



Zdravotně
sociální fakulta
Faculty of Health
and Social Sciences

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

**Klasické a kvantové aplikace rentgenových
zobrazovacích metod**

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Studijní program:

SPECIALIZACE VE ZDRAVOTNICTVÍ

Autor: Anežka Fikslová

Vedoucí práce: doc. RNDr. Přemysl Záškodný, CSc.

České Budějovice 2021

Prohlášení

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci s názvem *Klasické a kvantové aplikace rentgenových zobrazovacích metod* jsem vypracovala samostatně pouze s použitím pramenů v seznamu citované literatury.

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to v nezkrácené podobě elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejich 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 bakalářské práce. Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé bakalářské práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Českých Budějovicích dne 9. 8. 2021

.....

Anežka Fikslová

Poděkování

Ráda bych touto cestou poděkovala panu doc. RNDr. Přemyslu Záškodnému, CSc. za cenné rady a trpělivé vedení mé bakalářské práce. Dále děkuji všem respondentům, kteří věnovali svůj čas vyplnění dotazníku pro mé výzkumné šetření.

Klasické a kvantové aplikace rentgenových zobrazovacích metod

Abstrakt

Téma bakalářské práce reagovalo na zjištění, že v současné době není k dispozici jednoduchý edukační text na téma rentgenových zobrazovacích metod, který by slučoval aplikace klasické a kvantové fyziky se strukturou teorie rentgenu. Záměrem bakalářské práce je na základě aplikace teorie kurikulárního procesu vytvořit teoretický základ shrnující poznatky klasických a kvantových aplikací rentgenových zobrazovacích metod, který bude přiměřený fyzikálním znalostem studentů radiologické asistence. V České Republice nejsou k dispozici materiály, které by spojovali podstatné základy klasické a kvantové fyziky se základy zobrazování v radiodiagnostice formou, která by byla vhodná pro radiologické asistenty. Na základě analýzy současného stavu dané problematiky byly vytyčeny následující cíle práce:

- C1: Popsat klasické a kvantové aplikace RTG zobrazovacích metod a posoudit zda se v medicíně upřednostňují spíše klasické aspekty těchto zobrazovacích metod.
- C2: Sestavit edukační text a test, týkající se zvláště oblasti klasických aplikací RTG zobrazovacích metod, a ze statisticky zpracovaných výsledků testu posoudit znalosti studentů.

Na základě cílů práce byly formulovány tři hypotézy:

- H1: Komparací struktury klasické fyziky a struktury brzdného RTG záření lze popsat klasické aplikace RTG zobrazovacích metod.
- H2: Komparací struktury kvantové fyziky a struktury charakteristického RTG záření lze popsat kvantové aplikace RTG zobrazovacích metod.
- H3: Znalosti respondentů v oblasti klasických aplikací RTG zobrazovacích metod budou mít rozdělení blízké rozdělení normálnímu.

Výchozí teorií byla zvolena teorie kurikulárního procesu, díky které byl zajištěn přenos poznatků z vědeckého systému do edukační oblasti. Popsáním rentgenových zobrazovacích metod z hlediska jejich klasické a kvantové podstaty byl naplněn první cíl práce. Proběhla komparace klasické fyziky se strukturou brzdného rentgenového záření a zároveň komparace kvantové fyziky se strukturou charakteristického záření. Na základě komparační analýzy byly přijaty první dvě hypotézy.

Aplikací teorie kurikulárního procesu byl vytvořen výukový text o vybraných poznacích týkající se rentgenového záření. Následně byl sestaven edukační test, který ověřoval znalosti studentů radiologické asistence nabyté na základě prostudování edukačního textu. Výsledky statistického zpracování dat z dotazníkového šetření lze považovat za naplnění druhého cíle práce. Na bázi provedeného statistického šetření bylo zjištěno, že je možné znalosti respondentů vyjádřit Gaussovou křivkou, čímž byla potvrzena vhodnost a přiměřenost výukového textu a současně třetí hypotéza práce. Z výsledků této bakalářské práce vyplývá, že vytvořený výukový text je přiměřený možnostem studentů a lze jej využít jako edukační materiál během výuky radiologických asistentů.

