tabulky prvků). Pokud vynecháme elektronovou konfiguraci odpovídající vzácnému plynu, zbydou právě orbitály valenčních elektronů zkoumaného prvku. Například lithium má orbitály 1s (plně zaplněný) a 2s s jedním elektronem; předchozí vzácný plyn je helium, které má orbital 1s (plně zaplněný); Pokud zaplněný orbital 1s u lithia ignorujeme, zbude 2s, což je orbital s jedním elektronem. Můžeme pak psát každý prvek pomocí nejbližšího předchozího vzácného plynu zkráceným zápisem (např. Li [He] 2s).

Pro $n = 1$, tedy pro první periodu, máme $l = 0$ tedy orbital typu 1s. Tento orbital může být zaplněn jedním (vodík) nebo dvěma (helium) elektrony. Pro $n = 2$ máme $l = 0$, který má maximálně 2 elektrony, a $l = 1$ (orbital typu l je pomocí rámečků znázorněn 3 rámečky, v každém podle Pauliho vylučovacího principu maximálně dva elektrony). Dohromady může mít druhá elektronová vrstva, tedy 2s a 2p, maximálně 8 elektronů. Valenční vrstva prvků v této periodě má jeden až osm valenčních elektronů. V druhé periodě je opravdu osm prvků. Třetí perioda je analogická s druhou periodou. Čtvrtá perioda má valenční vrstvu z orbitalů 4s, 3d a 4p, u které se orbital 3d zaplňuje u takzvaných přechodných prvků (zaplňují předposlední orbital) také označované jako d-prvky (s-prvky a p-prvky se nazývají nepřechodné, zaplňují vždy poslední orbital). Orbital d nám přidá dalších deset možností, ve čtvrté periodě je celkem 18 prvků. Pátá

perioda je analogická se čtvrtou periodou. Šestá perioda má valenční vrstvu z orbitalů 6s, 4f, 5d a 6p. Orbital 5d odpovídá zaplňování u přechodných prvků. Orbital 4f se pak zaplňuje u vnitřně přechodných prvků (f-prvků), také zvaných lanthanoidy (podle lanthanu, který ještě patří do d-prvků). Orbital f nám přidává dalších 14 možností. V šesté periodě je tak 32 prvků. Sedmá perioda je analogická s šestou, její f-prvky se nazývají aktinoidy (podle aktinu, ještě patří do d-prvků). Je vidět, že d-prvky mají u svého valenčního d orbitalu číslo o jednu menší než je perioda, ve které se nachází, tedy $(n - 1)d$. f-prvky mají u svého valenčního f orbitalu číslo o dvě menší než je perioda, ve které se nachází, tedy $(n - 2)f$.

s-prvky jsou prvky, ve kterých se valenčními elektrony zaplňuje orbital typu s (valenční elektrony jsou v orbitalu typu s). Analogicky se označují p, d, f-prvky. Prvky se pak rozdělují v periodické soustavě do skupin (sloupců). Prvky ve stejné skupině mají v poslední (u d-prvků předposlední) vrstvě elektronového obalu stejný počet elektronů. Prvky ve stejných skupinách mají podobné chemické vlastnosti [37].

s-prvky se nacházejí v první a druhé skupině periodické soustavy prvků. p-prvky jsou ve třinácté až osmnácté skupině. Mezi nimi se ve třetí až dvanácté nacházejí d-prvky. f-prvky se nachází mimo tabulku a mají své vlastní skupiny (lanthanoidy a aktinoidy).

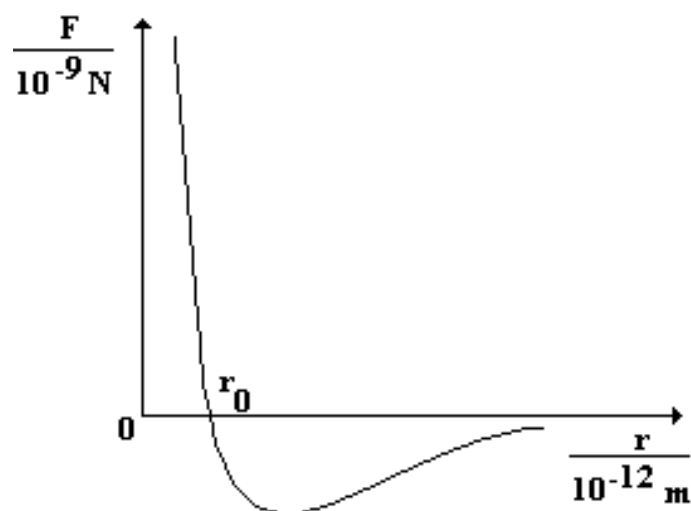
9. Vazby mezi atomy

Atomy se často vážou do systémů. Tímto systémem může být třeba molekula nebo pevná látka. Mezi atomy může vznikat vazba jen pokud jsou splněny dvě podmínky:

- Podmínka rovnováhy: Výslednice sil, které působí na každý atom v krystalu či molekule, musí být nulová. Atomy zaujmou rovnovážné polohy v takové konfiguraci, aby výslednice sil na každý atom byla nulová. Při vychýlení atomů z rovnovážné polohy na ně začnou působit síly, vracející je do rovnovážných poloh.
- Podmínka stability: Systém musí mít minimální energii.

Vázané systémy se z atomů tvoří pomocí elektromagnetické interakce, čímž mezi nimi vzniká vazba. Síly, kterými na sebe působí atomy v molekule, se nazývají vazebné síly.

Délka vazby je vzdálenost atomů v molekule. Pokud je vzdálenost atomů větší než délka vazby, převládají přitažlivé síly. Pokud je vzdálenost atomů menší než délka vazby, převládají odpudivé síly. Existuje vzdálenost R_0 taková, že účinky obou sil jsou vyrovnané (podmínka rovnováhy) [15].



Obrázek 28 Závislost velikosti výsledné síly na vzdálenosti částic. Převzato z:
<http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/563-vzajemne-pusobeni-castic-potencialni-energie-castic>

Vzájemné působení částic vede k tomu, že systém má potenciální energii. Když jsou atomy v rovnovážné poloze, říká se této energii vazebná. Odpovídá práci, kterou by vnější síly musely vykonat, aby zrušily vazby mezi atomy a rozložily molekulu na jednotlivé části [38].

Samotné atomy mají tendenci zaujímat stavy s co nejmenší energií a tedy s co největší stabilitou. Atomy jsou stabilnější, když je jejich valenční vrstva plně zaplněná elektrony. Atomy nemusejí mít na toto zaplnění dostatek vlastních elektronů, případně

jich mohou mít nadbytek. Chemické vazby jsou možnost, jak získat, ztratit nebo sdílet elektrony [39].

Vazby mají několik typů.

9.1. Iontová vazba

Pokud atom ztratí nebo získá elektron, aby byla jeho valenční vrstva plně zaplněna, vzniká iont. Atom, který o elektron přijde, se nazývá kation. Kationy jsou kladně nabitě. Atom, který elektron přijme, se nazývá anion. Aniony jsou záporně nabitě. Může být energeticky výhodné, že jeden atom elektron ztratí a druhý atom ten samý elektron přijme (přesun elektronu). Mezi opačně nabitými ionty vzniká iontová vazba.

Příkladem iontové vazby je vazba sodíku s chlorem. Sodík má ve valenční vrstvě jeden elektron, naopak chlor jich má sedm. Oba mají jako valenční orbitály 3s a 3p, které dohromady pojmu až 8 elektronů. Ve valenční vrstvě by nemusel být žádný elektron nebo osm elektronů. Pro sodík je lehčí jeden elektron ztratit, pro chlor získat. Sodík předá svůj elektron chloru a vznikne iontová vazba [39].

9.2. Kovalentní vazba

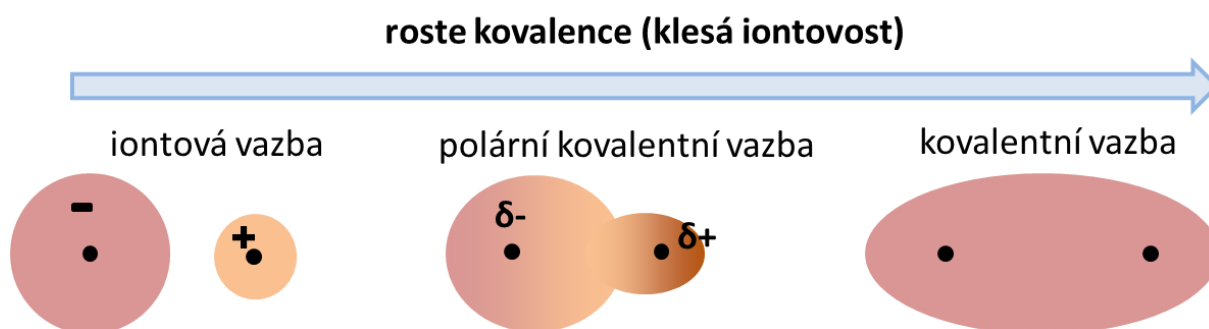
Pokud se elektrony mezi atomy společně sdílejí (ani jeden atom nepřijde o elektron), vzniká kovalentní vazba. Ta může být polární nebo nepolární. O polaritě rozhoduje vzájemná elektronegativita. Čím je atom elektronegativnější, tím více má tendenci přitahovat k sobě elektrony.

U polární kovalentní vazby jsou elektrony blíže k atomu o větší elektronegativitě. U elektronegativnějšího atomu vzniká záporný parciální náboj δ^- a u druhého atomu kladný parciální náboj δ^+ . Molekula nemá rovnoměrně rozložený náboj. Pokud je jeden atom o hodně elektronegativnější, vzniká iontová vazba.

Příkladem polární kovalentní vazby je vazba mezi kyslíkem a vodíkem v molekule vody. Elektronegativnější kyslík má záporný parciální náboj δ^- , u atomů vodíku je kladný parciální náboj δ^+ .

Nepolární kovalentní vazba vzniká mezi atomy, které mají stejnou nebo podobnou elektronegativitu. Sdílí elektrony rovnoměrně.

Příkladem nepolární kovalentní vazby jsou molekuly ze dvou stejných atomů, například dvouatomární kyslík [38].

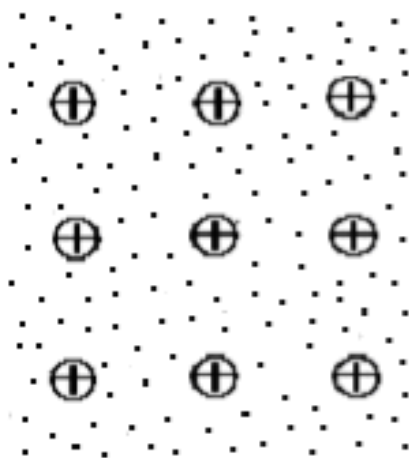


Obrázek 29 Znárodnění rozložení náboje u iontové (nalevo), polární (uprostřed) a nepolární (napravo) vazby. Převzato z: <https://e-learning.vscht.cz/mod/page/view.php?id=13069>

9.3. Kovová vazba

U kovové vazby se předpokládá, že jádra atomů jsou pevně ukotvená v mřížce a mezi nimi se volně pohybují volné elektrony, tvořící jakýsi elektronový plyn. Tyto volné elektrony zajišťují kovům jejich dobrou tepelnou a elektrickou vodivost. Kovová vazba je všesměrová.

Speciální kovovou vazbou je vazba kov-kov, která je kratší, pevnější a směrově specifická (existuje ve dvojici atomů) [40].

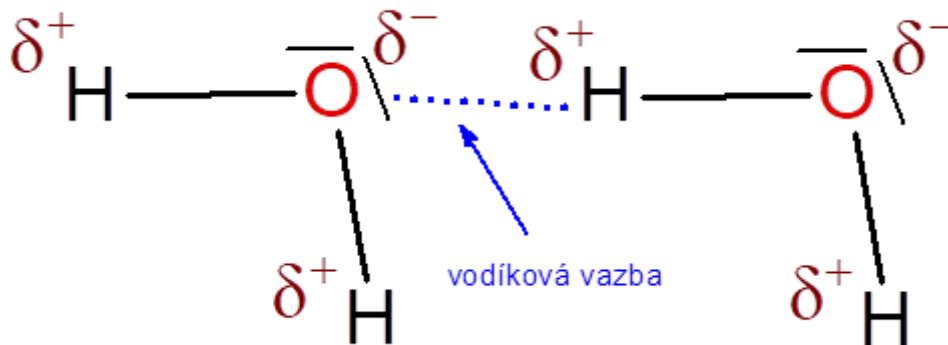


Obrázek 30 Znárodnění kovové vazby. Kladné ionty představují jádra a malé tečky volné elektrony. Převzato z: https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/pedf/js18/obecna_chemie/web/pages/18-kovova-vazba.html

9.4. Vodíková vazba

U polární kovalentní vazby jsme zmínili příklad s molekulou vody. Navíc ještě platí, že kladný parciální náboj vodíku jedné molekuly je přitahován k zápornému parciálnímu náboji kyslíku druhé molekuly. Mezi molekulami vzniká vodíková vazba. Ta je také známá jako vodíkový můstek. Obecně tyto vazby vznikají mezi molekulami, které mají polární kovalentní vazbu mezi vodíkem a elektronegativnějším prvkem.

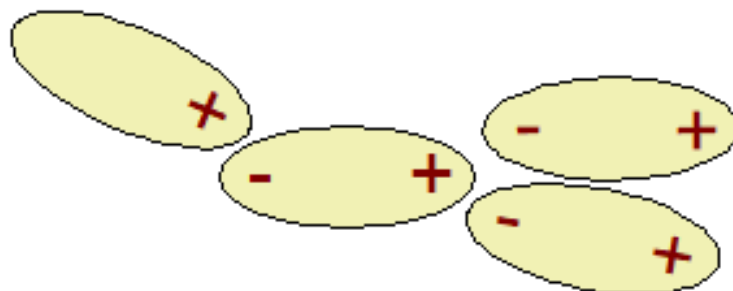
Vodíková vazba je slabší než kovalentní, přesto například u vody výrazně zvyšuje teplotu tání a varu [41].



Obrázek 31 Znárodnění vodíkové vazby. Převzato z:
http://chemie.gjn.cz/okruhy/5_5_2_Vodikovy_mustek.html

9.5. Van der Waalovy síly

- Interakce dipól-dipól: U polárních kovalentních vazeb vznikají z molekul elektrické dipóly (kladně nabitá část dipólu odpovídá kladnému parciálnímu náboji a naopak). Opačně nabitě konce molekul se přitahují a naopak.
- Interakce dipól-ion: Záporně nabitá část dipólu je přitahována ke kationu, kladná k anionu.
- Interakce dipól-indukovaný dipól: Vzniká mezi molekulou s polární kovalentní vazbou, která má permanentní dipól, a molekulou s nepolární kovalentní vazbou. Když se polární molekula přiblíží k nepolární, tak ji polarizuje (přesun elektronů) a také se zní stane dipól, který se nazývá indukovaný (vyvolaný). Interakce je pak podobná jako interakce dipól-dipól.
- Londonovy disperzní síly: U molekul s nestálým dipólem může díky okamžité nerovnoměrnosti v rozložení elektronů vzniknout dočasný dipól, které pak přitahují a odpuzují jiné dipóly [41].



Obrázek 32 Znárodnění dipólů. Převzato z:
http://chemie.gjn.cz/okruhy/5_5_1_Van_der_Waalovy_interakce.html

9.6. Molekulová spektra

U řešení Schrodingerovy rovnice pro molekuly se většinou používá Bornova-Oppenheimerova aproximace, což je přibližná metoda pro řešení časové a bezčasové Schrodingerovy rovnice pro systémy o více částicích, které mají velmi rozdílnou hmotnost [42].

Tato aproximace nám řešení kvantového systému rozdělí na Schrodingerovu rovnici elektronového systému (valenční elektrony) v poli nehybných jader a pohybovou rovnici pro jádra.

U energetického spektra molekuly se nejdříve spočte elektronové spektrum (dovolené energie elektronů, energetické hladiny) E_e . Iontové zbytky (atom bez valenční vrstvy elektronů) pak vykonávají vibrační (každý atom vibruje vzhledem k ostatním atomům) a rotační pohyby (molekula rotuje jako celek).

Pro celkovou energii molekuly platí

$$E = E_e + E_v + E_r ,$$

kde E_e je energie elektronového systému, E_v je vibrační energie molekuly a E_r je rotační energie molekuly [43].

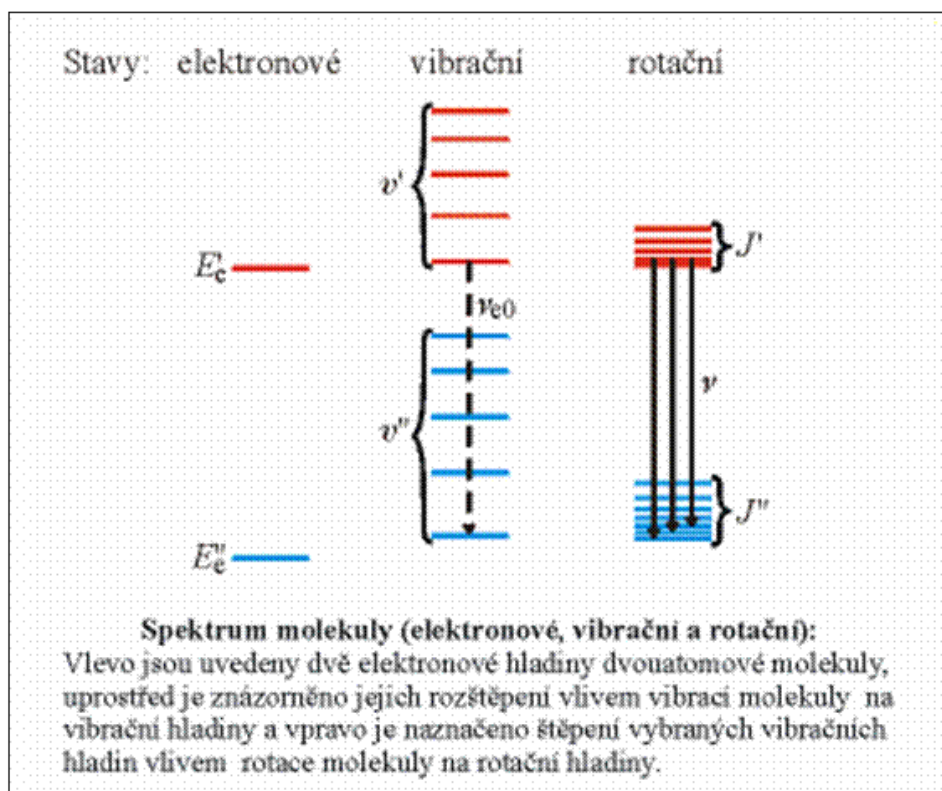
Vibrační i rotační energie mají určité dovolené energetické hladiny. Přechody mezi těmito hladinami jsou spojené s vyzářením nebo pohlcením fotonu, jsou kvantovány [44].

Kombinací elektronového, vibračního a rotačního spektra vznikne výsledné spektrum. Přibližně platí

$$\Delta E_e \gg \Delta E_v \gg \Delta E_r ,$$

kde ΔE_e je vzdálenost dvou sousedních čar elektronového spektra, ΔE_v je vzdálenost dvou sousedních čar vibračního spektra a ΔE_r je vzdálenost dvou sousedních čar rotačního spektra.

Elektronové hladiny se pak rozpadávají mezi jim blízké vibrační hladiny a ty se pak rozpadávají na blízké rotační hladiny. Dalo by se říci, že se energie elektronů „rozmazává“. Vzniká pásové spektrum [43].