Klíčová slova

Kurikulární proces; rentgenové zobrazovací metody; klasická fyzika; kvantová fyzika; radiologický asistent

The classical and quantum applications of X-ray imaging methods

Abstract

The topic of the bachelor's thesis is responding to the finding that there is no simple educational text which is dealing with the topic of X-ray imaging methods that is unifying applications of classical and quantum physic and X-ray theory structure currently. The purpose of this bachelor's thesis is to create a theoretical base that is summarizing knowledge of classical and quantum physic applications of X-ray imaging methods based on the application of the theory of curricular process. There are no studying materials in the Czech Republic suitable for radiological assistants which are unifying substantial basics of classical and quantum physic with basics of imaging in the radiodiagnostics. There were set following goals on the basis of the analysis of the current situation:

- G1: To describe applications of classical and quantum X-ray imaging methods and assess whether there is some preference for classical aspects of those imaging methods.
- G2: To assemble an educational text and test. There should be put emphasis on the application of classical X-ray imaging methods. The results of the test are going to be statistically processed and the knowledge of the students is going to be judged.

Based on the goals, three following explanatory hypotheses were made:

- H1: The application of classical X-ray imaging methods can be described by comparison of the structure of the barking X-ray radiation and the structure of the classical physic.
- H2: The application of quantum X-ray imaging methods can be described by comparison of the structure of quantum physic and the structure of characteristic X-ray radiation.
- H3: The knowledge of respondents is going to follow a curve of a normal distribution.

As the main theory was chosen the theory of curricular process which should ensure transmission of knowledge from the scientific system to the educational system. By the description of X-ray imaging methods from the perspective of its own classical

and quantum basis was filled the first goal. On the basis of comparative analysis were accepted the first and the second theses. By application theory of curricular process was created educational text of some selected knowledge about X-ray radiation. On the basis of this text, the test for respondents was made. By using descriptive and mathematical statistics was made statistical research and its results are mentioned in the application part. That can be considered as filling the second goal of this thesis. On the basis of nonparametric testing was found that the knowledge of respondents is following Gaussian distribution. That is why the suitability of the educational text was confirmed and the third thesis was filled. The results of this thesis show that this educational text can be used for the education of radiological assistants students.

Key words

Curricular process; X-ray imaging methods; classical physics; quantum physics; radiology assistant

Obsah

Úvod.....	10
Teoretická část	12
1.1 Teorie kurikulárního procesu	12
1.2 Struktura fyziky.....	13
1.2.1 Statistická fyzika.....	14
1.2.2 Nestatistická fyzika.....	14
1.2.3 Fyzika mikrosvěta, makrosvěta a megasvěta.....	14
1.3 Struktura radiologie.....	15
1.4 Klasické aplikace elektromagnetického pole	15
1.4.1 Elektromagnetické pole jako klasický a nestatistický fyzikální objekt	15
1.4.2 Pohyb klasického náboje v konstantním elektromagnetickém poli.....	16
1.4.3 Maxwellovy rovnice elektromagnetického pole.....	18
1.4.4 Elektromagnetické vlnění	22
1.4.5 Elektron v elektrostatickém poli rentgenky a vznik záření.....	23
1.5 Kvantové aplikace elektromagnetického pole	23
1.5.1 Vlnově korpuskulární dualismus fotonu.....	23
1.5.2 Vlnově korpuskulární dualismus elektronu	24
1.5.3 Kvantová optika.....	25
1.5.4 Kvantová mechanika v rentgence	25
1.6 Fyzikální podstata RTG diagnostiky.....	28
1.7 Zdroje RTG záření	28
1.7.1 Rentgenka	29
1.7.2 Brzdné RTG záření	31
1.7.3 Charakteristické RTG záření	32
1.7.4 Filtrace a rentgenové spektrum.....	33
1.8 Interakce RTG záření s prostředím	34
1.8.1 Absorpční zákon	34
1.9 Výsledky aplikace RTG záření	39
1.9.1 Zobrazovací metody	39
1.9.2 Léčebné účinky záření	41
1.9.3 Charakteristické záření	41
2 Hypotézy, cíle práce a metodika výzkumu.....	42