Obrázek 33 Molekulová spektra. Převzato z: http://artemis.osu.cz/mmfyz/am/am_6_5.htm

10. Jádra atomů

10.1. Charakteristika jader atomů

Dosud jsme se zajímali o elektronový obal atomu. Nyní se podíváme na jeho jádro. O jádru atomu jsme se poprvé zmínili v kapitole o Rutherfordově modelu atomu, kde jsme si i ukázali, jaký je jeho poloměr (10^{-15} až 10^{-14} m).

Jádro se skládá z protonů a neutronů. Dohromady se nazývají nukleony. Protony nesou stejně velký elektrický náboj, jako je náboj elektronu (elementární náboj e), ale opačného znaménka, jsou kladně nabité. Neutrony jsou elektricky neutrální, ale mají magnetické vlastnosti. Jádro jako celek má kladný elektrický náboj [45].

Protonové číslo Z udává počet protonů v jádře, neutronové číslo N počet neutronů v jádře a nukleonové číslo A počet nukleonů v jádře. Platí

$$A = Z + N .$$

Jádro atomu se značí A_ZX , kde X je chemický vzorec prvku (podle protonového čísla). Prvek je látka složená z atomů o stejném protonovém čísle Z . Nuklidy jsou atomy s daným Z a daným N . Atomy, které mají vůči sobě stejné Z (je to stejný prvek), ale jiné N (a tedy i jiné A), se nazývají izotopy. Atomy, které mají vůči sobě stejné A , ale jiné Z , se nazývají izobary. Atomy, které mají vůči sobě stejné N , ale jiné Z , se nazývají izotony. Jádra o stejném složení ale jiné energii se nazývají izomery [46].

Klidová hmotnost protonu je $m_p = 1,6726485 \cdot 10^{-27}$ kg (přibližně 1836 hmotnosti elektronu). Klidová hmotnost neutronu je trochu větší, $m_n = 1,6749543 \cdot 10^{-27}$ kg (přibližně 1839 hmotnosti elektronu) [45]. Hmotnost se dá pomocí vztahu

$$E = mc^2$$

vyjádřit v jednotkách energie, v tomto případě v elektronvoltech. Platí $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Získáme 938,272 MeV pro klidovou hmotnost protonu a 939,565 MeV pro klidovou hmotnost neutronu [47].

Protože protony mají stejný elektrický náboj, v jádře atomu se podle Coulombova zákona odpuzují. Jádro se i přesto (za normálních podmínek) nerozpadne. Působí zde totiž přitažlivé jaderné síly, které patří do silných jaderných interakcí. Silné interakce jsou podstatně silnější než elektrostatické odpuzivé síly mezi protony [45].

Vazebná energie jádra je práce, kterou musíme vykonat, abychom jádro rozložili na jednotlivé nukleony, resp. jde o energii, která se při sloučení volných nukleonů uvolní. Pro vazebnou energii E_v jádra platí (v důsledku $E = mc^2$) vztah

$$E_v = \Delta mc^2 ,$$

kde Δm je hmotností úbytek,

$$\Delta m = (\sum_{i=1}^n m_i) - m_j ,$$

kde $\sum_{i=1}^n m_i$ je součet klidových hmotností jednotlivých nukleonů a m_j je klidová hmotnost jádra. Jinak řečeno, klidová hmotnost jádra je rovna součtu klidových hmotností jednotlivých nukleonů, zmenšená o hmotnostní úbytek:

$$m_j = Zm_p + Nm_n - \frac{E_v}{c^2} .$$

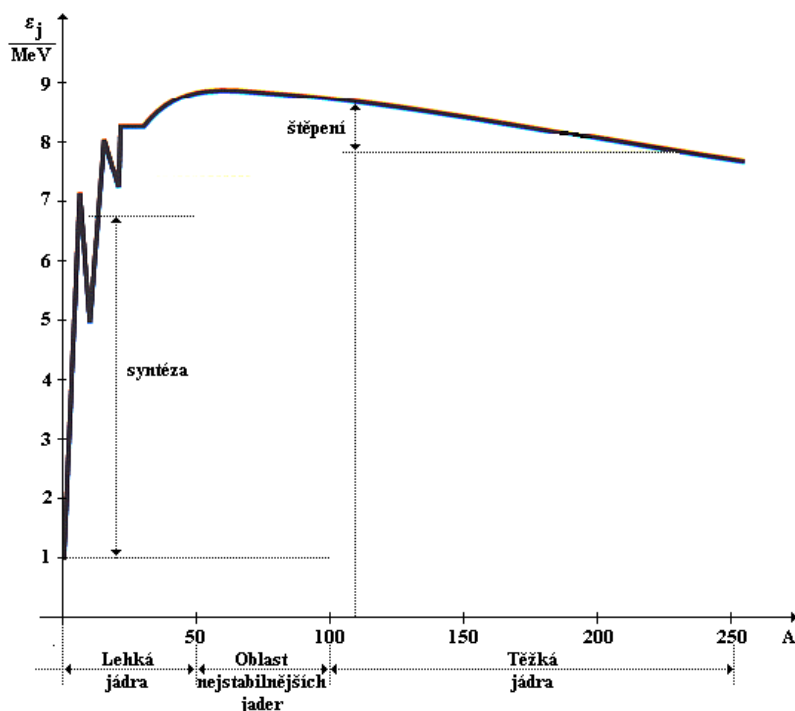
Dalo by se říci, že vazebná energie jádro „zlehčuje“. Jádro je lehčí než jednotlivé nukleony a má tedy i menší energii [48,49].

Vazebná energie, připadající na jeden nukleon (separační energie) je

$$\varepsilon_v = E_v/A .$$

Stabilita jádra je úměrná této separační energii.

Graf závislosti separační energie na nukleonovém čísle vypadá takto:



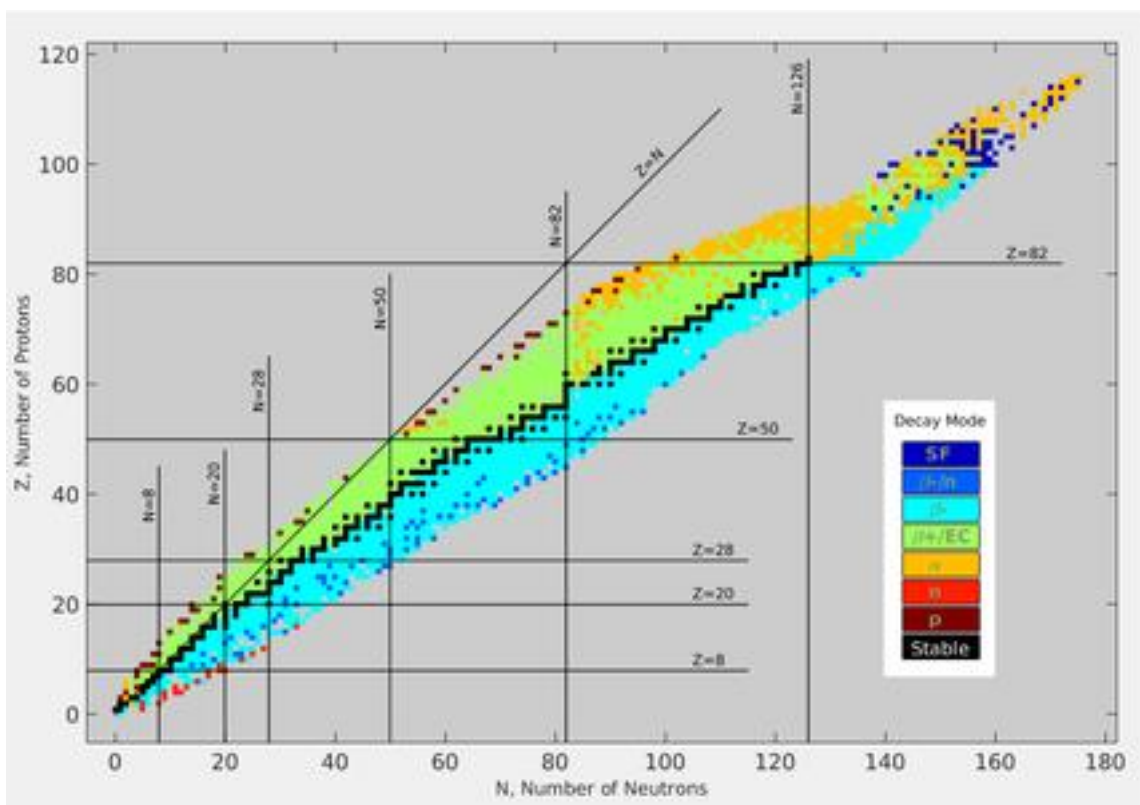
Obrázek 34 Graf závislosti separační energie na nukleonovém čísle. Převzato z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/799-vazebna-energie-jadra>

Maximální separační energie (a tedy i stability) dosahují prvky v okolí železa ${}^{56}_{26}\text{Fe}$. Pro $A < 50$ máme lehká jádra, pro $50 < A < 100$ máme stabilní jádra a pro $A > 100$ máme těžká jádra. Aby dosáhly větší stability a tím i menší energie, mohou se lehká

jádra v nitrech hvězd syntetizovat na těžší (fúze). Těžká jádra se naopak mohou štěpit na lehčí (štěpení). Při obou procesech se energie uvolňuje. Fúzí a štěpením se budeme zabývat později [48].

Ukazuje se, že při malém Z mají stabilní jádra přibližně stejný počet protonů a neutronů. Čím je Z větší, tím více budou převažovat neutrony nad protony, což kompenzuje odpudivou sílu mezi protony a zvětšuje stabilitu jader [48].

Se stabilitou jader úzce souvisí tzv. magická čísla: 2, 8, 20, 28, 50, 82 a 126. Vyjadřují počet protonů nebo neutronů, které plně zaplňují energetické slupky (slupkový model jádra – viz níže). Atomy, které mají počet protonů nebo neutronů roven magickému číslu, jsou velmi stabilní [50].



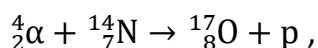
Obrázek 35 Graf stability jader s vyznačenými magickými čísly. Na horizontální ose je počet neutronů, na svislé ose je počet protonů. Přímka $Z=N$ vyznačuje, kde se v grafu počet protonů rovná počtu neutronů. Černě jsou vyznačená stabilní jádra, jinak jsou jádra nestabilní. Převzato z: https://en.wikipedia.org/wiki/Valley_of_stability

Také platí Mattauchovo izobarické pravidlo: Neexistují stabilní izobary, které se liší v protonovém čísle o jednotku. Například ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ je stabilní, ${}^{40}_{19}\text{K}$ je nestabilní a ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ je stabilní [46].

10.2. Modely jader a objevy nukleonů

Z hlediska historie nejdříve existoval protonový model jádra, který říká, že jádro je složené jen z protonů. Roku 1919 Rutherford prováděl experiment, v němž částice α (jádra helia – viz níže) ostřelovaly atomy dusíku. Výsledkem reakce byl ionizovaný kyslík a lehká částice, totožná s jádrem vodíku, později nazvaná proton [51].

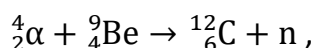
Rutherford vyvolal první umělou jadernou reakci



kde p je proton [46].

Jako další byl proton-elektronový model jádra. Jak název napovídá, tento model předpokládal, že jádro je složeno z protonů a elektronů. Model byl experimentálně vyloučen, nesouhlasily magnetické vlastnosti [52].

Existenci neutronu předpokládal už ve dvacátých letech 20. století Rutherford, který se (chybně) domníval, že neutron je částice složená z protonu a elektronu. Roku 1932 James Chadwick (1891 - 1974) neutron experimentálně objevil. Ozařoval beryllium α částicemi a při reakci vznikalo záření, které se nedalo odchýlit v elektrickém ani magnetickém poli. Když toto záření ozářilo parafín, byly z parafínu uvolňovány protony s energií, kterou předtím nesla částice o přibližně stejné hmotnosti jako hmotnost protonu (tedy neutron). Reakce měla podobu



kde n je neutron [53].

Jakmile byl objeven neutron, vznikl proton-neutronový model jádra. Magnetické vlastnosti jádra s tímto modelem souhlasily. Model je dodnes platný.

Pokud jádro bereme jako kouli, její objem bude

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 ,$$

kde R je poloměr jádra. Objem jádra je přímo úměrný nukleonovému číslu. Dá se psát

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A ,$$

kde R_0 je poloměr nukleonu. Experimentálně bylo zjištěno, že platí

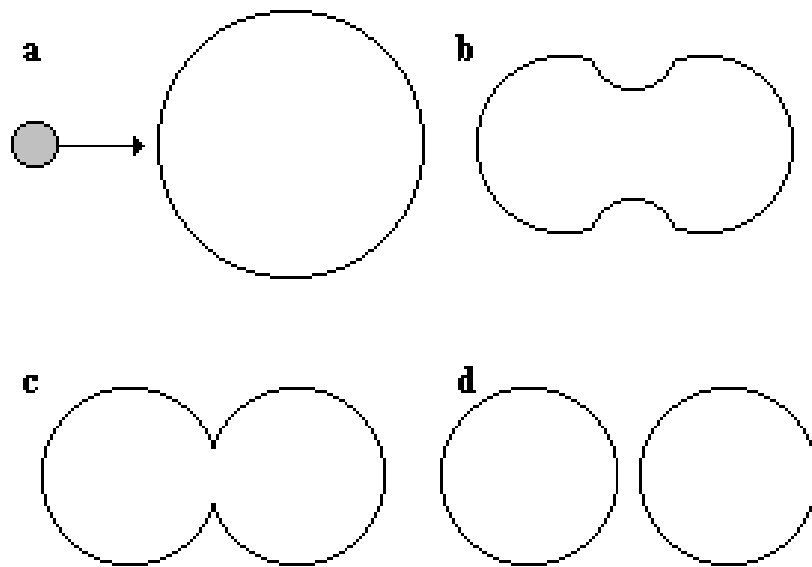
$$R = R_0 \sqrt[3]{A} ,$$

kde $R_0 = 1,3 \cdot 10^{-15}\text{m}$. Hustota všech jader je přibližně stejná v řádech $10^{17}\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ [54].

Z hlediska znázornění poměrů v jádře si uvedeme tři jeho základní modely: kapkový, slupkový a kombinovaný [52].

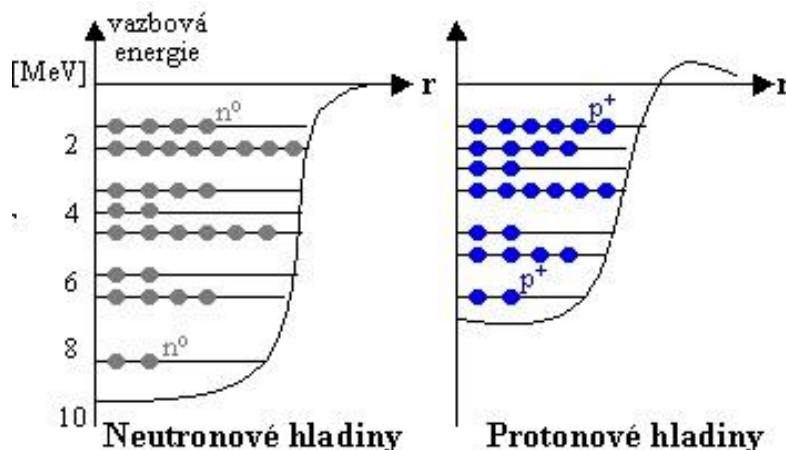
Kapkový model vznikl ve 30. letech 20. století. Navrhl ho Niels Bohr. Jádro je přirovnáno k nestlačitelné kapalině s konstantní hustotou.

Přidání částice do atomu se dá popsat jako přidání kapičky kapaliny. Tento model popisuje například jaderné reakce. Částice narazí do jádra, to zvýší jeho energii, jádro bude nestabilní a začne měnit tvar. U jádra způsobí vibrace jeho zaškrčení, protilehlé části jádra se budou od sebe elektrostaticky odpuzovat a tato síla bude působit proti stmelujícímu povrchovému napětí. Jde o analogii nabitě kapaliny [52,54].



Obrázek 36 Znázornění štěpné reakce pomocí kapkového modelu. Převzato z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/800-modely-jader>

Podobně jako elektrony mají i nukleony kvantové stavy a energetické hladiny neboli slupky. V tomto kontextu mluvíme o slupkovém modelu jádra. Přechody mezi těmito hladinami jsou spojené s vyzářením fotonů o velmi krátké vlnové délce (záření γ) [52].



*Obrázek 37 Znáznornění energetických hladin nukleonů v jádře. Převzato a upraveno z:
<https://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika.htm>*

Kombinovaný model jádra spojuje výhody obou uvedených modelů. Jádro se skládá ze dvou podsystemů nukleonů. Kolektivní podsystem zahrnuje počet nukleonů, který je menší než celkový počet nukleonů v jádře a je roven nejbližšímu magickému číslu. Popisuje se pomocí kapkového modelu. Zbytek nukleonů je součástí jednočásticového podsystemu, který se popisuje pomocí slupkového modelu [55].

11. Přirozená radioaktivita

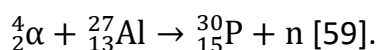
Přirozenou radioaktivitu objevil roku 1896 Antoine Henri Becquerel (1852 - 1908) při výzkumu fosforescence. Ta u látek nastávala, když byly předem osvětleny a jejich atomy byly vybudeny do vyšších energetických hladin. Když atomy přecházely zpět na nižší energetické hladiny, vyzařovaly elektromagnetické záření. Ukázalo se ale, že uranové soli nemusely být předem osvětleny, aby vydávaly záření. Musely mít svůj vlastní zdroj energie.

Radioaktivita je schopnost jader vysílat záření. Jádro se pak přemění na jiné jádro (nebo alespoň ztratí část energie). Při jaderné reakci se mění struktura jádra. Přirozenou radioaktivitu vyzařují radionuklidy (nestabilní nuklidy, běžné v přírodě). Existuje i umělá radioaktivita, kterou vyzařují radionuklidy vytvořené v laboratorních podmínkách. Obě tyto radioaktivity jsou z pohledu fyziky stejné [56].

Roku 1898 Marie Curie-Sklodovská (1867 - 1934) a Pierre Curie (1859 - 1906) našli nové prvky: polonium a radium. Zjistili, že mají radioaktivní vlastnosti. Radioaktivním zářením vysílané radiem se zabýval Rutherford a roku 1899 rozlišil dva typy záření. Pojmenoval je α a β . Roku 1900 Paul Villard (1860 - 1934) zjistil, že po odfiltrování záření α (pomocí olova) a β (magnetickým polem) stále zůstávalo záření bez nositelů náboje (nepůsobilo na něj magnetické pole) s velkou pronikavostí. Rutherford existenci tohoto záření potvrdil a pojmenoval ho γ [57].

Roku 1900 Ernest Rutherford a Frederick Soddy (1877 - 1956) zkoumali vlastnosti radonu (plyn pocházející z rozpadu radia). Poprvé byla sledována samovolná přeměna jednoho prvku v druhý. To dalo základy pro popsání radioaktivního rozpadu [58].

Roku 1934 manželé Frédéric Joliot-Curie (1900 - 1958) a Iréne Joliot-Curie (1897 - 1956) experimentálně objevili umělou radioaktivitu. Částicemi α ostřelovali atom hliníku a vznikl radionuklid fosforu, který se v přírodě nevyskytuje, a neutron. Podoba této reakce je

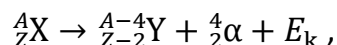


Radioaktivitami typu α , β a γ (gama záření) se budeme zabývat podrobněji.

11.1. Alfa záření

Přeměna, kdy z jednoho jádra vznikne druhé a vyzáří se při tom α záření, se nazývá α rozpad. Při tomto rozpadu se zmenší protonové a neutronové číslo původního atomu o dva (a nukleonové číslo o čtyři). Dva protony a dva neutrony odpovídají jádru helia,

proto alfa záření je složeno z jader helia. Nový prvek je v periodické soustavě prvků posunut o dvě místa doleva. Podoba alfa rozpadu je



kde alfa částice je jádro helia ${}^4_2\alpha \equiv {}^4_2\text{He}^{+2}$ a E_k je kinetická energie částice alfa.

Částice α záření jsou ovlivňovány elektrickým i magnetickým polem, protože jsou kladně nabité. Mají kinetickou energii, která je charakteristická pro každý α rozpad a nabývá přibližně hodnot mezi 2 MeV a 8 MeV. Kinetická energie α částic odpovídá úbytku klidových hmotností:

$$E_k = \Delta m \cdot c^2 = (m_X - m_Y - m_\alpha) \cdot c^2.$$

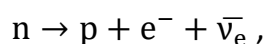
Částice α svou energii předávají elektronovým obalům atomů. Pokud jim předá dostatečnou energii, tak tyto atomy ionizuje (silné ionizační účinky), jinak je excituje. Částice α tak ztrácí energii velmi rychle. Rychlost ztráty energie závisí na látce, kterou prochází. α záření má velmi malou pronikavost, zastaví ho i list papíru.

Mohlo by se zdát, že když se dá proti α záření lehce chránit, mělo by být docela neškodné. Pokud se však dostane dovnitř těla, např. vdechnutím, je velmi nebezpečné [60].

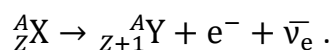
11.2. Beta záření

Existují dva druhy záření β a to negativní beta rozpad β^- a pozitivní beta rozpad β^+ .

Při β^- rozpadu se v jádře neutron změní na proton, elektron a elektronové antineutrino, což je antičástice neutrina. Reakce na nukleonové úrovni má podobu



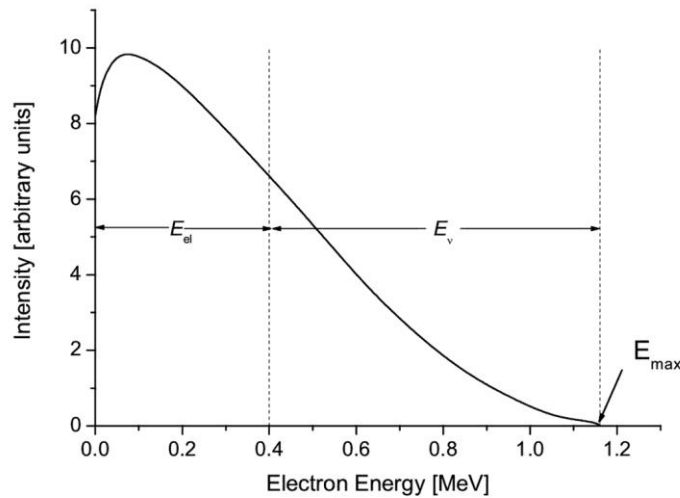
kde $\bar{\nu}_e$ je elektronové antineutrino. Na úrovni atomových jader má reakce podobu



V tomto případě β záření tvoří elektrony [61].

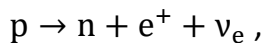
Neutrino bylo předpovězeno Wolfgangem Paulim (1900 - 1958) na základě toho, že spektrum energie vytvořených elektronů bylo spojitě. Nemohlo proto jít jen o rozpad na dvě částice, neboť elektrony by pak měly jen jednu diskrétní hodnotu energie podobně jako tomu je u α částic. Pokud by vznikaly jen dvě částice, byl by porušen zákon zachování celkové energie. Neutrino mělo být bez elektrického náboje. Energie

je libovolně rozdělena mezi elektron a neutrino, což vysvětluje spojité spektrum elektronů [62].

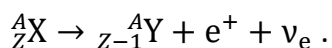


Obrázek 38 Spektrum beta záření. Na svislé ose je intenzita energie, na horizontální ose je energie elektronu. Dále je v grafu znázorněno rozložení energie mezi elektron a neutrino. Převzato z: https://wblog.wiki/cs/Beta_decay

Při β^+ rozpadu se v jádře proton změní na neutron, pozitron, což je antičástice elektronu – pozitivně nabitý elektron, a elektronové neutrino. Reakce na úrovni nukleonů má podobu



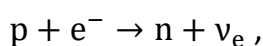
kde ν_e je elektronové neutrino a e^+ je pozitron. V souvislosti s atomovými jádry má reakce podobu



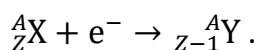
V tomto je případě β záření tvořeno pozitrony.

V obou případech β rozpadu je záření tvořeno nabitými částicemi a působí na ně elektrické a magnetické pole. β částice interagují s elektronovým obalem podobně jako α částice (ionizace, excitace). Mají ale větší pronikavost (neinteragují s tolika elektrony). Proniknou listem papíru, zastaví je kus plechu [61].

Zvláštním typem β rozpadu je záchyt elektronu jádrem. Proton v jádře pohltí jeden z elektronů z vnitřní slupky elektronového obalu a změní se v neutron a elektronové neutrino. Reakce má podobu



resp.

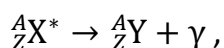


Elektronový obal má po záchytu elektronu jádrem nezaplňenou hladinu o nízké energii. Elektron z orbitalu o vyšší energii toto místo zaplní a vyzáří přitom foton [63].

Rozpad neutronu může probíhat v jádře i mimo něj. Avšak proton má menší hmotnost než neutron. Proto rozpad protonu nemůže probíhat mimo jádro, musí od ostatních nukleonů získat alespoň energii 1,8 MeV.

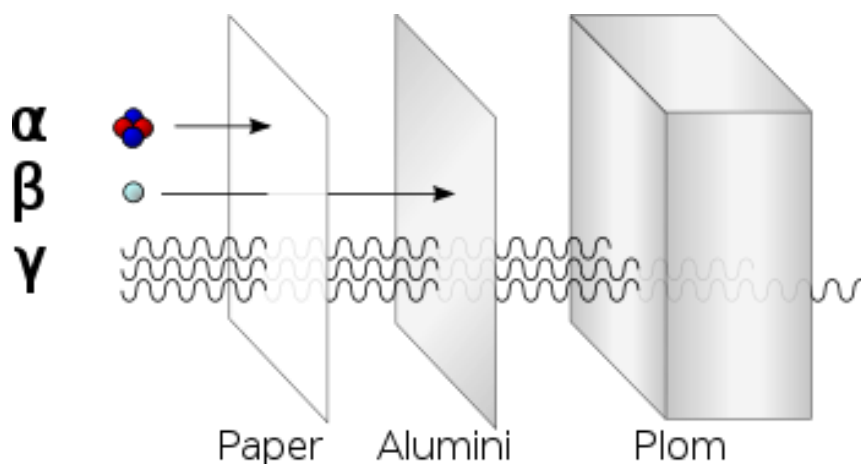
11.3. Gama záření

Záření γ vzniká, když jádro v excitovaném stavu přejde do stavu s nižší energií. Při tomto přechodu se vyzáří fotony, které pak tvoří γ záření. Záření γ je elektromagnetické povahy. Složení jádra se přitom nemění,



kde ${}^A_ZX^*$ je excitované jádro prvku X. Často γ záření doprovází α či β rozpad, po němž se jádro nachází v excitovaném stavu.

Fotony nenesou elektrický náboj, takže na ně nepůsobí elektrické ani magnetické pole. Pohybují se rychlostí světla. Jejich vlnová délka je v případě γ záření řádově 10^{-10}m a menší (má vysokou frekvenci a tedy velkou energii). Záření je velice pronikavé. Dá se snížit například širokou vrstvou olova, obecněji prvky s těžkými jádry [64,65].



Obrázek 39 Znárodnění pronikavosti přirozené radioaktivity. Převzato z: https://www.wikiskripta.eu/w/St%C3%ADn%C4%9Bn%C3%AD_a_ochrana_p%C5%99ed_gama_z%C3%A1%C5%99en%C3%ADm

11.4. Radiační dávky

Radioaktivní záření může značně ovlivnit zdraví člověka. Absorbovaná dávka D udává, kolik energie bylo dodáno jednotkovému množství hmoty. Její jednotka je gray

(Gy). Prakticky se pak využívá ekvivalentní dávka, což je absorbovaná dávka s přihlédnutím na typ záření. Její jednotka je sievert (Sv) a platí pro ni vztah

$$H_T = w_r D_{T,R} ,$$

kde w_r je radiační váhový faktor (jiný pro každý typ záření) a $D_{T,R}$ je střední absorbovaná dávka v tkáni. Efektivní dávka

$$E = \sum_T w_T H_T$$

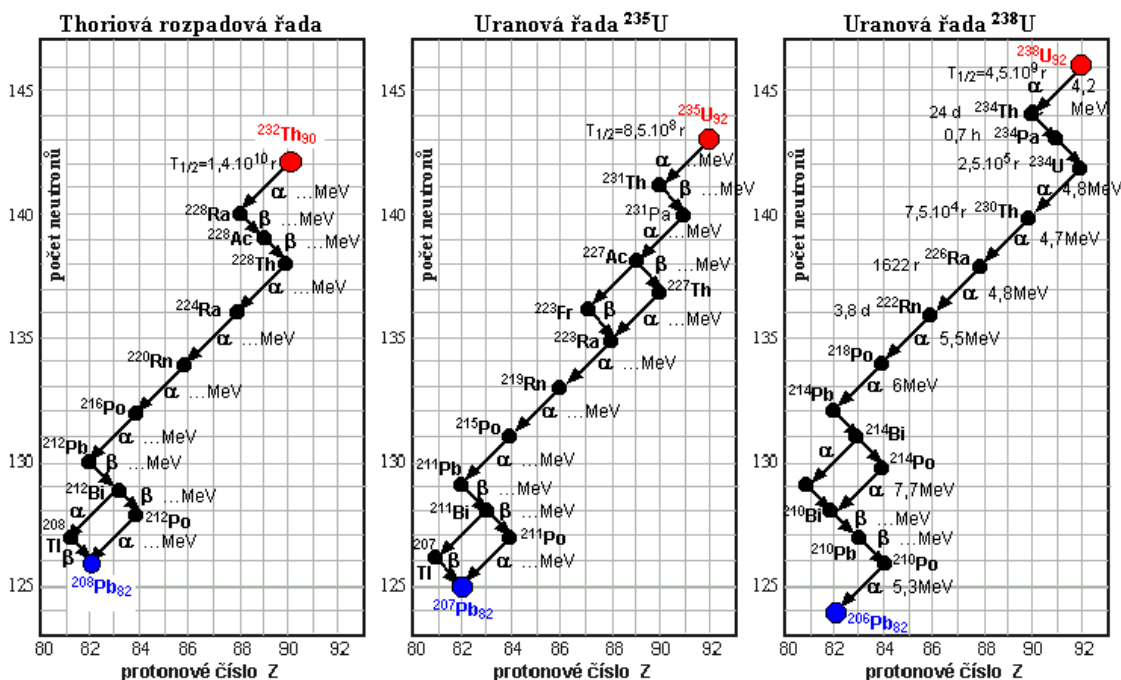
(také jednotka Sv) je součet ekvivalentních dávek v orgánu s přihlédnutím na typ orgánu pomocí tkáňového váhového faktoru w_T , který zohledňuje, jak je každý orgán odolný vůči radioaktivnímu záření [66].

11.5. Rozpadové řady

Nestabilní radionuklidy se pomocí zmíněných záření postupně přeměňují na stabilní nuklidy. To se děje tak, že se radionuklidy postupně rozpadají na jiné radionuklidy, dokud nevznikne stabilní nuklid. Vznikají rozpadové řady.

Záření β a γ nemění nukleonové číslo. Záření α mění nukleonové číslo o čtyři. Zbytková třída nukleonového čísla po dělení čtyřmi se u prvků v každé rozpadové řadě nemění. Existují tak čtyři rozpadové řady: thoriová ($A = 4k$; od ${}^{232}_{90}\text{Th}$ po ${}^{208}_{82}\text{Pb}$), neptuniová ($A = 4k + 1$; od ${}^{237}_{93}\text{Np}$ po ${}^{209}_{83}\text{Bi}$), uranová ($A = 4k + 2$; od ${}^{238}_{92}\text{U}$ po ${}^{206}_{82}\text{Pb}$) a aktiniová ($A = 4k + 3$; od ${}^{235}_{92}\text{U}$ po ${}^{207}_{82}\text{Pb}$). Izotopy olova na konci každé řady jsou stabilní. V roce 2003 byla u bismutu zjištěna extrémně slabá radioaktivita (α rozpad) a jeho poločas rozpadu je 2×10^{19} let (stáří vesmíru je pouze $1,4 \times 10^{10}$ let).

Rozpadové řady se v jistých bodech větví. Proto to, jaký rozpad nastane, je dáno pravděpodobnostně. Na obrázku 40 je toto větvení vidět například na konci thoriové rozpadové řady – buď nejdříve nastane α rozpad a pak β rozpad, nebo naopak [67].



Obrázek 40 Rozpadové řady thoria ${}^{232}_{90}\text{Th}$ (nalevo), uranu ${}^{235}_{92}\text{U}$ (uprostřed) a uranu ${}^{238}_{92}\text{U}$ (napravo). Na svislé ose je neutronové číslo, na horizontální protonové číslo.

11.6. Aktivita zářiče a rozpadový zákon

Aktivita zářiče vyjadřuje, kolik za jednotku času proběhne radioaktivních přeměn. Její jednotka je becquerel (Bq). Pokud $A(0)$ je aktivita zářiče v čase $t = 0$, pak pro aktivitu zářiče v čase t platí

$$A(t) = A(0) \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}},$$

kde T je poločas rozpadu. Po uplynutí času T klesne aktivita zářiče na polovinu. Např. pokud je poločas rozpadu jedna hodina a aktivita zářiče je na počátku 100 Bq, tak za jednu hodinu bude aktivita zářiče 50 Bq, za další hodinu 25 Bq, za další hodinu 12,5 Bq atd.

Jelikož $\frac{1}{2} = e^{-\ln 2}$, dá se vztah pro aktivitu upravit na tvar

$$A(t) = A(0) \left(e^{-\ln 2}\right)^{\frac{t}{T}} = A(0) e^{-\lambda t},$$

kde

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}$$

je rozpadová konstanta (neplést s vlnovou délkou), udávající míru rychlosti (pravděpodobnosti) rozpadu.

Počet jader nuklidu klesá podle stejného zákona jako aktivita zářiče:

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t},$$

kde $N(t)$ je počet nerozpadlých jader v čase t . Tento vztah se nazývá zákon radioaktivní přeměny. Experimentálně jej objevili a popsali Rutherford a Soddy na přelomu 19. a 20. století [68].

Aktivita zářiče se dá odvodit ze zákona radioaktivní přeměny. Na intervalu $(t, t + dt)$ se rozpadne

$$N(t) - N(t + dt) = -[N(t + dt) - N(t)] = -dN$$

jader. Pro aktivitu zářiče pak platí

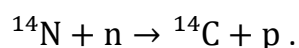
$$A(t) = \frac{-dN}{dt} = -\frac{d}{dt}N(t) = -\frac{d}{dt}[N(0)e^{-\lambda t}] = -N(0)(-\lambda)e^{-\lambda t} = \lambda N(t).$$

Aktivita zářiče je tak úměrná dosud nepřeměněným jádrům $N(t)$ podle vztahu

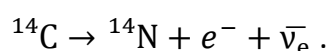
$$A(t) = \lambda N(t) = \lambda N(0)e^{-\lambda t} = A(0)e^{-\lambda t}.$$

Rozpadový zákon se využívá při radioaktivním datování (zjišťování stáří). Příkladem je radiouhlíková metoda.

Uhlík ^{14}C , který je radioaktivní, vzniká působením kosmického záření v atmosféře, kde neutrony reagují s dusíkem



Uhlík ^{14}C se pak rozpadá pomocí β^- na dusík, elektron a elektronové neutrino

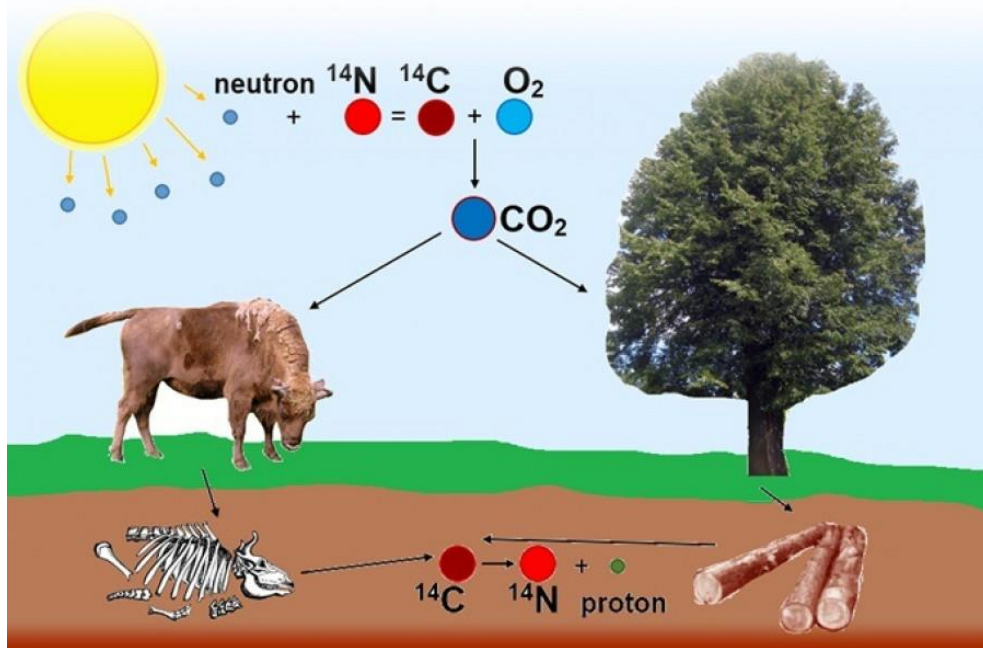


Poločas rozpadu uhlíku ^{14}C je 5730 roků. Pokud uvažujeme kosmické záření za neměnné, tak se po nějaké době vytvoří rovnováha mezi produkcí radioaktivního uhlíku a jeho úbytkem radioaktivní přeměnou. Uhlík ve formě CO_2 se prostřednictvím dýchání dostane do živých organismů. V nich vzniká rovnovážná koncentrace ^{14}C se stejnou koncentrací jako v atmosféře. Jakmile organismus zemře, je přísun uhlíku ^{14}C zastaven a rovnováha je narušena. V čase smrti organismu je v něm $N(0)$ částic uhlíku ^{14}C a za čas t jich bude $N(t)$. Pomocí vztahu

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}$$

se dá určit stáří vzorku organismu. Nevýhoda této metody je, že funguje jen na organické materiály, dá se použít jen do stáří přibližně 50000 let (po této době je

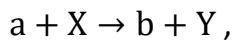
koncentrace uhlíku ^{14}C neměřitelná) a koncentrace uhlíku ^{14}C v atmosféře není stálá [69].



Obrázek 41 Znárodnění radiouhlíkové metody. Převzato z: <https://josefchaloupka.blog.idnes.cz/blog.aspx?c=577748>

12. Jaderné štěpení a jaderná fúze

Jaderná reakce je přeměna jádra způsobená srážkou jader nebo částice a jádra. To, co ostřeluje klidné jádro, se nazývá projektil. Klidné jádro se nazývá terč. Reakce se pak dá popsat jako



kde a je projektil, X je terč, b je uvolněná částice po reakci a Y je nové jádro po reakci.