2.1	Hypotézy a cíle práce	42
2.2	Metodika výzkumu.....	42
2.3	Statistické metody	43
2.3.1	Metody deskriptivní statistiky	43
2.3.2	Metody matematické statistiky	44
3	Výsledky.....	46
3.1	Výchozí teorie	46
3.1.1	Konceptuální kurikulum	46
3.1.2	Zamýšlené kurikulum	49
3.1.3	Projektové kurikulum	49
3.1.4	Implementované kurikulum 1	49
3.1.5	Implementované kurikulum 2.....	49
3.1.6	Dosažené kurikulum	50
3.2	Složky profilu radiologického asistenta	50
3.3	Statistické vyhodnocení dotazníku.....	52
3.3.1	Formulace statistického šetření.....	52
3.3.2	Škálování a měření.....	53
3.3.3	Elementární statistické zpracování	53
3.3.4	Neparametrické testování – Pearsonův χ^2 test	57
4	Diskuze	61
4.1	Zhodnocení splnění cílů a ověření platnosti hypotéz.....	61
4.2	Diskuse výsledků statistického šetření.....	62
5	Závěr.....	64
6	Seznam použitých zdrojů	66
7	Seznam obrázků a tabulek	69
8	Seznam použitých zkratk	70
9	Přílohy	71
9.1	Příloha A - Edukační text.....	71
9.2	Příloha B - Edukační test.....	83

Úvod

Rentgenové zobrazovací metody jsou jedny z nejvyužívanějších diagnostických metod v medicíně. Jsou tak hojně využívány z důvodu dobrého zachycení morfologické informace a dokonce i funkčního stavu organismu. Rentgenová diagnostika je však spjata s aplikací ionizujícího záření, které způsobuje určitou radiační zátěž. Proto je vždy důležité přistupovat k těmto metodám s cílem optimalizace, kdy se snažíme o co nejmenší radiační zátěž pacienta za co nejlepších výsledků vyšetření. Dosažení tohoto je možné docílit dobrou konstrukcí a pravidelnou kalibrací strojů sloužících za zdroje ionizujícího záření. Kromě toho je nezbytné, aby přístroje byly obsluhovány kvalifikovanými pracovníky, tj. radiologickými asistenty. Pracovníci musí mít určité znalosti zákonitostí, kterými se řídí rentgenové záření při svém vzniku a průchodu tkáněmi. Tyto zákonitosti lze vysvětlit z části klasickou fyzikou, ale také kvantovou fyzikou. U radiologických asistentů je žádoucí, aby měli alespoň základní teoretické znalosti v obou těchto oborech. Tyto znalosti je možné uplatnit v praxi a dosáhnout tak lepších výsledků v oblasti zobrazovacích metod.

V současnosti je třeba vytvořit jednoduchý edukační text, který by slučoval strukturu fyziky se strukturou teorie rentgenů. Snahou této bakalářské práce je aplikací kurikulárního procesu vypracovat edukační text, který by vystihoval rentgenové zobrazovací metody z hlediska aplikací klasické a kvantové fyziky. Výchozí teorie kurikulárního procesu umožňuje transformaci poznatků z vědecké úrovně až po úroveň edukace a aplikace znalostí. Srozumitelnost a vhodnost textu bude ověřována edukačním testem, založeným na poznacích z výukového textu. Test bude aplikován na vybranou skupinu studentů oboru Radiologický asistent a Radiologická asistence a jeho výsledky budou následně vyhodnoceny za použití statistických metod.