Každá jaderná reakce má nějakou energii reakce E_R . Jaderné reakce mohou být endoenergetické, které energii spotřebovávají ($E_R < 0$), a exoenergetické, které energii uvolňují ($E_R > 0$). Energie reakce je rovna přebytku kinetické energie částic po reakci oproti kinetické energii částic před reakcí. Díky vztahu

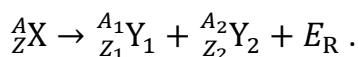
$$E = mc^2$$

můžeme energii vypočítat i pomocí hmotnostního úbytku klidových hmotností [70,71].

Pravděpodobnost, že jaderná reakce proběhne daným způsobem, vystihuje účinný průřez σ . Jeho jednotka je buď m^2 nebo barn. Přitom platí $10^{-28}m^2 = 1 \text{ barn}$ ($10^{-28}m^2$ je typická hodnota účinného průřezu jádra). Čím je σ větší, tím větší je pravděpodobnost, že reakce proběhne daným způsobem. Nezáleží přitom jen na tom, co do reakce vstupuje, ale i na energii projektilu. Nemusí platit, že projektil s vyšší energií má větší pravděpodobnost reakci vyvolat.

V této kapitole se budeme zabývat jadernými reakcemi, které energii mohou uvolňovat. Jde o jaderné štěpení a jadernou fúzi. O tom, kdy se při štěpení a fúzi uvolňuje energie, rozhoduje separační energie (viz výše) [71].

Uvedeme příklad, jak se dá vypočítat energie jaderné reakce. Mějme štěpnou jadernou reakci, při které máme na začátku reakce jedno jádro X a na konci reakce dvě jádra Y_1 a Y_2 a uvolní se reakční energie E_R :



Pro hmotnostní úbytek platí

$$\Delta m = m(X) - m(Y_1) - m(Y_2)$$

a reakční energie se vypočítá ze vztahu

$$E_R = \Delta mc^2.$$

Pokud je $\Delta m > 0$, mají nová jádra menší hmotnost a energie se uvolní. Pokud je $\Delta m < 0$, tak rozpad neproběhne. Při jiných reakcích musíme brát v potaz i kinetickou energii částic před a po srážce.

Výpočet můžeme provést i pomocí separační energie

$$\varepsilon_v = \frac{E_v}{A}.$$

Jádro nejdříve (myšlenkově) rozložíme na jednotlivé nukleony (to se normálně neděje, jen nám to ulehčí výpočet). Na to potřebujeme dodat vazebnou energii

$$E_v = \varepsilon_v(X)A = \varepsilon_v(X)(A_1 + A_2).$$

Z těchto volných nukleonů pak složíme nová jádra. Přitom se uvolní energie

$$E_1 = \varepsilon_v(Y_1)A_1 + \varepsilon_v(Y_2)A_2.$$

Reakční energie je pak

$$E_R = E_1 - E_v.$$

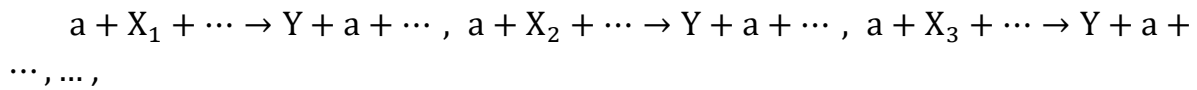
12.1. Jaderné štěpení

Enrico Fermi (1901 - 1954) roku 1934 zjistil, že neutron je vhodným jaderným projektilem. Je totiž elektricky neutrální a jádro ani elektronový obal ho neodpuzuje. Když neutrony ostřeloval uran, vytvořilo se několik jaderných produktů, o kterých předpokládal, že jsou to prvky podobné uranu. Ovšem Otto Hahn (1879 - 1968), Lise Meitnerová (1878 - 1968) a Fritz Strassmann (1902 - 1980) roku 1938 zjistili, že jedním produktem je baryum, které je mnohem lehčí než uran. To ukazovalo, že se atom uranu rozdělil alespoň na dva lehčí atomy. Meitnerová se svým synovcem Otto Robertem Frischem (1904 - 1979) tento proces vysvětlili, popsali a pojmenovali jaderné štěpení [72].

Jaderné štěpení je jaderná reakce, kdy se jedno jádro rozdělí na nejméně dvě částice či nová lehčí jádra. Aby jaderné štěpení proběhlo, musí být jádru dodána aktivační energie štěpení, která - pokud chceme z reakce získat energii - musí být menší než energie reakce. Aktivační energie je dodána srážkou jader či částice a jádra (jejich kinetická energie). Mohlo by se zdát, že například již zmíněný α rozpad by se dal v jistém smyslu za štěpnou reakci také považovat. Avšak zpravidla se za štěpnou reakci považuje taková reakce, kterou vyvolal vnější zásah (není to samovolná přeměna). Aby jaderné štěpení byla exoenergetické, musí se štěpit jádro těžší než je jádro železa [73].

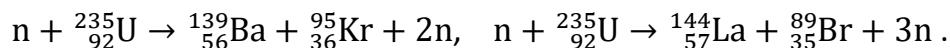
Nyní se nám bude hodit pojem řetězová reakce. První jaderná reakce je vyvolaná srážkou částice a jádra. Jeden z produktů této reakce je ta samá částice, která první

reakci vyvolala, a vyvolá opět ten samý typ jaderné reakce u dalšího jádra (stejně jako první jádro). Toto se dále opakuje. Reakce se dá popsat jako

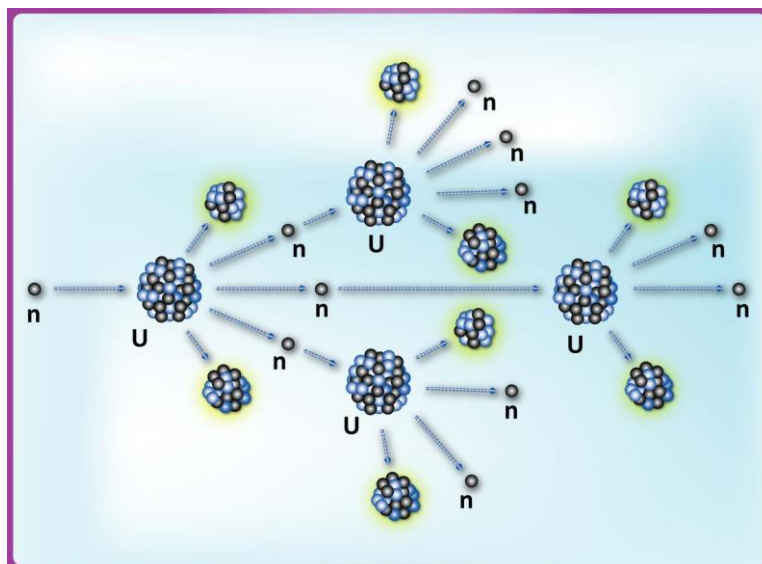


kde $X_1, X_2, X_3 \dots$ jsou jádra stejného typu, a je částice (projektil) a Y vyjadřuje přeměněná jádra (fragmentů Y je více). Řetězovou reakci stačí iniciovat pouze jednou a a bude pak samovolně probíhat. Pokud se při každé reakci vytvoří více částic a než jedna, dojde k lavinovitému nárůstu reakcí. Počet reakcí se v každém dalším časovém úseku zvětšuje. Pokud zajistíme, aby počet reakcí v každém časovém úseku byl konstantní, nastává řízená štěpná reakce [70,74].

Štěpení si vysvětlíme na příkladu štěpení uranu $^{235}_{92}\text{U}$. Uran se štěpí pomocí pomalých neutronů (mají podstatně větší účinný průřez než rychlé neutrony, snadněji je jádro zachytí), které dodají aktivační energii. Tyto pomalé neutrony musejí mít kinetickou energii menší než 0,3 eV. Jádro uranu se pak štěpí na dva přibližně stejné fragmenty (tzv. trosky) a dva nebo tři (dáno pravděpodobnostně) rychlé neutrony např. v reakcích (je jich možno více):



Energie této reakce je průměrně 200 MeV. Část (asi 160 MeV) připadá na kinetickou energii fragmentů, část (asi 6 MeV) na kinetickou energii uvolněných neutronů. Vzniká také β a γ záření a neutrino, která odnášejí zbytek energie.



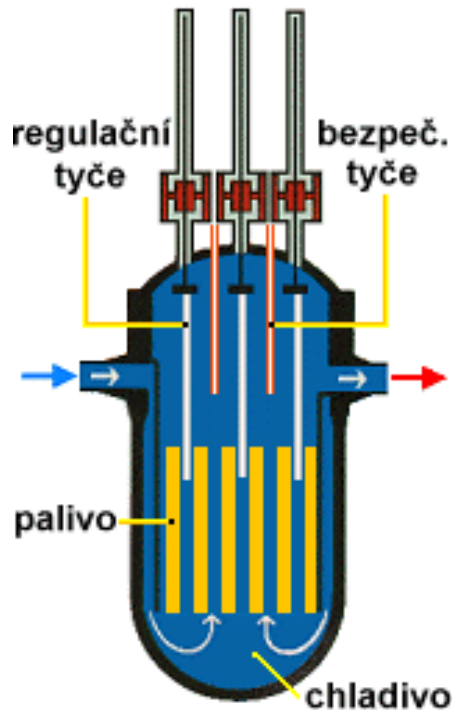
Obrázek 42 Znárodnění štěpení uranu. Převzato z: http://artemis.osu.cz/mm fyz/jm/jm_2_3_3.htm

Pokud chceme, aby se z této štěpné reakce stala řetězová reakce, musíme uvolněné neutrony zpomalit (snížit energii). Tomuto procesu se říká moderace

neutronů, ke zpomalení se používá moderátor. Ten zpomaluje neutrony pomocí jejich srážek s lehkými jádry. Moderátorem je např. grafit či voda. Aby se štěpná řetězová reakce stala řízenou (ne lavinovitou), musíme nadbytečné neutrony pohltit. K tomu se používají absorbatory neutronů, což jsou např. bór, kadmium...

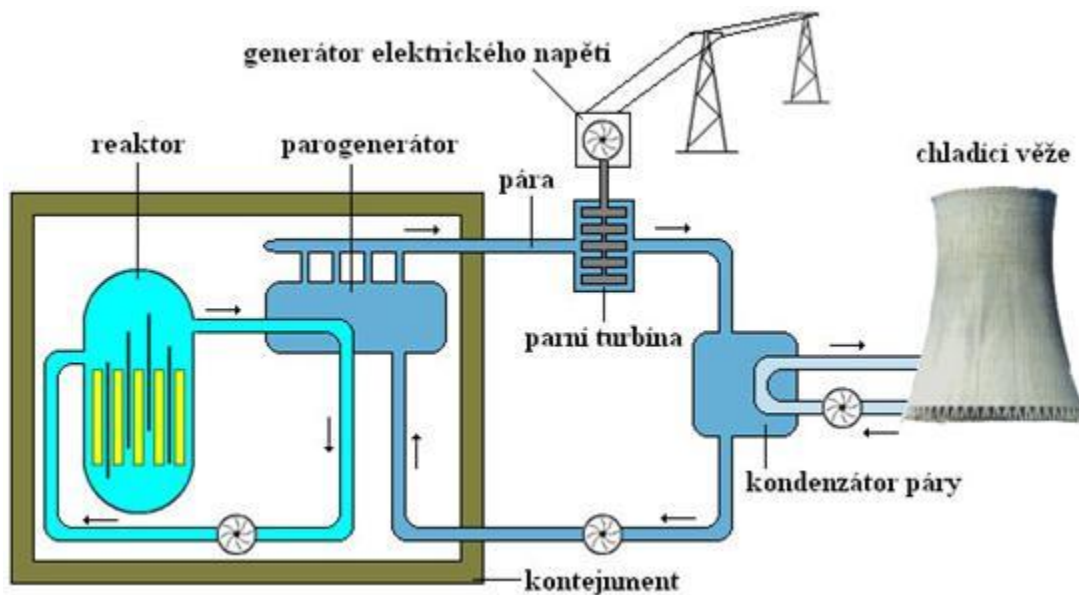
Uran $^{235}_{92}\text{U}$ je jeden ze čtyř štěpných materiálů, u kterých se zjistilo, že u nich může docházet ke štěpné řetězové reakci a dá se z nich získávat energie. Další jsou plutonium $^{239}_{94}\text{Pu}$, uran $^{233}_{92}\text{U}$ a plutonium $^{241}_{94}\text{Pu}$. Avšak jen uran $^{235}_{92}\text{U}$ se nachází přirozeně v přírodě a dá se těžit. Nachází se ve směsi s uranem $^{238}_{92}\text{U}$, a to v množství pouze 0,72%. V jaderných reaktorech se plutonium vytváří ozařováním uranu $^{238}_{92}\text{U}$ a uran $^{233}_{92}\text{U}$ ozařováním thoria $^{232}_{90}\text{Th}$ neutrony [74,75].

Řízená řetězová reakce jaderného štěpení se využívá v jaderných reaktorech, které se používají v jaderných elektrárnách. Uvedme si příklad jaderného reaktoru – lehkovodní tlakový reaktor (PWR - Pressurized light-Water cooled and moderated Reactor). Používá se v obou českých jaderných elektrárnách a je na světě nejrozšířenější. Palivem, uspořádaným do palivových tyčí, je obohacený uran ve formě oxidu uraničitého UO_2 . Moderátorem a zároveň chladičem je voda. Uranová ruda obsahuje jen malé množství uranu $^{235}_{92}\text{U}$, který se hodí ke štěpné reakci, proto se jaderné palivo uměle obohacuje. Samotnou řízenou štěpnou reakci jsme si už popsali. V lehkovodním tlakovém reaktoru je palivo obklopené moderátorem, který neutrony zpomalí. Moderátor a palivo nesmí být promíchány, protože při zpomalování neutronů se neutrony v jednu chvíli dostanou na energii, kdy je velká pravděpodobnost, že je zachytí uran $^{238}_{92}\text{U}$, což by bylo nežádoucí. Již dostatečně zpomalené neutrony nemají velkou pravděpodobnost zachycení uranem $^{238}_{92}\text{U}$, ale mají velkou pravděpodobnost zachycení uranem $^{235}_{92}\text{U}$. Přebytkové neutrony jsou pohlcovány regulačními tyčemi (absorbátory). Čím více regulačních tyčí je zasunuto, tím více neutronů je absorbováno. Jsou přítomny i bezpečnostní tyče, které reakci ihned zastaví. Regulace výkonu se provádí změnou koncentrace kyseliny borité v chladiči. Z aktivní zóny, což je část reaktoru, kde probíhá štěpná reakce, chladič odvádí teplo, vzniklé zpomalováním neutronů. To pak v parogenerátoru slouží k výrobě páry, která pohání turbíny generátorů elektrické energie. Palivo se v jaderném reaktoru mění jednou za rok až jeden a půl roku, přičemž se vymění čtvrtina až třetina paliva. Použité palivo obsahuje fragmenty štěpné jaderné reakce a je radioaktivní [76].



Obrázek 43 Schéma jaderného reaktoru. Převzato z:
<https://www.cez.cz/eede/content/microsites/nuklearni/k35.htm>

Jaderná elektrárna funguje jako tepelná elektrárna, jen zdrojem tepla k vytvoření páry, která pohání turbíny, je jaderná energie. Jaderná část s jaderným reaktorem, parogenerátorem a také bazénem použitého paliva, které tu zůstane, dokud neklesne jeho radioaktivita a je s ním pak bezpečnější zacházet, je situována v kontejnmentu (ochranná schránka), což je hermeticky uzavřená betonová budova. Jsou zde i oběhová čerpadla, která zajišťují proudění chladiwa potrubím mezi reaktorem a parogenerátory. Ohřáté chladio v parogenerátoru ohřeje okolní vodu a vytvoří páru (chladio z reaktoru a voda v parogenerátoru se nemísí). Jaderná část obsahuje primární okruh, kde se odvádí teplo z reaktoru do parogenerátorů. Nejaderná část je tvořena sekundárním okruhem a chladícím okruhem. V sekundárním okruhu se pára z parogenerátorů odvádí do turbín, které pára roztočí. Turbíny pak pohání elektrický generátor. Pára pak putuje do kondenzátoru, kde se ochladí a zkapalní. Poté se vrací do parogenerátoru. Ochlazení v kondenzátoru zajišťuje chladící okruh. Chlazení se provádí vodou, která cirkuluje mezi kondenzátorem a chladícími věžemi (voda se ochlazuje prouděním vzduchu) [77].



Obrázek 44 Schéma jaderné elektrárny. Převzato z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/822-jaderna-elektrarna>

Neřízené řetězové jaderné štěpení má poněkud problematické využití v jaderných bombách.

12.2. Jaderná fúze

Jaderná fúze je jaderná reakce, při které se slučují lehčí jádra na těžší. Přitom aby se jednalo o exoenergetickou reakci, tak se musí slučovat jádra lehčí než železo. Nejznámější jadernou fúzí je termonukleární fúze, která probíhá za vysokých teplot. Za pokojových teplot nebyla jaderná fúze prokázána (studená fúze) [78].

Termonukleární fúze probíhá ve hvězdách, kterým dodává jejich energii.

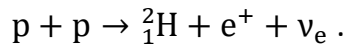
12.2.1. Jaderná fúze ve hvězdách

Nejdříve se vědci domnívali, že zdrojem záření hvězd je hoření. To vyvrátil John Herschel (1792 - 1871), který tvrdil, že není znám způsob hoření, který by trval tak dlouho a tak intenzivně. Hermann von Helmholtz (1821 - 1894) vypočítal, že hoření by veškerou hmotu Slunce spálilo za 3000 let. Helmholtz a Kelvin vyvrátili další teorii, že záření je způsobeno postupným gravitačním kolapsem hvězdy. Energie takto vytvořená by nebyla dostačující. Robert Mayer (1814 - 1878) podporoval teorii akrece, podle níž by energie byla získávána padáním mezihvězdné látky na povrch hvězdy. Teorie akrece byla také vyloučena, padající částičky by musely mít velkou hmotnost, aby je neodpudil tlak záření hvězdy. Einsteinův vztah

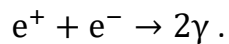
$$E = mc^2$$

a objev radiace později vedly k závěru, že ve hvězdách probíhají jaderné reakce [79].