Bakalářská práce je zpracovávána formou aplikovaného kvantitativního výzkumu, jehož vstupní teorií je teorie kurikulárního procesu fyziky. Aplikovaný kvantitativní výzkum má čtyři hlavní části. Reporting, který zahrnuje sběr dat a popis vstupních teorií. Explorace, zahrnující formulování hypotéz a stanovení cílů. Explanace, jež zahrnuje ověřování hypotéz, popis metodiky a diskuse výsledků. Predikce, zahrnující navazující výzkumy.

Tato bakalářská práce se věnuje složce profilu radiologického asistenta, která se zabývá rentgenovým zářením. Složky profilu představují jakési oblasti možné působnosti radiologického asistenta. Komparací struktury fyziky se strukturou

radiologie bude promítnuta fyziky a radiologie do dané složky profilu. Výsledkem spojení struktury fyziky a struktury radiologie bude charakteristika zdrojů, interakcí a výsledků aplikace rentgenového záření, která je náplní edukačního textu.

Teoretická část

1.1 *Teorie kurikulárního procesu*

Termín „kurikulum“ pochází z latiny, ve které znamená běh nebo závodní dráhu. Lze jej chápat jako souhrn informací, které by si měl osvojit každý člen společnosti. V širším smyslu lze kurikulum vymezit jako veškeré zkušenosti získané během vzdělávání. V pedagogice představuje obecnější pojetí vhodného doplnění učebních plánů v rámci edukačního systému. (Maňák et al., 2008)

Kurikulární proces charakterizuje samotný průběh vzdělávání a osvojování si učiva včetně následného hodnocení celkových výsledků této edukace. Klade tedy důraz i na zkušenosti edukantů a jejich rozvoj. Struktura kurikulárního procesu je tvořena postupně na sebe navazujícími variantními formami kurikula.

Variantní formy kurikula:

- **Konceptuální kurikulum** – koncepce toho, co má být obsahem vzdělávání ve školách. Orientuje se na strukturu vědeckého poznání a sdělitelnost vědeckých poznatků.
- **Zamýšlené kurikulum** – plánované cíle a obsah vzdělávání definované v učebních osnovách a učebnicích. Orientuje se na strukturu zprostředkovaného poznání a didaktický systém.
- **Projektové kurikulum** – obsah vzdělávání prezentovaný edukantům. Charakterizuje výukový projekt poskytnutý určitou formou.
- **Implementované kurikulum 1** – realizace zprostředkování informací obsažených v projektovém kurikulu. Zaměřuje se na připravenost učitele na výuku.
- **Implementované kurikulum 2** – učivo osvojené subjekty edukace. Orientuje se na seberealizaci edukanta a výsledky výuky.
- **Dosažené kurikulum** – aplikovatelné výsledky výuky. Může poskytovat možnost nápravy současného stavu problematiky ve společnosti.

(Záškodný, 2015; Záškodný, 2021b)

Kurikulární proces fyziky je možné popsat také jako posloupnost transformačně na sebe navazujících variantních forem kurikula. Přechody mezi jednotlivými formami kurikula lze znázornit pomocí transformací v didaktické komunikaci. Spojení

kurikulárního procesu fyziky a transformací v didaktické komunikaci fyziky lze pak podle Záškodného (2015) znázornit následovně.

- Transformace T^1 – **Komunikační transformace**
Vstup T^1 : Vědecký systém fyziky → Výstup T^1 : Sdělitelný vědecký systém fyziky jako *konceptuální kurikulum*
- Transformace T^2 – **Obsahová transformace**
Vstup T^2 : Sdělitelný vědecký systém fyziky jako konceptuální kurikulum → Výstup T^2 : Didaktický systém fyziky a jeho učivo jako *zamýšlené kurikulum*
- Transformace T^3 – **Kurikulární transformace**
Vstup T^3 : Didaktický systém fyziky a jeho učivo jako zamýšlené kurikulum → Výstup T^3 : Výukový projekt fyziky a jeho učebnice a připravenost učitele na výuku jako *projektové kurikulum a implementované kurikulum 1*
- Transformace T^4 – **Edukační transformace**
Vstup T^4 : Výukový projekt fyziky a jeho učebnice a připravenost učitele na výuku jako projektové kurikulum a implementované kurikulum 1 → Výstup T^4 : Výsledky výuky fyziky jako *implementované kurikulum 2*
- Transformace T^5 – **Aplikační transformace**
Vstup T^5 : Výsledky výuky fyziky jako implementované kurikulum 2 → Výstup T^5 : Aplikovatelné výsledky výuky fyziky jako *dosažené kurikulum*.

Poznatky procházejí během kurikulárního procesu významnými transformacemi z vědecké úrovně až po úroveň edukace a aplikace znalostí. Kladení důrazu na transformované poznatky by mělo vést k tvorbě edukačních materiálů přiměřeným potřebám edukantů. (Záškodný, 2015; Záškodný, 2021a)

1.2 *Struktura fyziky*

Fyzika zkoumá přírodní objekty a vlastnosti těchto objektů. Tato přírodní věda se zabývá rozborem světa kolem nás do těch nejmenších detailů. Podle Záškodného (2015) lze předmět zkoumání fyziky vymezit takto: „Fyzika zkoumá na základě vzájemného působení látek a polí stavy u statisticky a nestatisticky pojatých fyzikálních objektů a změny těchto stavů“. K předmětu zkoumání lze zaujmout statistický a nestatistický přístup. Každý z přístupů má tři dimenze: klasickou, kvantovou a relativistickou.

1.2.1 Statistická fyzika

Statistický přístup ke zkoumanému objektu je základem statistické fyziky. Na základě experimentální fyzikou dosažených experimentálních zkušeností vychází z aplikace matematické statistiky a pravděpodobnosti na studium termodynamických stavů a jejich přeměn v rámci makrosystémů. Statistická fyzika mimo jiné zavádí pojem „statistický soubor“ jako množinu makrosystémů. Statistická fyzika se skládá ze statistického přístupu klasického, kvantového a relativistického. (Záškodný, 2015)

1.2.2 Nestatistická fyzika

Nestatistický přístup ke zkoumanému objektu je základem nestatistické fyziky. Na základě experimentální fyzikou dosažených experimentálních zkušeností vychází z aplikace integrálního, diferenciálního, variačního a operátorového počtu na studium stavů a jejich přeměn u objektů mikrofyzikálních, makrofyzikálních a megafyzikálních. Nestatistická fyzika zavádí pojem „dynamika“ jako vyjádření příčin pohybu a pojem „kinematika“ jako popis pohybového stavu. Nestatistická fyzika se skládá z nestatistického přístupu klasického, kvantového a relativistického. (Záškodný, 2015)

1.2.3 Fyzika mikrosvěta, makrosvěta a megasvěta

Mikrosvět se zabývá tělesy o velikosti subatomárních částic, rychlostmi blízcími se rychlostí světla, časovými intervaly v řádech milisekund nebo naopak miliardách let. Pro lidské oko a chápání jsou to často nedosažitelné extrémy. Děje v mikrosvětě se řídí takovými principy a zákonitostmi, které nemají v makrosvětě analogii. V mikrosvětě nelze uvažovat s absolutní přesností, děje zde probíhají jen s určitou pravděpodobností a pohyb částic nejde popsat přesně, protože má nahodilý charakter. Zákonů mikrosvěta popisuje **kvantová fyzika**. Mikrosvět a makrosvět nejsou dva oddělené světy, které jsou spolu však nerozlučně spjaté. Procesy vzniku chemických sloučenin nebo záření odehrávající se v rámci mikrosvěta jsou důležité pro fungování makrosvěta. Díky znalostem kvantové fyziky jsme schopni tyto děje popsat a přiblížit se tak jejich porozumění. (Morbacherová, 2015)