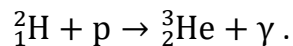
Hlavním fúzním procesem v méně hmotných hvězdách je proton-protonový cyklus (pp cyklus). Ten potřebuje teplotu vyšší než $4 \cdot 10^6$ K. Cyklus začíná fúzí dvou protonů (jádra vodíku) na deuteron (jádro vodíku s jedním protonem a jedním neutronem ${}^2_1\text{H}$). Vyzáří se přitom pozitron a elektronové neutrino (proton se rozpadne na neutron – pozitivní β^+ rozpad). Reakce má podobu



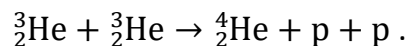
Tato reakce probíhá velmi pomalu, neboť rozpad protonu způsobuje slabá interakce (viz další kapitola). Další reakce jsou mnohem rychlejší. Pozitron anihiluje s elektronem a vzniknou dva fotony,



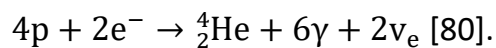
Deuteron se pak sloučí s dalším protonem, vznikne jádro helia s jedním neutronem a dvěma protony a vyzáří se γ záření,



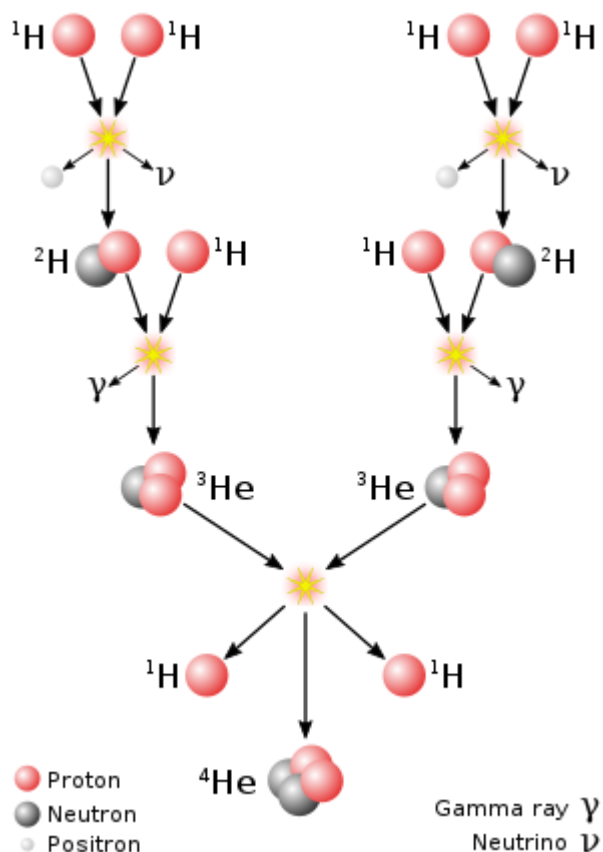
Pak se (většinou) toto helium sloučí s dalším heliem stejného typu, čímž vznikne helium ${}^4_2\text{He}$ a dva protony



Celkově se dá reakce psát jako

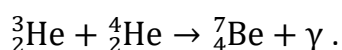


Celková energie uvolněná za jeden cyklus je 26,7 MeV, z toho z hvězdy neutrino odnášejí asi 0,5 MeV



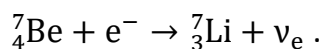
Obrázek 45 Znárodnění pp cyklu. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Proton-protonov%C3%BD_cyklus

Pp cyklus má i další větve, jak může helium ${}^3_2\text{He}$ reagovat. Nejdříve se srazí s jádrem helia ${}^4_2\text{He}$ a vznikne beryllium a γ záření

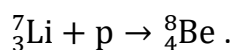


Beryllium pak může reagovat dvěma způsoby:

- Srazí se elektronem a vznikne lithium a elektronové neutrino



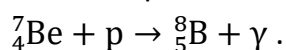
Lithium se dále slučuje s protonem a vzniká beryllium



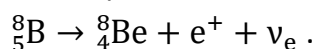
Beryllium se pak samovolně rozpadá na dvě helia



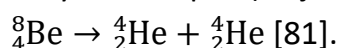
- Srazí se s protonem a vznikne bor a γ záření



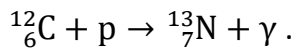
Bor se pak samovolně rozpadá na beryllium, pozitron a elektronové neutrino



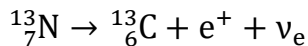
Beryllium se pak (stejně jako předtím) samovolně rozpadá na dvě helia



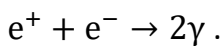
V hmotnějších hvězdách převažuje CNO cyklus. Ten potřebuje teplotu vyšší než $17 \cdot 10^6$ K. Je k němu potřeba uhlík a kyslík, které působí jako katalyzátory. Proton se srazí s jádrem uhlíku $^{12}_6\text{C}$ a vznikne dusík $^{13}_7\text{N}$ a γ záření,



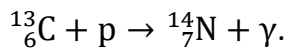
Dusík se samovolně rozpadá na uhlík $^{13}_6\text{C}$, pozitron a elektronové neutrino,



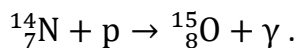
(pozitivní β^+ rozpad), pozitron anihiluje s elektronem,



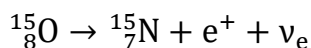
Proton se srazí s uhlíkem a vznikne dusík $^{14}_7\text{N}$ a γ záření,



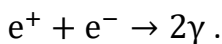
Proton se srazí s dusíkem a vznikne kyslík, $^{15}_8\text{O}$ a γ záření,



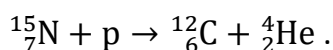
Kyslík se samovolně rozpadá na dusík $^{15}_7\text{N}$, pozitron a elektronové neutrino,



(pozitivní β^+ rozpad), pozitron anihiluje s elektronem,



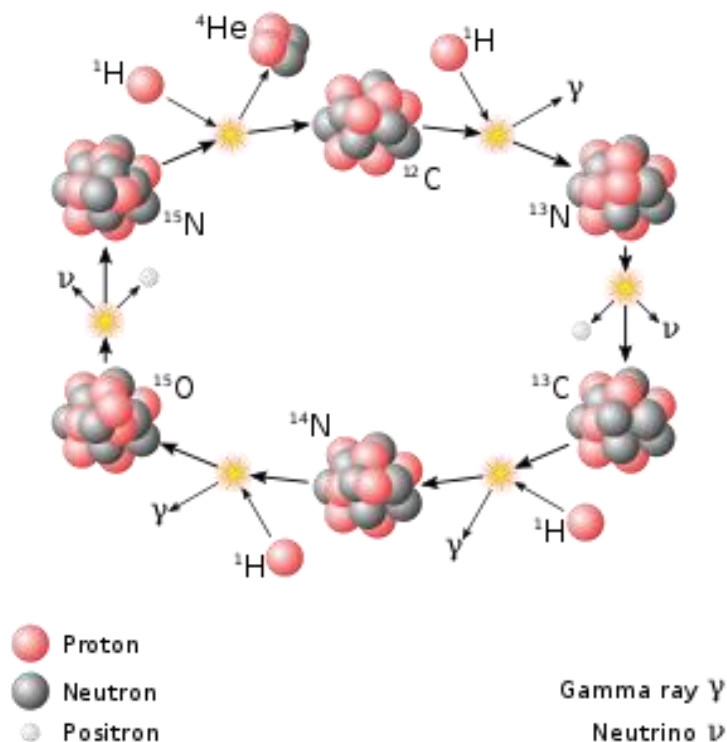
Proton se srazí s dusíkem a vznikne uhlík $^{12}_6\text{C}$ (stejný, jako na začátku cyklu) a jádro helia ^4_2He ,



Za jeden cyklus se uvolní přibližně 25 MeV energie [82].

Pro přehlednost uvedeme reakce CNO cyklu ještě jednou:

- $^{12}_6\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{13}_7\text{N} + \gamma$
- $^{13}_7\text{N} \rightarrow ^{13}_6\text{C} + \text{e}^+ + \nu_e; \text{e}^+ + \text{e}^- \rightarrow 2\gamma$
- $^{13}_6\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + \gamma$
- $^{14}_7\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{15}_8\text{O} + \gamma$
- $^{15}_8\text{O} \rightarrow ^{15}_7\text{N} + \text{e}^+ + \nu_e; \text{e}^+ + \text{e}^- \rightarrow 2\gamma$
- $^{15}_7\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{12}_6\text{C} + ^4_2\text{He}$

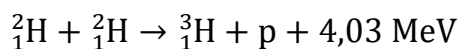


Obrázek 46 Znáznornění CNO cyklu. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/CNO_cyklus

12.2.2. Jaderná fúze a lidstvo

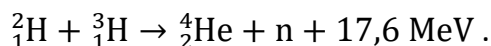
Jaderná fúze je velmi zkoumaný zdroj energie. V době psaní této práce je řízená řetězová jaderná fúze zvládnutelná jen na experimentální úrovni a o praktickém využití zatím jen sníme. Na druhou stranu neřízená řetězová jaderná fúze je zdroj energie pro vodíkovou bombu [78].

Pp cyklus popsany výše probíhá příliš pomalu, není pro výrobu energie na Zemi vhodný. Vhodné se zdají být dvě fúzní reakce. Reakce dvou deuterií za vzniku tritia (vodík s jedním protonem a dvěma neutrony) a protonu,

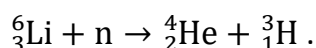


(místo protonu se může uvolnit neutron, $^2_1\text{H} + ^2_1\text{H} \rightarrow ^3_2\text{He} + \text{n} + 3,25 \text{ MeV}$)

a reakce deuteria a tritia za vzniku helia a neutronu,



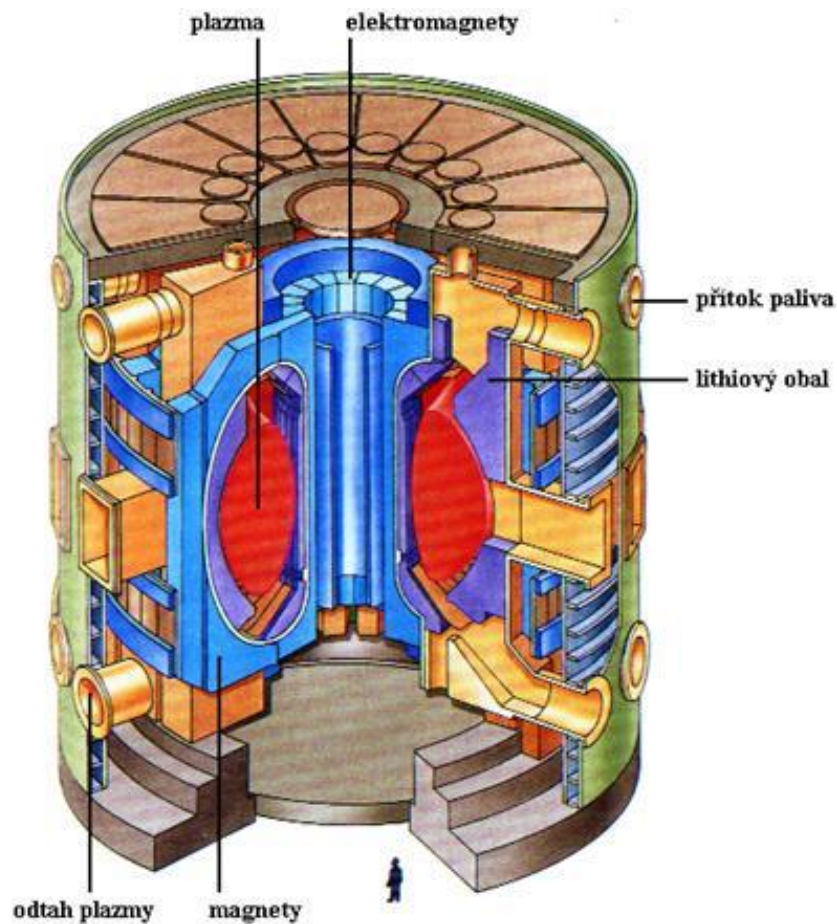
Druhá reakce je snadnější a energeticky výhodnější, avšak problém je se získáním tritia, kterého je na Zemi malé množství, je radioaktivní a toxické. Získává se z lithia ozařováním neutrony podle reakce



Deuterium se dá získat separací z vody [83].

Aby se jádra sloučila, potřebují na překonání odpudivých sil mezi sebou kinetickou energii. Tu získají po zahřátí na vysokou teplotu T , řádově 10^8 K. Látka je také pod vysokým tlakem a tvoří plazmu s velkou hustotou s velkým počtem částic n na jednotku objemu, řádově je 10^{22} částic na metr krychlový (více částic znamená více reakcí a více uvolněné energie). Teplota a hustota se musí udržet po dostatečnou dobu t , řádově desetiny sekundy. Aby jaderná fúze byla energeticky výhodná, musí být dodrženo Lawsonovo kritérium, které roku 1955 vytvořil John David Lawson (1923 - 2008). Podle něj musí platit $T > 10^8$ K a $nt > 10^{16} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$. Většina částic, které vzniknou při jaderné fúzi, se nedá energeticky využít, mění svou kinetickou energii na tepelnou a dále ohřívají plazmu. Dal by se využít jedině neutron (stejně jako u štěpné reakce v jaderném reaktoru – viz výše) [84,85].

Představíme si projekt TOKAMAK, který se týká jaderné fúze. TOKAMAK funguje jako transformátor. V toroidním dutém vakuovém prstenci se nachází plazma z deuteria a tritia pod vysokým tlakem. Indukovaný proud, vzniklý pomocí indukovaného napětí na sekundární cívice, plazma zahřívá. Horké plazma pod vysokým tlakem je udržováno v zařízení pomocí magnetických polí (díky tomu, že plazma je tvořena nabitými částicemi), pevné stěny nádoby by takové podmínky nevydržely. Magnetické udržení plazmatu je pro TOKAMAK charakteristické. Dále se plazma zahřívá dvěma způsoby. Zaprvé neutrální injektáží svazku částic (vstřelováním vysokoenergetických částic do plazmatu) a zadruhé pomocí vysokofrekvenčního elektromagnetického pole. Druhý způsob byl navržen pro TOKAMAK s názvem ITER. Po zahřátí započne jaderná fúze. Ideálně by pak jádra helia, vzniklá při fúzi, měla dostatečnou energii a z velké části by udržovala teplotu plazmatu. Při fúzi se uvolňují i neutrony, které ohřívají chladiivo (podobný princip vytvoření elektrické energie jako v jaderné elektrárně). Stěny vakuové nádoby mohou být pokryty lithiem, takže neutrony slouží i k vytvoření tritia. V kryodestilační aparatuře se odvádí vzniklé helium a tritium se vrací zpět do toroidu, do kterého se doplňuje i deuterium [86,87].



Obrázek 47 Schéma TOKAMAKu. Převzato z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/825-tokamak>

ITER je experimentální TOKAMAK. Je budován ve výzkumném středisku Cadarache na jihu Francie. Stavba reaktoru započala roku 2007, v plném provozu by měl být ve třicátých letech 21. století. Cílem ITERu je ukázat, jaký by mohl být výkon získaný z jaderné fúze, jaký výkon je potřeba na její započítí, že jde plazma deuteria a tritia vytvořit a udržet, dále otestovat množení tritia pomocí lithia přímo ve vakuové komoře a otestovat bezpečnost [88].

13. Elementární částice

Na začátku této práce jsme začínali s „nedělitelným“ atomem. Ten se nakonec skládal z elektronů, protonů a neutronů. A jak uvidíme, i protony a neutrony se z něčeho skládají. Co je tedy tím nejmenším a dále už nedělitelným? V této kapitole se seznámíme se standardním modelem elementárních částic.

Podle spinu se částice dělí na fermiony a bosony. Fermiony mají spin roven lichému násobku jedné poloviny, bosony mají spin celočíselný.

Podle interakcí, které na částice působí, se částice dělí na leptony a hadrony. Na leptony nepůsobí silná interakce, na hadrony ano. Na leptony i hadrony působí slabé interakce. O těchto interakcích si povíme později [89].

13.1. Antičástice

Každá částice má svou antičástici. Antičástice má stejnou hmotnost, spin a střední dobu života (doba, za kterou se rozpadne $1/e$ částic z původního množství částic, kde e je Eulerovo číslo [91]) jako částice, ke které patří. Má však opačné znaménko elektrického náboje (pokud nějaký má), magnetický moment a některá kvantová čísla, se kterými se ještě seznámíme (baryonové, leptonové...).

Když dojde ke srážce částice a její antičástice, dojde k jejich anihilaci. Částice a antičástice přitom zanikají a vzniknou jiné částice (např. záření γ při anihilaci elektronu a pozitronu nebo piony a kaony při anihilaci protonu a antiprotonu, přičemž piony a kaony se dále rozpadají a konečným produktem jsou elektrony, pozitrony, neutrina a záření γ).

Vesmír se skládá z částic, ne z antičástic, protože při vzniku vesmíru z nějakého důvodu byla porušena symetrie počtu částic a antičástic, které byly vytvořeny. Na 10^9 antičástic připadalo $10^9 + 1$ částic [90].

13.2. Leptony

Do leptonů patří elektron e^- , mion μ^- , tauon τ^- a k nim odpovídající neutrina, tedy elektronové ν_e , mionové ν_μ a tauonové ν_τ . Také sem patří jejich antičástice, k elektronům pozitrony a k neutrinům antineutrina (značí se čarou nad jejich symbolem). Leptony jsou považovány za elementární částice.

Pozitron jako antičástici k elektronu objevil Carl Anderson (1905 - 1991) v kosmickém záření roku 1932, teoreticky byla předpovězena už roku 1928 Paulem

Diracem (1902 - 1984). (Anderson pak roku 1936 v kosmickém záření objevil i mion – „těžký elektron“).

Leptonů včetně antičástic je celkem dvanáct. Elektron a elektronové neutrino tvoří první generaci leptonů, mion a mionové neutrino druhou a tauon a tauonové neutrino třetí.

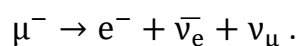
O vzniku elektronového neutrina a antineutrina a důvodů jejich vzniku (zákon zachování energie) jsme se zmínili při výkladu β rozpadu. S dalšími neutriny a antineutriny je to podobné. Vznikne-li pozitron, vznikne k němu neutrino. Vznikne-li elektron, vznikne i antineutrino.

Elektrony mají náboj, takže na ně kromě slabé interakce působí také elektromagnetická síla. Elektrony mají náboj roven elementárnímu náboji. Neutrina náboj nemají, elektromagnetická síla na ně nepůsobí.

Všechny leptony mají spin roven $\frac{1}{2}$, jsou to fermiony.

S elektronem jsme se již seznámili. Řekneme si něco k ostatním leptonům.

Mion je někdy označován jako těžký elektron. Jeho hmotnost je 207krát větší než hmotnost elektronu. Jeho poločas rozpadu je 2,2 μ s a rozpadá se na elektron, elektronové antineutrino a mionové neutrino



Vzniká interakcí kosmického záření s horními vrstvami atmosféry, a díky dilataci času dokáže i vzhledem ke svému krátkému poločasu rozpadu dopadnout až na povrch Země.

Tauon je označován jako supertěžký elektron. Jeho hmotnost je 3484 krát větší než hmotnost elektronu. Jeho poločas rozpadu je 0,3 ps a rozpadá se na elektron nebo mion a neutrino. Vzniká v urychlovačích částic.

Všechna neutrina mají velmi malou hmotnost. S neutriny souvisí jev, zvaný oscilace neutrin. Neutrino si nezachovávají svou elektronovou, mionovou či tauonovou identitu, ale mezi těmito stavy oscilují. Toto bylo dokázáno experimenty. Ze Slunce přicházelo zdánlivě nedostatečné množství elektronových neutrin. Nakonec se ukázalo, že neutrino, která vznikají v nitru Slunce, jsou rovnoměrně rozložena mezi elektronová, mionová i tauonová. Jejich hmotnost je mixována a různé mixáže hmotových stavů jsou vnímána jako jednotlivá neutrino. Jakou mixáž nalezneme, má pravděpodobnostní charakter.

Při zkoumání oscilace neutrin roku 2011 se zdánlivě prokázalo, že neutrina cestují nadsvětelnou rychlostí. Z CERNu se mionová neutrina posílala pod zemí do Gran Sasso v Itálii, kde je zachytávaly detektory. Nakonec se ukázalo, že na vině byl povytažený optický kabel [89].

S leptony souvisí leptonové číslo L . Pro leptony má hodnotu $+1$, pro antileptony -1 , pro ostatní částice 0 . Existuje rovněž dílčí elektronové leptonové číslo L_e , které má pro elektron a elektronové neutrino hodnotu $+1$, pro jejich antičástice -1 a pro ostatní částice (včetně jiných leptonů) 0 . Analogicky existuje i mionové leptonové číslo L_μ a tauonové leptonové číslo L_τ . Platí zákon zachování leptonového čísla L (před reakcí je stejné leptonové číslo, jako po reakci). Oscilace neutrin porušuje zákon zachování dílčích leptonových čísel [91].

jméno částice	značení částice	hmotnost (m_e)	spin (h)	náboj (e)	poločas rozpadu	působící interakce	rok objevu	objevitel
elektron	e	1	1/2	1	stabilní	W, E	1897	J. Thomson
mion	μ	207	1/2	1	2 μ s	W, E	1937	C. Anderson
tauon	τ	3484	1/2	1	0,3 ps	W, E	1975	M. Perl
el. neutrino	ν_e	mixována	1/2	0	oscilace	W	1956	F. Reines, C. Cowan
mí neutrino	ν_μ	mixována	1/2	0	oscilace	W	1962	L. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger
tau neutrino	ν_τ	mixována	1/2	0	oscilace	W	1999	kolaborace DONUT

Obrázek 48 Přehled leptonů. W je značka pro slabou interakci, E je značka pro elektromagnetickou interakci. Hmotnost se udává v hmotnostech elektronu. Převzato z: <https://www.branadovesmiru.eu/odborne-clanky/elementarni-castice-standardni-model.html>

13.3. Hadrony a kvarky

Hadrony, na rozdíl od leptonů, jsou částice složené. Skládají se z kvarků a antikvarků. Hadrony složené z dvojice kvark-antikvark se nazývají mezony. Hadrony složené z trojice kvarků (nebo trojice antikvarků) se nazývají baryony. Kvarky, stejně jako z nich složené hadrony, interagují silně.

Kvarky byly dost dlouho jen teoretickou domněnkou. Jejich existenci potvrdili až experimenty roku 1968. V urychlovacím centru SLAC při hlubokém nepružném rozptylu

elektronů na protonech byla uvnitř protonu spatřena tři bodová centra. Proton už nebyl považován za elementární.

Všechny kvarky mají spin roven $\frac{1}{2}$, jsou to fermiony. Jejich náboj je buď $\pm \frac{1}{3} e$ nebo $\pm \frac{2}{3} e$, kde e je elementární náboj, interagují tedy i elektromagneticky. Jsou to jediné částice, na které působí všechny čtyři interakce.

Pro kvarky je zavedena nová kvantová vlastnost, zvaná barva (s barvou, kterou vnímáme, to nemá nic společného). Říkáme, že kvarky mají barevný náboj. Barva je další kvantové číslo. Kvarky mohou mít barevný náboj červený, modrý nebo zelený. Antikvarky pak antičervený, antimodrý a antizelený. Kvarky se kombinují tak, aby jejich celkový barevný náboj byl nulový. Dalo by se říci, že celkový barevný náboj musí být „bílý“ nebo „nebarevný“. Platí to např. pro trojici červeného, modrého a zeleného kvarku nebo dvojici modrého a antimodrého kvarku [89].

S baryony souvisí baryonové číslo B . Pro baryon má hodnotu $+1$ (kvark má hodnotu $+1/3$, baryon má tři kvarky) pro antibaryony -1 (antikvark má hodnotu $-1/3$, antibaryon má tři antikvarky) a pro ostatní částice 0 (např. mezony mají baryonové číslo nulové, protože baryonové číslo kvarku $+1/3$ a baryonové číslo antikvarku $-1/3$ se po sečtení vynulují). Musí platit zákon zachování baryonového čísla (resp. zákon zachování kvarků) [91].

Kvarků a antikvarků je dohromady dvanáct (stejně jako leptonů). Existují tyto kvarky: kvark u (up, nahoru), kvark d (down, dolů), kvark s (strange, podivný), kvark c (charm, půvabný), kvark b (bottom, spodní nebo beauty, krásný) a kvark t (top, svrchní nebo truth, pravdivý). Těmto charakteristikám se říká „vůně“.

Kvark dolů d má náboj $-\frac{1}{3} e$ a hmotnost 5 MeV . Kvark nahoru u má náboj $+\frac{2}{3} e$ a hmotnost 3 MeV .

Tyto kvarky tvoří první generaci kvarků a lze z nich vytvořit dva druhy mezonů. Pokud se spojí kvarky s opačně orientovaným spinem, je výsledný spin částice, kterou tvoří, nulový. Takovým mezonům se říká piony (π^+ , π^- , π^0 – horní indexy vyjadřují jejich náboj). Pokud se spojí dva kvarky se stejně orientovaným spinem, bude výsledný spin roven jedné. Takovým mezonům se říká róony (ρ^+ , ρ^- , ρ^0).

Kombinací těchto kvarků lze tvořit dva druhy baryonů. Pokud jsou dva kvarky stejně orientované a jeden opačně, je výsledný spin roven $\frac{1}{2}$. S těmito baryony jsme se již setkali, patří mezi ně nukleony, tedy proton a neutron. Neutron je kombinací ddu ,

proto má nulový náboj: $-\frac{1}{3} - \frac{1}{3} + \frac{2}{3} = 0$; proton je kombinací uud, proto má kladný náboj: $-\frac{1}{3} + \frac{2}{3} + \frac{2}{3} = 1$.

Pokud jsou všechny tři kvarky stejně orientované, je výsledný spin roven $\frac{3}{2}$. Těmto částicím se říká delta baryony: $\Delta^+, \Delta^-, \Delta^0, \Delta^{++}$. Hmotnost částic, které tyto kvarky tvoří, je větší než sečtená hmotnost těchto kvarků. To je způsobeno gluony.

Podivný kvark s má náboj $-\frac{1}{3} e$ a hmotnost 95 MeV. Podivný kvark nebo antikvark se nachází v kaonech v kombinaci s kvarkem nebo antikvarkem nahoru u či dolů d. Kaony patří mezi mezony. Byly objeveny ještě před zavedením kvarků v roce 1947 v sekundárních sprškách kosmického záření Georgem Rochesterem (1908 - 2001) a Cliffordem Butlerem (1922 - 1999). Kaony se rozpadaly na piony, avšak velmi pomalu, což bylo podivné. Později bylo zjištěno, že to způsobuje podivný kvark. Baryony s podivným kvarkem se nazývají hyperony.

Kvůli chování kaonů bylo zavedeno další kvantové číslo, podivnost S . Zákon zachování podivnosti platí u silných interakcí, avšak neplatí u slabých interakcí [90]. Pro podivné částice, obsahující jeden podivný kvark s, má hodnotu -1 , pro podivné antičástice, obsahující jeden podivný antikvark \bar{s} , má hodnotu $+1$, pro ostatní částice 0.

Půvabný kvark c má náboj $+\frac{2}{3} e$ a hmotnost 1,3 GeV. Vázaný stav půvabného kvarku a antikvarku se značí J/ψ (mezon). Označení J vybrala pro půvabný kvark skupina Samuela Tinga (*1936) z MIT, když ho našli v Brookhavenské národní laboratoři na Long Islandu. Označení ψ vybrala pro půvabný kvark skupina Burtona Richtera (1931 - 2018), když ho našli (nezávisle na první skupině) v urychlovacím centru SLAC. Pokud je půvabný kvark vázán na jiný antikvark než na svůj, nazývá se výsledný mezon D.

Podivný a půvabný kvark tvoří druhou generaci kvarků.

Spodní kvark b má náboj $-\frac{1}{3} e$ a hmotnost 4,2 GeV. Spodní kvark byl předpovězen roku 1973 Makoto Kobayashim (*1944) a Toshidide Maskawou (1940 - 2021). Byl nalezen ve vázaném stavu se svým antikvarkem (částice dostala označení Υ) roku 1977 skupinou Leona Ledermana (1922 - 2018). Mezony s antikvarkem spodního kvarku a dalšího kvarku se nazývají B mezony.

Svrchní kvark t má náboj $+\frac{2}{3} e$ a hmotnost 173 GeV (asi jako jádro wolframu). Byl předpovězen stejnými vědci jako půvabný kvark a byl z kvarků nalezen jako poslední roku 1995.

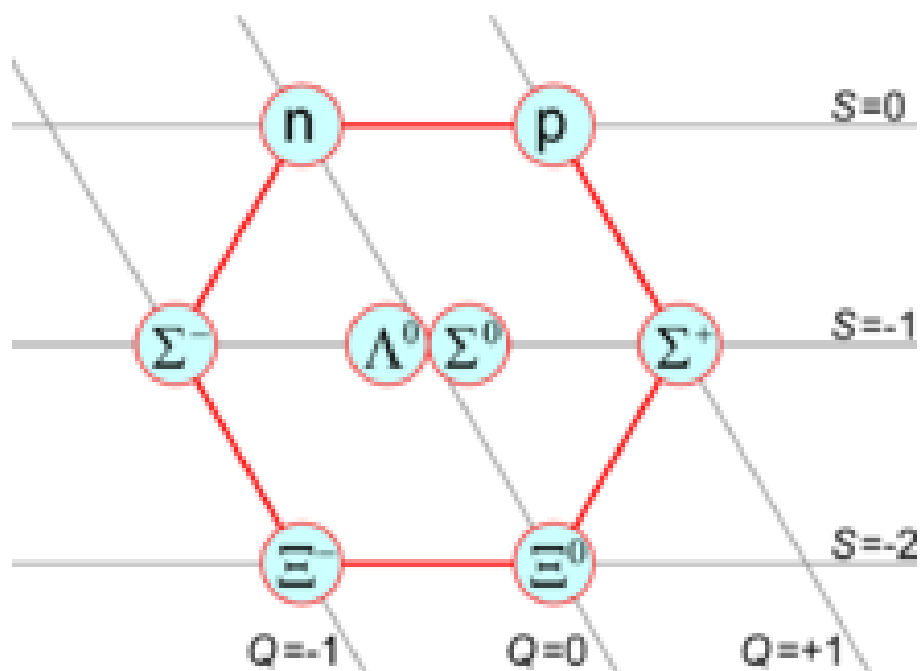
Spodní a svrchní kvark tvoří třetí generaci kvarků [89].

U půvabného, spodního (resp. krásného) a svrchního (resp. pravdivého) kvarku platí analogicky se zachováním podivnosti zákony zachování půvabu C , krásy B (neplést s baryonovým číslem) a pravdy T . Stejně jako u podivnosti tyto zákony neplatí pro slabé interakce [91].

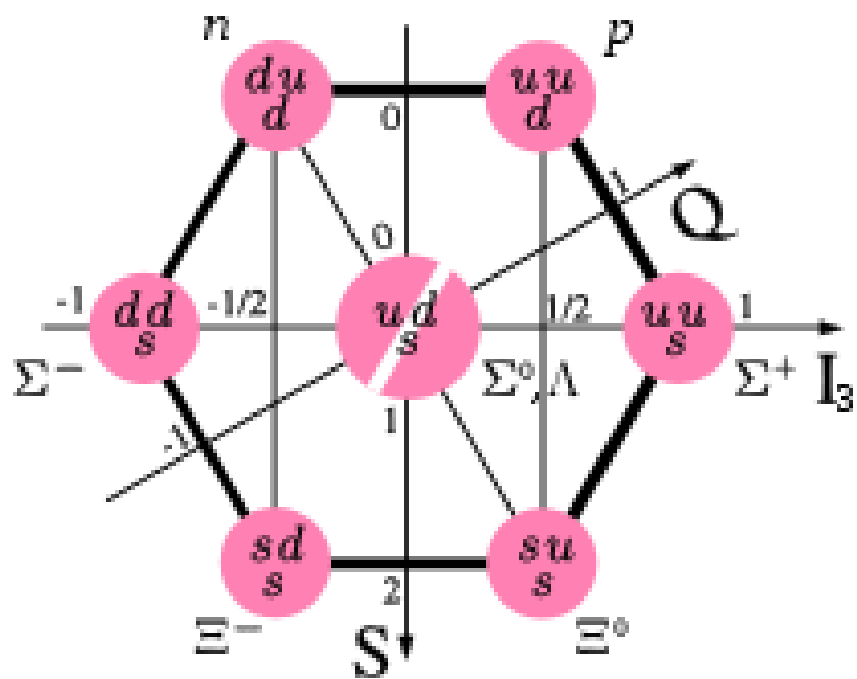
jméno částice	značení částice	hmotnost (MeV)	spin (h)	náboj (e)	působící interakce	rok objevu	objevitel
<u>down</u> (dolů)	d	5	1/2	-1/3	S, W, E, G	1968	E. D. Bloom (SLAC)
up (nahoru)	u	3	1/2	+2/3	S, W, E, G	1968	E. D. Bloom (SLAC)
<u>strange</u> (podivný)	s	95	1/2	-1/3	S, W, E, G	1968	-
<u>charm</u> (půvabný)	c	1 300	1/2	+2/3	S, W, E, G	1974	S. Ting (BNL), B. Richter (SLAC)
<u>bottom</u> (spodní)	b	4 200	1/2	-1/3	S, W, E, G	1977	L. Lederman (Fermilab)
top (svrchní)	t	173 000	1/2	+2/3	S, W, E, G	1995	kolaborace CDF a D0 (Tevatron)

Obrázek 49 Přehled kvarků. S je značka pro silnou interakci, W je značka pro slabou interakci, E je značka pro elektromagnetickou interakci a G je značka pro gravitační interakci. Převzato z: <https://www.branadovesmiru.eu/odborne-clanky/elementarni-castice-standardni-model.html>

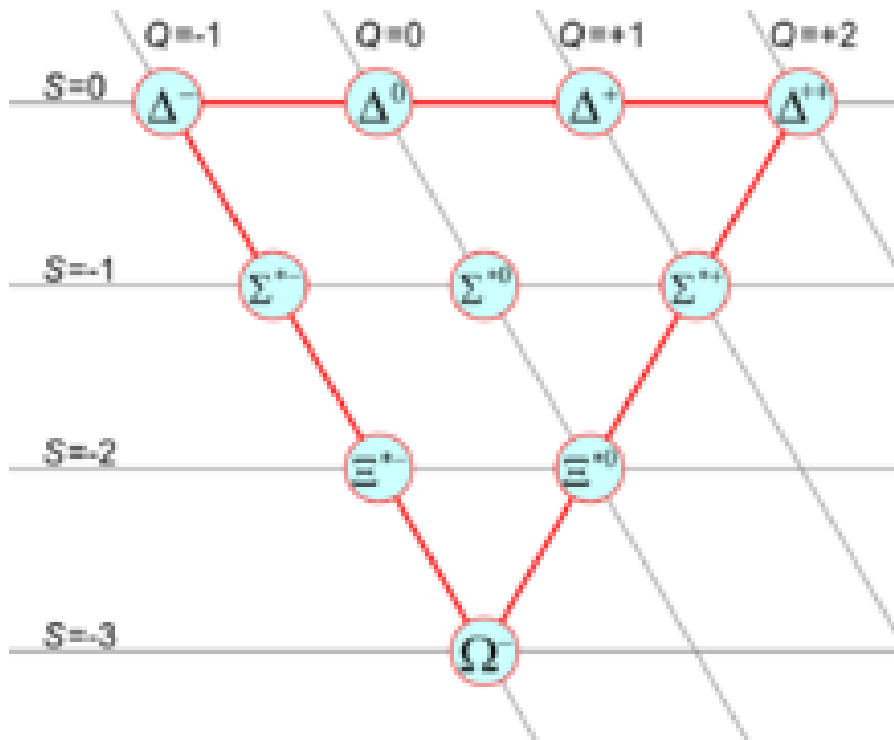
Murray Gell-Mann (1929 - 2019) roku 1961 uspořádal hadrony do příbuzenských multipletů. Tento způsob organizace hadronů nazval osminásobná cesta. Multiplety vedly Gell-Manna k existenci kvarků. Předpověděl díky nim částici Ω^- , která byla objevena už roku 1964. Multiplety jsou na obrázcích 50 až 56, kde přímký s písmenem S představují podivnost a přímký s písmenem Q představují náboj. Na průsečících přímků jsou pak jednotlivé částice [92].



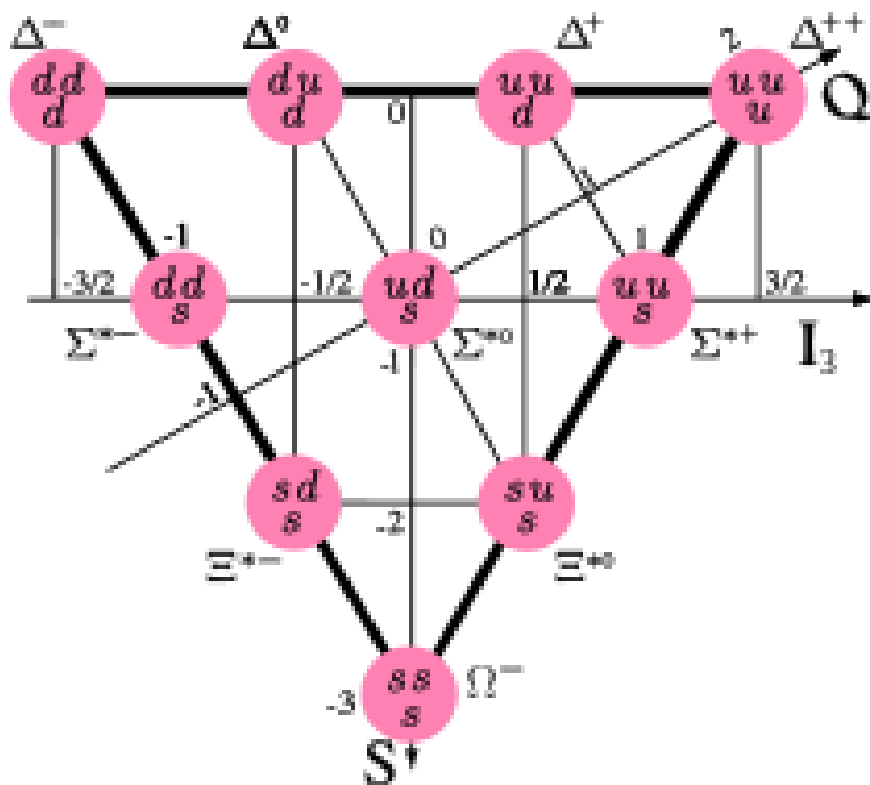
Obrázek 50 Baryonový oktet; $spin \frac{1}{2}$. Převzato z: <https://cs.wikipedia.org/wiki/Baryon>



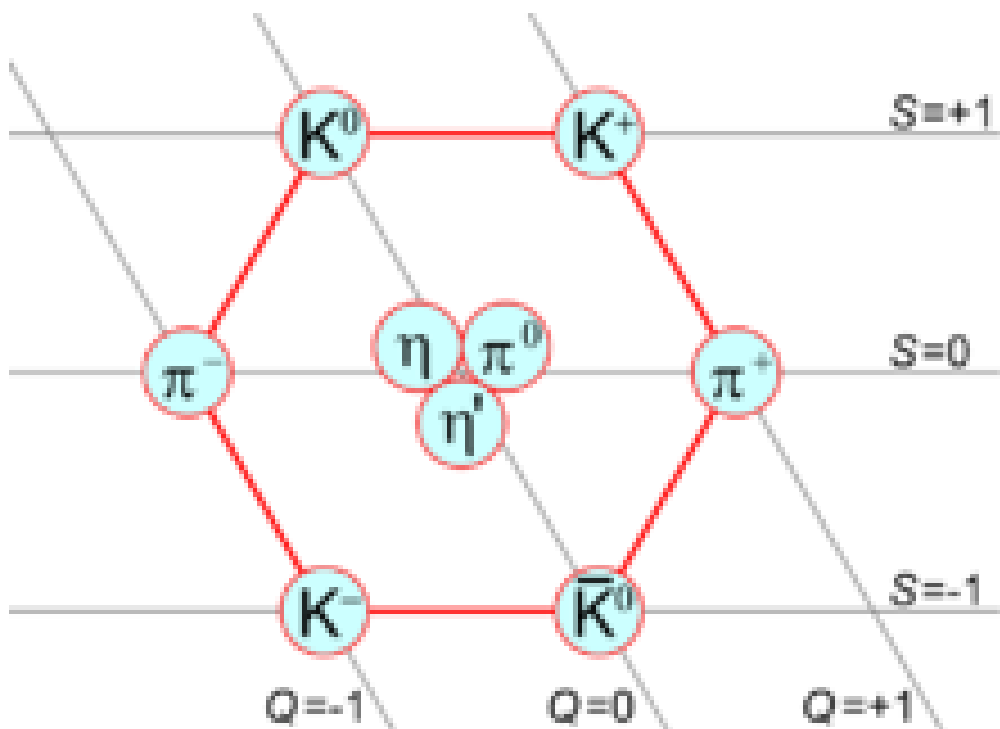
Obrázek 51 Baryonový oktet zobrazující kvarkovou kompozici baryonů; $spin \frac{1}{2}$. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Baryon_ks%C3%AD