Makrosvět je svět, ve kterém tělesa mají rozměry rozlišitelné pouhým okem. Dosahuje se zde rychlostí v řádech jednotek až stovek metrů za sekundu v časovém rozpětí sekund nebo roků. Na rozdíl od mikrosvěta lze makrosvět vnímat lidskými smysly. Pro makrosvět platí **zákonů klasické fyziky**, jejichž existenci a platnost lze

většinou přímo pozorovat a ověřit. Klasická fyzika se zabývá mechanikou, termodynamikou, elektrodynamikou či molekulovou fyzikou. (Morbacherová, 2015)

Megasvět popisuje strukturu vesmíru jako celku a popisuje ho v kosmologických měřítkách. K jeho pozorování se využívají například optické dalekohledy. Tento svět zahrnuje astrofyziku, relativistickou kosmologii a má spojení s obecnou teorií relativity a gravitace. (Tarábek a Červinková, 2006)

1.3 *Struktura radiologie*

Radiologie lze rozdělit na radiodiagnostiku a radioterapii. V rámci využití rentgenového záření v diagnostice (zaměření této bakalářské práce) je cílem vytvoření obrazu biologického prostředí, kterým prošlo rtg. záření. Rentgenová terapie využívá záření k terapii nádorové a nenádorové.

Klasická radiologie z hlediska fyziky zahrnuje zkoumání dějů pomocí klasické mechaniky a klasických aplikací EMG pole (nízká rychlost, nízká hustota).

Kvantová radiologie z hlediska fyziky zahrnuje zkoumání dějů pomocí kvantové mechaniky a kvantových aplikací EMG pole (vlnově korpuskulární dualismus).

Relativistická radiologie z hlediska fyziky tvrdí, že prostor a čas závisí na rozložení a pohybu fyzikálních objektů (velké rychlosti, velké hustoty). (Záškodný, 2018)

1.4 *Klasické aplikace elektromagnetického pole*

1.4.1 *Elektromagnetické pole jako klasický a nestatistický fyzikální objekt*

Základy klasické nestatistické fyziky staví na nekvantové a nerelativistické aproximaci jevů spojených s nestatistickými fyzikálními objekty. Z toho důvodu je nutné hledat podmínky, za jejichž platnosti je možné elektromagnetické pole pokládat za klasický a nestatisticky pojatý fyzikální objekt. Tyto podmínky by měli stanovit, v jakém případě lze kvantový pohled charakterizovaný vlnově korpuskulárním dualismem zredukovat na klasický pohled, který je dán preferencí pouze jedné strany dualismu. Tyto podmínky by také měli stanovit, kdy je možné opustit relativistické efekty spojené s dalšími objekty, u kterých by byla pravděpodobnost interakce s elektromagnetickým polem. Současně je třeba uvést hledané podmínky do souladu s mnohdy užívaným pojmem „elektromagnetické záření“. (Záškodný, 2018)

První podmínka popisuje volné elektromagnetické pole, což je pole nacházející se v rozsáhlém prostoru bez přítomnosti nábojů. Jeho zkoumání je možné omezit pouze na vlnovou stránku vlnově korpuskulárního dualismu – tzn. pole se šíří prostorem jako

monochromatická elektromagnetická vlna, která má úhlovou frekvenci ω a fázovou rychlost rovnou rychlosti světla c . Pokud bude tato soustava nábojů pozorovatelná z velké vzdálenosti lze část pole vnímat jako klasickou elmag. vlnu a nestatisticky pojatý fyzikální objekt. Současně lze elektromagnetické záření pokládat za elektromagnetické vlnění. (Záškodný, 2018)

Druhá podmínka popisuje příklady velikých kvantových čísel oscilátorů s úhlovou frekvencí, ze kterých se podle kvantové teorie pole skládá elektromagnetické pole. K těmto velkým kvantovým číslům jsou odpovídající obrovské počty koherentních fotonů. Pak je možné přejít od představy dílčího fotonu s energií $\hbar\omega$ k elektromagnetické vlně v rozsáhlém prostoru bez nábojů, ve kterém je energie rozložena spojitě. Taková elektromagnetická vlna už představuje v makroskopickém poli intenzitu elektrického pole a magnetickou indukci magnetického pole. Chová se jako „klasická“ vlna s fázovou rychlostí šíření rovnou rychlosti světla a současně jako jeden nestatistický fyzikální objekt. (Záškodný, 2018)

Elektromagnetické pole a elektromagnetické záření lze pokládat za klasický a nestatistický fyzikální objekt za následných podmínek:

- 1) Obrovské počty fotonů – pak je možné přestoupit k monochromatické elektromagnetické vlně, jež představuje intenzitu \vec{E} makroskopického elektrického pole a současně magnetickou indukci \vec{B} makroskopického magnetického pole.
- 2) Veliký odstup vzdálenosti od polohy soustavy nábojů - poté lze elektrické pole pokládat za volné a pohybující se prostorem jako monochromatické elektromagnetické vlnění. (Záškodný, 2018)

1.4.2 Pohyb klasického náboje v konstantním elektromagnetickém poli

Pohybová rovnice a elektromagnetická síla

Konstantní elektromagnetické pole je pole nezávislé na čase. Klasickým nábojem se rozumí nabitá částice, jež se pohybuje rychlostmi nerelativistických částic po běžných trajektoriích.

Tvar pro pohybové rovnice klasického náboje pohybujícího se v konstantním elektromagnetickém poli je možné vyjádřit rovnicí $m\ddot{\vec{r}} = Q \cdot \vec{E} + Q(\vec{v} \times \vec{B})$. Po srovnání uvedené rovnice se zákonem síly, lze pozorovat, že elmag. pole účinkuje na náboj elektromagnetickou silou $\overrightarrow{F}_{elmg}$. Tato takzvaná **Lorenzova síla** se skládá ze síly elektrické \overrightarrow{F}_{el} a síly magnetické \overrightarrow{F}_{mg} a definuje ji následující vztah:

$$\overrightarrow{F_{elmg}} = \overrightarrow{F_{el}} + \overrightarrow{F_{mg}} = Q \cdot \vec{E} + Q(\vec{v} \times \vec{B})$$

Konstantní elektromagnetické pole je dále studováno samostatně jako homogenní elektrické pole a homogenní magnetické pole. (Tarábek a Červinková, 2006; Záškodný, 2018)

Homogenní elektrické pole příčné a podélné

Rychlost náboje má směr osy x a konstantní velikost při průniku do homogenního elektrického pole, které nalezneme například mezi deskami kondenzátoru. Počátkem osy x je místo vniknutí náboje. Intenzita elektrického pole s konstantní velikostí má směr osy y a magnetické pole je nulové. Za těchto okolností budou počáteční podmínky $\vec{v}(v_0, 0, 0)$, $\vec{r}(0, 0, 0)$, $\vec{E}(0, E, 0)$, $\vec{B}(0, 0, 0)$. Dosazením do vzorce $m\ddot{\vec{r}} = Q \cdot \vec{E} + Q(\vec{v} \times \vec{B})$ budou nalezeny pohybové rovnice ve tvaru $m\ddot{x} = 0$, $m\ddot{y} = Q \cdot E$, $m\ddot{z} = 0$. Řešením těchto pohybových rovnic získáme pohybový zákon $x = v_0 t$, $y = \frac{QE}{2m} t^2$, $z = 0$. Náboj se pohybuje po parabole, která má vrchol v počátku. (Beiser, 2003; Záškodný, 2018)

Homogenní magnetické pole

Konstantní homogenní magnetické pole bude vykazovat magnetickou indukci $\vec{B}(0, 0, B)$ a současně elektrické pole bude vykazovat intenzitu $\vec{E}(0, 0, 0)$. Poté budou počáteční podmínky pohybu náboje $\vec{v}(0, v_0, 0)$, $\vec{r}(0, 0, 0)$. Nyní lze sepsat **pohybové rovnice** ve tvaru:

$$m\ddot{x} - \frac{Q}{2}B\dot{y} - \frac{Q}{2}B\dot{y} = 0, \quad m\ddot{y} + \frac{Q}{2}B\dot{x} + \frac{Q}{2}B\dot{x} = 0, \quad m\ddot{z} = 0$$