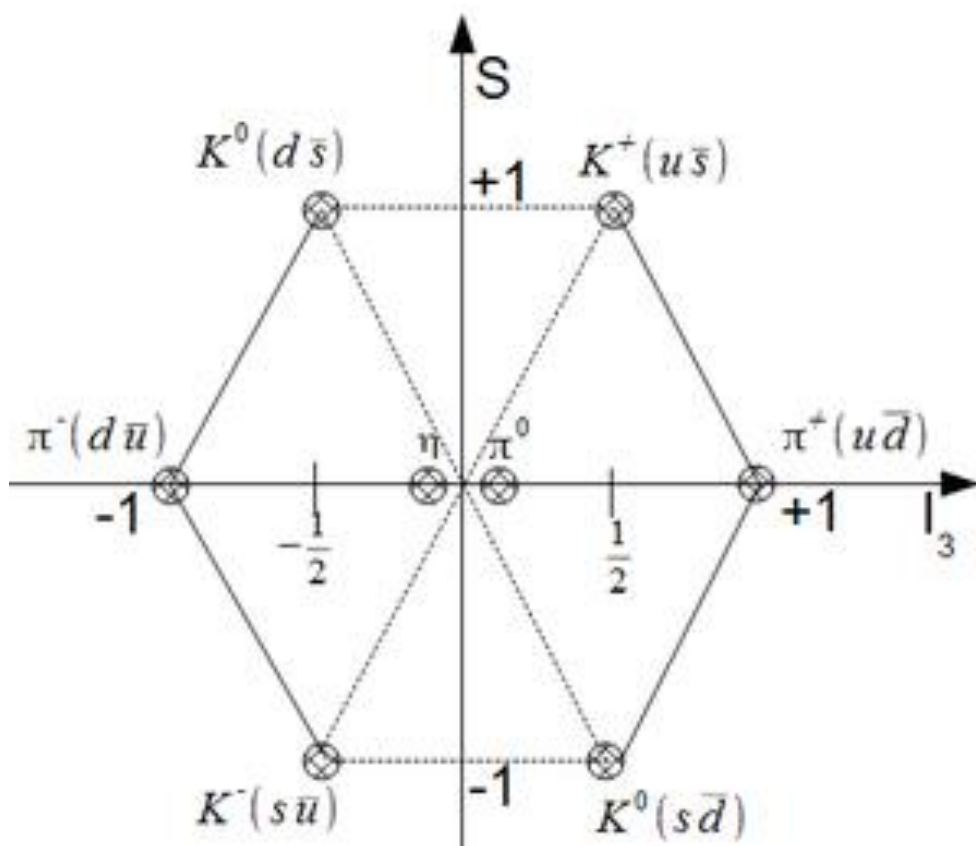
Obrázek 52 Baryonový dekuplet; $spin \frac{3}{2}$. Převzato z: <https://cs.wikipedia.org/wiki/Baryon>



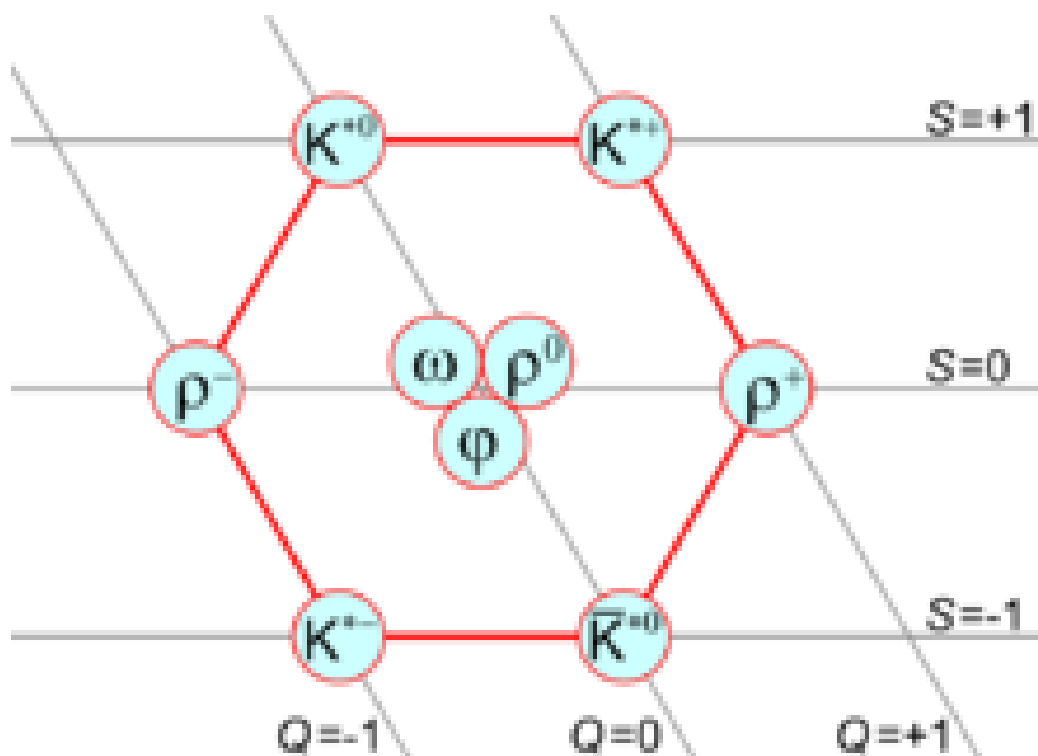
Obrázek 53 Baryonový dekuplet zobrazující kvarkovou kompozici baryonů; $spin \frac{3}{2}$. Převzato z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Baryon_delta



Obrázek 54 Mezonový nonet; spin 0. Převzato z: <https://cs.wikipedia.org/wiki/Mezon>



Obrázek 55 Mezonový nonet zobrazující kvarkovou kompozici mezonů; spin 0. Převzato z: <https://www.wikiskripta.eu/w/Hadrony12>



Obrázek 56 Mezonový nonet; spin 1. Převzato z: <https://cs.wikipedia.org/wiki/Mezon>

13.4. Částice zprostředkující interakce

Elektromagnetická, silná a slabá interakce jsou zprostředkovány pomocí polních částic. (Standardní model neobsahuje částici pro gravitační interakci. Vědci se snaží vytvořit model, který by zahrnoval všechny čtyři interakce, zatím bezúspěšně.)

Tyto interakce si můžeme představit jako pole (např. elektromagnetické). Částice a pole nejsou v kvantovém světě tak rozlišitelné (elektromagnetické pole/foton).

Všechny polní částice mají spin roven jedné, jsou to bosony. Bosony na rozdíl od fermionů nesplňují Pauliho vylučovací princip, v jednom kvantovém stavu se může nacházet více částic [89].

13.4.1. Elektromagnetická interakce

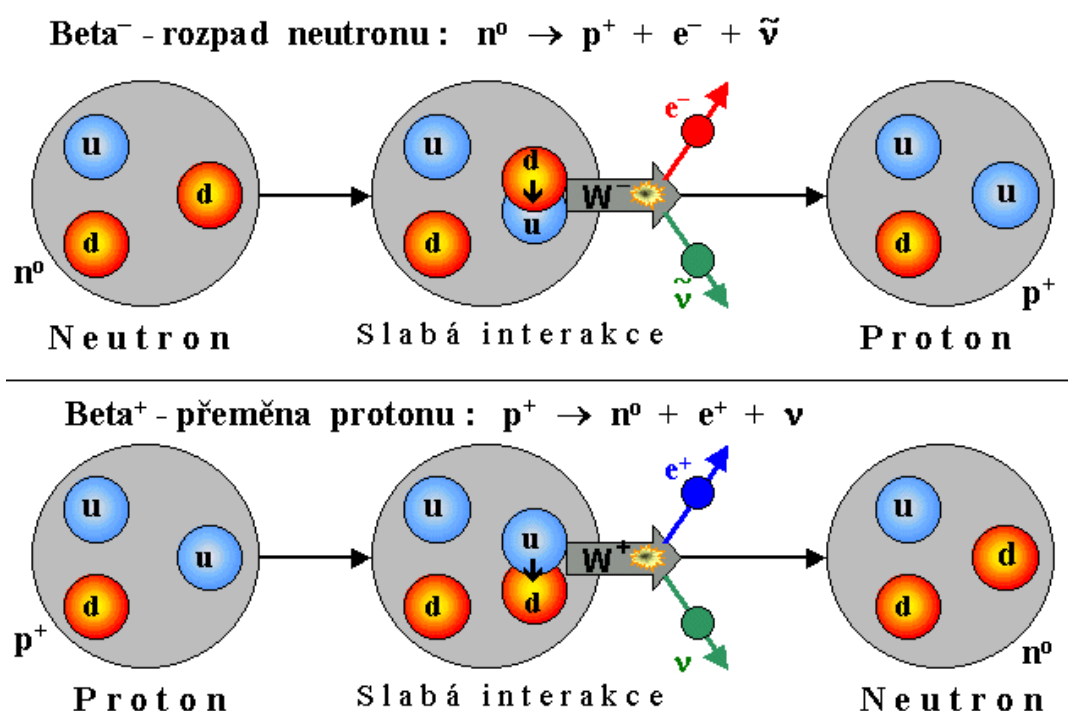
Elektromagnetickou interakci vnímáme jako výměnu polních fotonů. Působí jen na částice s nenulovým elektrickým nábojem. Má nekonečný dosah, její intenzita s druhou mocninou vzdálenosti klesá.

Fotony na částice s nenulovým elektrickým nábojem působí i přesto, že samy mají nulový náboj. Mají nulovou klidovou hmotnost [89].

13.4.2. Slabá interakce

Na rozdíl od elektromagnetické interakce, slabá interakce má dosah jen přibližně 10^{-17} m. Typický příklad slabé interakce je β rozpad.

Slabou interakci vnímáme jako výměnu polních hmotných bosonů, elektricky neutrálního bosonu Z^0 (hmotnost 91 GeV) a elektricky nabitých bosonů W^+ a W^- (oba hmotnost 80 GeV). Částice byly předpovězeny v pracích Stevena Weinberga (1933 - 2021), Sheldona Glashowa (*1932) a Abduse Salama (1926 - 1996) v teorii elektroslabých interakcí. W^+ a W^- byly v CERNu zachyceny na konci roku 1983 a Z^0 na začátku dalšího roku skupinou Carla Rubbia (*1934) a Simona van der Meera (1925 - 2011) [89].



Obrázek 57 Znáznornění beta rozpadu se slabou interakcí. Převzato z:
<https://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika5.htm>

13.4.3. Higgsův boson

Při prvních pokusech vytvoření teorie elektroslabých interakcí nastal problém. Figurovaly v ní čtyři polní částice, avšak s nulovou hmotností. Konečný dosah částic slabé interakce však ukazoval na částice s nenulovou hmotností. Proto Peter Higgs (*1929) a další teoretici, např. François Englert a Robert Brout, zavedli roku 1964 koncepci nového pole, které vyplňuje celý prostor, a které některým částicím uděluje nenulovou hmotnost. Jakmile je hmotnost udělena, je spontánně narušena symetrie a původní elektroslabá interakce se štěpí na elektromagnetickou a slabou. Toto pole bylo

nazváno Higgsovo a jeho částice Higgsův boson. Tato částice byla v CERNu nalezena roku 2012. Má nulový spin a hmotnost 125 GeV [89].

13.4.4. Silná interakce

Dosah silné interakce je 10^{-15} m. Typický příklad silné interakce jsou vazebné síly mezi nukleony v jádře atomu.

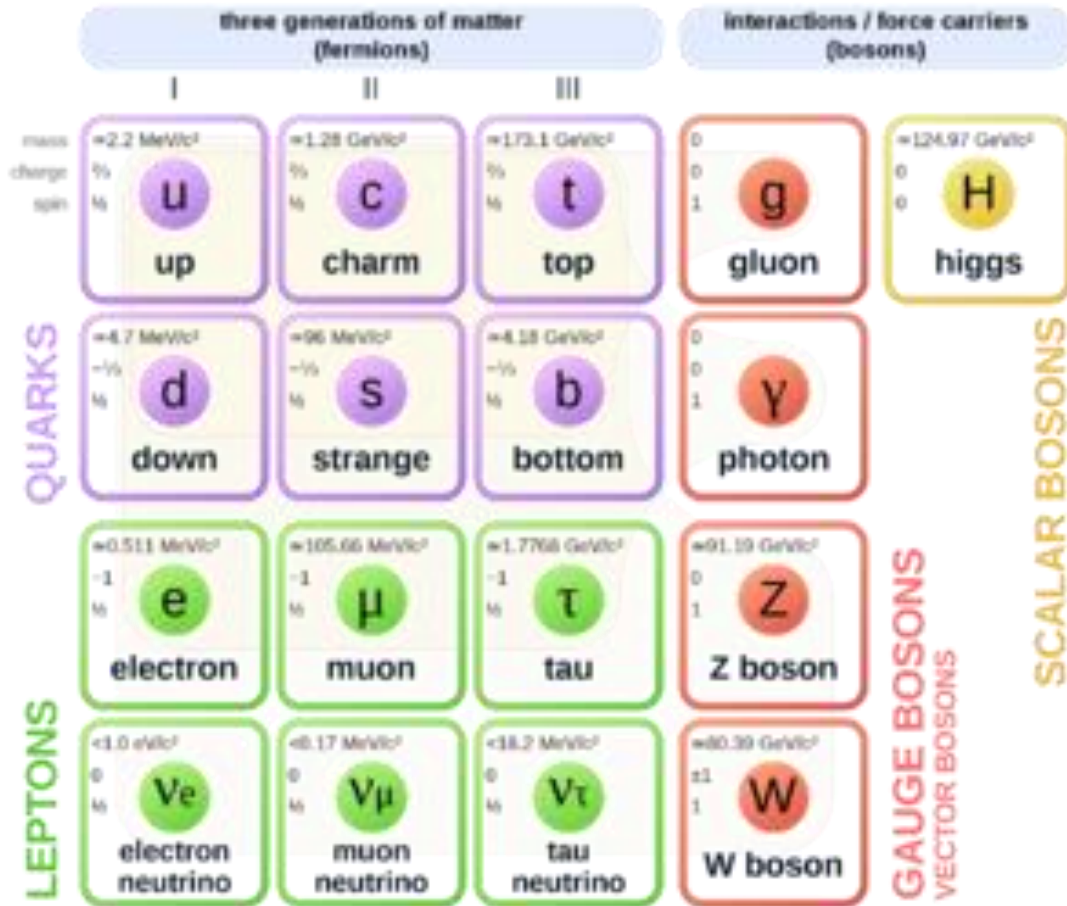
Silnou interakci vnímáme jako výměnu gluonů, kterých je osm druhů. Gluony jsou nositelé barevného náboje a působí tak i samy na sebe. U jiných nositelů interakcí tomu tak není.

Murray Gell-Mann gluony roku 1962 předpověděl. Experimentálně byly objeveny až roku 1979 v německé částicové laboratoři DESY v Hamburgu při srážkách urychlených elektronů s pozitrony [89].

jméno částice	hmotnost (GeV)	spin (\hbar)	el. náboj (e)	síla	rok objevu	objevitel částice
foton γ	0	1	0	E	(1923)	(Compton)
W^{\pm}, Z^0	80 až 91	1	0	W	1983	Rubia, Meer
gluony g	0	1	0	S	1979	kolaborace PLUTO
Higgs	125	0	0	–	2012	kolaborace ATLAS, CMS

Obrázek 58 Přehled částic interakcí. S je značka pro silnou interakci, W je značka pro slabou interakci a E je značka pro elektromagnetickou interakci. Převzato z: <https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/interakce/forces.php>

Standard Model of Elementary Particles



Obrázek 59 Přehled elementárních částic standardního modelu. Převzato z: http://www.multimediaexpo.cz/mme.cz/index.php/Standardn%C3%AD_model

Závěr

Tato bakalářská se pokouší přiblížit čtenáři svět, který není dostupný našim smyslům. Měla by rozvinout jeho představivost o tom, co se děje za hranicí našeho světa. V práci jsme přešli od těch nejjednodušších představ o atomech, přes kvanta energie, popis obalu a jádra atomu až po ty skutečně elementární částice. Je pravděpodobné, že za několik let bude tato práce v některých ohledech zastaralá, atomová a jaderná fyzika a fyzika elementárních částic je velmi rychle se rozvíjející odvětví fyziky.

Přál bych si, aby tato práce usnadnila studium studentům a vyučování jejich učitelům.

Použité zdroje a literatura

- [1] Starořecký atomismus. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 9.2. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.ireichl.com/main.article/view/1413-atomismus>
- [2] Zdeněk Moravec: Základní chemické zákony. *Web o chemii, elektronice a programování* [online]. Převzato dne 17.2. 2022. Dostupné z: <http://z-moravec.net/chemie/zaklady-chemie/zakladni-chemicke-zakony/>
- [3] Claude Berthollet. *A history of science* [online]. Převzato dne 17.2. 2022. Dostupné z: <https://geoffneilsen.wordpress.com/navigation/eighteenth-century/joseph-louis-proust-1754-1826/>
- [4] William-Prout. *Britannica* [online] 1998, naposledy upraveno 2022. Převzato dne 17.2. 2022. Dostupné z: <https://www.britannica.com/biography/William-Prout>
- [5] Avogadrův zákon. *Wikipedie: Otevřená Encyklopedie* [online]. Převzato dne 17.2. 2022. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Avogadr%C5%AFv_z%C3%A1kon
- [6] doc. RNDr. Peter Baláž, doc. RNDr. Miloš Doležel, Ing. Štefan Bederka.: Fyzika pre pedagogické fakulty III. diel. Slovenské pedagogické nakladateľství Bratislava, 1973.
- [6.1.] Kapitola: Fyzika elektronového obalu atomu, podkapitola: Medělejevova periodická soustava prvků - doc. RNDr. Miloš Doležel, str. 142
- [6.2.] Kapitola: Fyzika elektronového obalu atomu, podkapitola: Objev elektronu - doc. RNDr. Miloš Doležel, str. 74
- [6.3.] Kapitola: Fyzika elektronového obalu atomu, podkapitola: Náboj elektronu - doc. RNDr. Miloš Doležel, str. 74
- [6.4.] Kapitola: Fyzika elektronového obalu atomu, podkapitola: Měrný náboj elektronu - doc. RNDr. Miloš Doležel, str. 77
- [6.5.] Kapitola: Fyzika elektronového obalu atomu, podkapitola: Statický a planetární model atomu - doc. RNDr. Miloš Doležel, str. 82 – 87
- [6.6.] Kapitola: Fyzika elektronového obalu atomu, podkapitola: Zákonitosti spektra záření atomu vodíku - doc. RNDr. Miloš Doležel, str. 87 – 91

[6.7.] Kapitola: Úvod do kvantovej mechaniky, podkapitoly: Tepelné žiarenie, Kirchhoffov zákon, Absolutne čierne teleso, Rozdelenie energie v spektre žiarenia absolútne čierneho telesa - doc. RNDr. Peter Baláž, str. 155 – 160

[6.8.] Kapitola: Úvod do kvantovej mechaniky, podkapitola: Bohrova kvantová podmienka z hľadiska vlnových predstáv - doc. RNDr. Peter Baláž, str. 176 – 177

[7] Mgr. Magda Králová: Kinetická teorie látok [online]. *Techmania Science Center, Eduportál*. Převzato dne 17.2. 2022. Dostupné z:

<http://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/struktura-latek/kineticka-teorie-latek>

[8] Mgr. Magda Králová: James Clerk Maxwell [online]. *Techmania Science Center, Eduportál*. Převzato dne 17.2. 2022. Dostupné z:

<https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/vedec/1251/maxwell>

[9] Mgr. Magda Králová: Ludwig Boltzmann [online]. *Techmania Science Center, Eduportál*. Převzato dne 17.2. 2022. Dostupné z:

<http://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/vedec/1067/boltzmann>

[10] Mgr. Magda Králová: Difuze [online]. *Techmania Science Center, Eduportál*. Převzato dne 19.2. 2022. Dostupné z:

<http://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/struktura-latek/kineticka-teorie-latek/difuze>

[11] Mgr. Magda Králová: Brownův pohyb [online]. *Techmania Science Center, Eduportál*. Převzato dne 19.2. 2022. Dostupné z:

<http://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/struktura-latek/kineticka-teorie-latek/brownuv-pohyb>

[12] Johannes Kepler, Alena Šolcová: O šestiúhelné sněhové vločce. *Eukleides* [online]. Převzato dne 17.2. 2022. Dostupné z:

https://eukleides.cz/store/index.php?route=product/product&product_id=2569

[13] Daniel Bernoulli. *Wikipedie: Otevřená Encyklopedie* [online]. Převzato dne 17.2. 2022. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Daniel_Bernoulli

[14] Ján Pišút, Rudolf Zajac: O atónoch a kvantovaní; Knižničné a edičné centrum FMFI UK, Bratislava 2010. ISBN 978-80-89186-64-8. Dostupné z:

https://zona.fmph.uniba.sk/fileadmin/fmfi/sluzby/elektronicke_studijne_materialy/o_atomoch.pdf

- [15] Ivan Janeček: Atomová a jaderná fyzika, díl I; Ostravská univerzita, Přírodovědecká fakulta, Ostrava, vydání třetí, opravené 2007. Dostupné z: <http://artemis.osu.cz:8080/artemis/view.php?ids=1&idr=1&idc=114>
- [16] Aleš Lacina: Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 53 (2008), No. 2, strana 125 - 151 – Bohrův model atomu. Jednota českých matematiků a fyziků, 2008. Dostupné z: <https://dml.cz/handle/10338.dmlcz/141849>
- [17] Johannes Rydberg. *Wikipedie: Otevřená Encyklopedie* [online]. Převzato dne 19.6. 2022. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Johannes_Rydberg
- [18] Fluorescenční spektroskopie. *Wikiskripta* [online]. Převzato dne 19.6. 2022. Dostupné z: https://www.wikiskripta.eu/w/Fluorescen%C4%8Dn%C3%AD_spektroskopie
- [19] Gustav Kirchhoff. *Wikipedie: Otevřená Encyklopedie* [online]. Převzato dne 19.6. 2022. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Gustav_Kirchhoff
- [20] Fraunhoferovy čáry. *Pozorování Slunce* [online]. Převzato dne 19.6. 2022. Dostupné z: <https://www.pozorovanislunce.eu/vykladovy-slovnicek/fraunhoferovy-cary.html>
- [21] Mgr. Magda Králová: Rentgenové záření [online]. *Techmania Science Center, Eduportál*. Převzato dne 20.6. 2022. Dostupné z: <http://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/kvanta/rentgenove-zareni>
- [22] Rentgenové záření. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 20.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/540-rentgenove-zareni>
- [23] Záření absolutně černého tělesa. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 11.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/538-zareni-absolutne-cerneho-telesa>
- [24] Aleš Lacina, Hana Martinásková, Přírodovědecká fakulta MU, Brno, 2005: Mezinárodní rok fyziky - Fotoelektrický jev. Dostupné z: <http://www.physics.muni.cz/kof/clanky/fotoefekt.pdf>
- [25] Kvantitativní popis Bohrova modelu atomu. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 15.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/758-quantitativni-popis-bohrova-modelu-atomu>
- [26] Bohrův poloměr. *Wikipedie: Otevřená Encyklopedie* [online]. Převzato dne 15.6. 2022. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Bohr%C5%AFv_polom%C4%9Br

- [27] De Broglieho hypotéza. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 16.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/728-de-broglieho-hypoteza>
- [28] Schrödingerova rovnice a kolaps vlnové funkce. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 18.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/733-schrodingerova-rovnice-a-kolaps-vlnove-funkce>
- [29] Schrödingerova kočka. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 18.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/740-schrodingerova-kocka>
- [30] Hana Cídlová, Zuzana Mokrá, Barbora Valová: Elektronový obal atomu, atomové orbitály, výstavba elektronového obalu, ionty. Pedagogická fakulta Masarykovy univerzity [online]. Převzato dne 17.6. 2022. Dostupné z: https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/pedf/js18/obecna_chemie/web/pages/7-elektronovy-obal-atomu--atomove-orbitaly--vystavba-elektronoveho-obalu--ionty.html
- [31] Kvantová čísla. *Wikiskripta* [online]. Převzato dne 17.6. 2022. Dostupné z: https://www.wikiskripta.eu/w/Kvantov%C3%A1_%C4%8D%C3%ADsla
- [32] Hana Cídlová, Zuzana Mokrá, Barbora Valová: Stavba hmoty. Pedagogická fakulta Masarykovy univerzity [online]. Převzato dne 17.6. 2022. Dostupné z: https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/pedf/js18/obecna_chemie/web/pages/2-stavba-hmoty.html
- [33] Hofmann J., Urbanová M.: Fyzika I. verze 1.0. Vysoká škola chemicko technologická v Praze, Praha 2005. Spinový magnetický moment elektronu. Dostupné z: http://147.33.74.135/knihy/uid_ekniha-001/pdf/279.pdf
- [34] Jiří Lipovský: Matematický popis Sternova-Gerlachova experimentu [online]. Převzato dne 18.6. 2022. Dostupné z: https://lide.uhk.cz/prf/ucitel/lipovji1/teaching/smf1zs16-17/sternuv-gerlachuv_experiment.pdf
- [35] Ivan Janeček, René Kalus, Daniel Hrivňák: Kvantová a jaderná fyzika. *Multimediální učební text Katedry fyziky Přírodovědecké fakulty Ostravské Univerzity. Sternův-Gerlachův pokus* [online]. Převzato dne 18.6. 2022. Dostupné z: http://artemis.osu.cz/mmfyz/am/am_4_3_1.htm

- [36] Hana Cídlová, Zuzana Mokr, Barbora Valov: Teorie molekulových orbitalů. Pedagogick fakulta Masarykovy univerzity [online]. Převzato dne 17.6. 2022. Dostupné z:
https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/pedf/js18/obecna_chemie/web/pages/10-teorie-molekulovych-orbitalu.html
- [37] Bc. Monika Ondrušková: Chemick výpočty. Pirodovdeck fakulta Masarykovy univerzity. Elektronov konfigurace [online]. Převzato dne 19.6. 2022. Dostupné z:
https://is.muni.cz/do/sci/UChem/um/chv/ch04_configurations.html
- [38] Vzjemn působení astic. Potenciln energie astic. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 20.6. 2022. Dostupné z:
<http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/563-vzajemne-pusobeni-castic-potencialni-energie-castic>
- [39] Chemick vazby. *Khan Academy* [online]. Převzato dne 20.6. 2022. Dostupné z:
<https://cs.khanacademy.org/science/obecna-chemie/xefd2aace53b0e2de:molekuly-ionty-a-chemicke-vazby/xefd2aace53b0e2de:druhy-chemickych-vazeb/a/chemical-bonds-article>
- [40] Hana Cídlová, Zuzana Mokr, Barbora Valov: Kovov vazba. Pedagogick fakulta Masarykovy univerzity [online]. Převzato dne 20.6. 2022. Dostupné z:
https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/pedf/js18/obecna_chemie/web/pages/18-kovova-vazba.html
- [41] Hana Cídlová, Zuzana Mokr, Barbora Valov: Slab vazebn interakce. Pedagogick fakulta Masarykovy univerzity [online]. Převzato dne 20.6. 2022. Dostupné z:
https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/pedf/js18/obecna_chemie/web/pages/16-slabe-vazebne-interakce.html
- [42] Ivan Janeček, René Kalus, Daniel Hrivk: Kvantov a jadern fyzika. *Multimediální učební text Katedry fyziky Pirodovdeck fakulty Ostravsk Univerzity*. Bornova-Oppenheimerova aproximace [online]. Převzato dne 20.6. 2022. Dostupné z:
http://artemis.osu.cz/mmfyz/qm/qm_4_10_4.htm
- [43] Ivan Janeček, René Kalus, Daniel Hrivk: Kvantov a jadern fyzika. *Multimediální učební text Katedry fyziky Pirodovdeck fakulty Ostravsk Univerzity*. Spektra molekul [online]. Převzato dne 20.6. 2022. Dostupné z:
http://artemis.osu.cz/mmfyz/am/am_6_5.htm

- [44] Molekulové spektrum. *Wikipedie: Otevřená Encyklopedie* [online]. Převzato dne 20.6. 2022. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Molekulov%C3%A9_spektrum
- [45] Vlastnosti atomových jader. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 22.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/797-vlastnosti-atomovych-jader>
- [46] Hana Cídllová, Zuzana Mokrá, Barbora Valová: Jádro atomu, radioaktivita, jaderné reakce. Pedagogická fakulta Masarykovy univerzity [online]. Převzato dne 22.6. 2022. Dostupné z: https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/pedf/js18/obecna_chemie/web/pages/5-jadro-atomu--radioaktivita--jaderne-reakce.html
- [47] Otakar Brandos: Elektronvolt, jednotka energie ˇastic. *Treking.cz*. Převzato dne 22.6. 2022. Dostupné z: <https://www.treking.cz/astronomie/elektronvolt.htm>
- [48] Vazebná energie jádra. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 22.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/799-vazebna-energie-jadra>
- [49] Vazebná energie jádra. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 22.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/716-vazebna-energie-a-energie-reakce>
- [50] Magické ˇislo (fyzika). *Wikipedie: Otevřená Encyklopedie* [online]. Převzato dne 22.6. 2022. Dostupné z: [https://cs.wikipedia.org/wiki/Magick%C3%A9_%C4%8D%C3%ADslo_\(fyzika\)](https://cs.wikipedia.org/wiki/Magick%C3%A9_%C4%8D%C3%ADslo_(fyzika))
- [51] Ivan Janeˇek, René Kalus, Daniel Hrivnák: Kvantová a jaderná fyzika. *Multimediální uˇebnı text Katedry fyziky Přirodovedecke fakulty Ostravské Univerzity*. Protonový model atomového jádra [online]. Převzato dne 23.6. 2022. Dostupné z: http://artemis.osu.cz/mmfyz/jm/jm_2_1_1.htm
- [52] Modely jader. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 23.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/800-modely-jader>
- [53] Objev neutronu. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 23.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/712-objev-neutronu>
- [54] Poloměr, objem a hustota jader. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 23.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/798-polomer-objem-a-hustota-jader>

- [55] Ivan Janeček, René Kalus, Daniel Hrivňák: Kvantová a jaderná fyzika. *Multimediální učební text Katedry fyziky Přírodovědecké fakulty Ostravské Univerzity*. Základní fyzikální charakteristiky elementárních částic [online]. Přečteno dne 3.7. 2022. Dostupné z: http://artemis.osu.cz/mmfyz/jm/jm_2_3_5.htm
- [56] Radioaktivita. *Encyklopedie fyziky* [online]. Přečteno dne 23.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/802-radioaktivita>
- [57] Dr. William B. Ashworth: Paul Villard [online]. Přečteno dne 24.6. 2022. Dostupné z: <https://www.lindahall.org/about/news/scientist-of-the-day/paul-villard>
- [58] H. Cídllová, B. Kohoutková, P. Křivánková, K. Štěpánek, B. Valová: Ernest Rutherford. Přečteno dne 24.6. 2022. Dostupné z: <https://www.ped.muni.cz/wchem/sm/hc/hist/nobceny/rutherford.html>
- [59] Umělá radioaktivita. *Encyklopedie fyziky* [online]. Přečteno dne 23.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/810-umela-radioaktivita>
- [60] Záření alfa. *Encyklopedie fyziky* [online]. Přečteno dne 24.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/803-zareni-alfa>
- [61] Záření beta. *Encyklopedie fyziky* [online]. Přečteno dne 24.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/804-zareni-beta>
- [62] Mgr. Magda Králová: Záření beta [online]. *Techmania Science Center, Eduportál*. Přečteno dne 24.6. 2022. Dostupné z: <http://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/atomy-castice/prirozena-radioaktivita/zareni-beta>
- [63] Záření beta. *Wikipedie: Otevřená Encyklopedie* [online]. Přečteno dne 24.6. 2022. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/wiki/Z%C3%A1%C5%99en%C3%AD_beta
- [64] Mgr. Magda Králová: Záření gama [online]. *Techmania Science Center, Eduportál*. Přečteno dne 24.6. 2022. Dostupné z: <http://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/atomy-castice/prirozena-radioaktivita/zareni-gama>
- [65] Záření gama. *Encyklopedie fyziky* [online]. Přečteno dne 24.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/805-zareni-gama>

- [66] Mgr. Freitinger Skalická Zuzana, Ing., Ph.D. Halaška Jiří, Mgr., Ph.D. Havránková Renata, MUDr., Ph.D. Kubeš Jiří, prof. MUDr., CSc. Navrátil Leoš, Bc. Navrátil Václav, doc. Ing., DrSc. Sabol Jozef, Bc. Sirový Ladislav, doc. Dr., Ph.D. Zölzer Friedo: Radiobiologie - Veličiny používané v radiační ochraně [online]. Převzato dne 24.6. 2022. Dostupné z: <http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola/15/155.html>
- [67] Rozpadové řady. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 24.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/809-rozpadove-rady>
- [68] Aktivita zářiče a rozpadový zákon . *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 24.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/807-aktivita-zarice-a-rozpadovy-zakon>
- [69] Ladislav Musílek: Ionizující záření při výzkumu historických památek a archeologických nálezů. Radiouhlíková metoda určování stáří [online]. Převzato dne 3.7. 2022. Dostupné z: <http://vega.fjfi.cvut.cz/docs/sfbe/iz/node4.html#SECTION00040000000000000000>
- [70] Ivan Janeček, René Kalus, Daniel Hrivňák: Kvantová a jaderná fyzika. *Multimediální učební text Katedry fyziky Přírodovědecké fakulty Ostravské Univerzity*. Typy jaderných reakcí [online]. Převzato dne 25.6. 2022. Dostupné z: http://artemis.osu.cz/mm fyz/jm/jm_2_3_2.htm
- [71] Jaderné reakce. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 25.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/811-jaderne-reakce>
- [72] Jaderné reakce uvolňující energii. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 26.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/813-jaderne-reakce-uvolnujici-energii>
- [73] Otto Hahn. *Encyclopedia Britannica* [online]. Převzato dne 26.6. 2022. Dostupné z: <https://www.britannica.com/biography/Otto-Hahn>
- [74] Ivan Janeček, René Kalus, Daniel Hrivňák: Kvantová a jaderná fyzika. *Multimediální učební text Katedry fyziky Přírodovědecké fakulty Ostravské Univerzity*. Štěpná jaderná reakce [online]. Převzato dne 26.6. 2022. Dostupné z: http://artemis.osu.cz/mm fyz/jm/jm_2_3_3.htm
- [75] Jaderné štěpení. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 26.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/818-jaderne-stepeni>
- [76] RNDr. Jaroslav Kusala: Jaderná energetika – Jaderný reaktor [online]. Součást vzdělávacího programu Svět Energie. Převzato dne 26.6. 2022. Dostupné z: <https://www.cez.cz/edee/content/microsites/nuklearni/k35.htm>

- [77] RNDr. Jaroslav Kusala: Jaderná energetika – Jaderná elektrárna [online]. Součást vzdělávacího programu Svět Energie. Převzato dne 26.6. 2022. Dostupné z: <https://www.cez.cz/edee/content/microsites/nuklearni/k33.htm#model>
- [78] Ivan Janeček, René Kalus, Daniel Hrivňák: Kvantová a jaderná fyzika. *Multimediální učební text Katedry fyziky Přírodovědecké fakulty Ostravské Univerzity*. Slučovací jaderná reakce [online]. Převzato dne 27.6. 2022. Dostupné z: http://artemis.osu.cz/mmfiz/jm/jm_2_3_4.htm
- [79] Mgr. Bílek Tomáš, Mgr. Zíbar Martin (spolu s autorským týmem, seznam dostupný z: <http://hvezdy.astro.cz/autorsky-tym>): Zdroje záření. *Astronomia* [online]. Převzato dne 28.6. 2022. Dostupné z: <http://hvezdy.astro.cz/slunce/734-zdroje-zareni>
- [80] Mgr. Bílek Tomáš, Mgr. Zíbar Martin (spolu s autorským týmem, seznam dostupný z: <http://hvezdy.astro.cz/autorsky-tym>): Proton-protonový cyklus PPI. *Astronomia* [online]. Převzato dne 28.6. 2022. Dostupné z: <http://hvezdy.astro.cz/slunce/735-proton-protonovy-cyklus-ppi>
- [81] Mgr. Bílek Tomáš, Mgr. Zíbar Martin (spolu s autorským týmem, seznam dostupný z: <http://hvezdy.astro.cz/autorsky-tym>): Proton-protonový cyklus PPII. *Astronomia* [online]. Převzato dne 28.6. 2022. Dostupné z: <http://hvezdy.astro.cz/slunce/736-proton-protonovy-cyklus-ppii>
- [82] Mgr. Bílek Tomáš, Mgr. Zíbar Martin (spolu s autorským týmem, seznam dostupný z: <http://hvezdy.astro.cz/autorsky-tym>): CNO proces. *Astronomia* [online]. Převzato dne 28.6. 2022. Dostupné z: <http://hvezdy.astro.cz/slunce/737-cno-proces>
- [83] Princip termojaderných reakcí. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 27.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/814-jaderna-fuze>
- [84] Lawsonovo kritérium. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 27.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/816-lawsonovo-kriterium>
- [85] Princip termojaderných reakcí. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 27.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/817-princip-termojadernych-reakci>
- [86] TOKAMAK. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 28.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/825-tokamak>
- [87] TOKAMAK - princip činnosti. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 28.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/1688-tokamak-princip-cinnosti>

- [88] ITER. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 28.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/826-iter>
- [89] Projektový tým projektu Brána do vesmíru (seznam dostupný z: <https://www.branadovesmiru.eu/kontakty.html>): Elementární částice - standardní model [online]. Dostupné z: <https://www.branadovesmiru.eu/odborne-clanky/elementarni-castice-standardni-model.html>
- [90] Částice a antičástice. *Encyklopedie fyziky* [online]. Převzato dne 29.6. 2022. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/898-castice-a-anticastice>
- [91] Ivan Janeček, René Kalus, Daniel Hrivňák: Kvantová a jaderná fyzika. *Multimediální učební text Katedry fyziky Přírodovědecké fakulty Ostravské Univerzity*. Základní fyzikální charakteristiky elementárních částic [online]. Převzato dne 29.6. 2022. Dostupné z: http://artemis.osu.cz/mmfiz/jm/jm_2_4_2.htm
- [92] Členové spolku Aldebaran (seznam dostupný z: <https://www.aldebaran.cz/kontakt.php>): Gell-Mann, Murray. *Aldebaran* [online]. Převzato dne: 29.6. 2022. Dostupné z: https://www.aldebaran.cz/famous/people/Gell-Mann_Murray.php