Při použití počátečních podmínek a zavedení $\omega = QB/m$ je možno první dvě pohybové rovnice získat v jednoduchých tvarech $\ddot{x} = \omega\dot{y}$ a $\ddot{y} = -\omega\dot{x}$. Řešením pohybových rovnic skrze zavedení komplexních čísel a imaginární jednotky lze za aplikace integrace a Eulerova vztahu obdržet **pohybový zákon** ve tvaru:

$$x = -\frac{v_0}{\omega} \cos \omega t + \frac{v_0}{\omega}, \quad y = \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t$$

Trajektorii je poté kružnice v souřadnicové rovině os x a y se středem $S\left[\frac{v_0}{\omega}, 0\right]$ a poloměrem $r = \frac{v_0}{\omega} = \frac{mv_0}{QB}$. (Záškodný, 2018)

1.4.3 Maxwellovy rovnice elektromagnetického pole

Na bázi uvedení intenzity elektrického pole \vec{E} a indukce magnetického pole \vec{B} je možné dedukovat čtyři Maxwellovy rovnice elmag. pole pro zřídla a víry elektrického a magnetického pole. Při výběru zřidel a vírů elektromagnetického pole bude z důvodu matematické náročnosti teoretického odvození využito fenomenologické Maxwellovy teorie elektromagnetického pole. (Záškodný, 2018)

Maxwellova teorie elektromagnetického pole, zřídla a víry pole

James Clerk Maxwell formuloval svou teorii elektromagnetického pole již v druhé polovině devatenáctého století. Teorie říká, že kolem každé pohybující se elektricky nabitě částice vzniká magnetický dipól. Původně se jednalo o teorii makroskopickou, jež charakterizovala elektromagnetické pole vybuzené makroskopicky rozmístěnými náboji a makroskopickými proudy bez zohlednění jejich mikroskopické struktury. Z toho důvodu mohla teorie pokládat náboj i proud za spojitě rozložené a zavést tyto veličiny: hustotu vodivého proudu \vec{j} , hustotu náboje ρ a hustotu Maxwellova proudu $\epsilon_0 \epsilon_r \partial \vec{E} / \partial t$. Maxwellův proud představuje pokračování vodivého proudu v izolantu, relativní permitivita prostředí ϵ_r vyjadřuje vliv prostředí na elektrické pole a ϵ_0 je absolutní permitivita vakua. Obdobné je to se souvislostí absolutní permeability vakua μ_0 s relativní permeabilitou μ_r , která vystihuje do jaké míry magnetické pole ovlivňováno prostředím. Propojení Maxwellova proudu a vodivého proudu potvrzuje Maxwellovu hypotézu, která tvrdí, že veškeré elektrické proudy jsou uzavřené. (Beiser, 2003; Ullmann, 2021)

Z hlediska mikroskopické povahy náboje a vodivého a Maxwellova proudu ztrácejí materiálové konstanty (relativní permeabilita, relativní permitivita) význam. Rovnice elektromagnetického pole, které vycházejí z mikroskopického pojetí struktury, nesou název Lorentzovy-Maxwellovy rovnice elektromagnetického pole.

Základ pro uvedení Maxwellových rovnic bude volba zřidel a vírů elektromagnetického pole na podkladě fenomenologické Maxwellovy teorie elektromagnetického pole. Klíčový bude jejich popis pomocí operátorů divergence a rotace. Hledání zřidel a vírů elmag. pole je hledání míst, jež jsou zdrojem „změn“ stavu tohoto pole. (Záškodný, 2018)

Matematický popis zřídla a víru a jejich výběr

Pomocí operátorů divergence (div) a rotace (rot) lze provést matematický popis zřídla a víru. Pomocí těchto operátorů jsme tedy schopni popsat matematické základy teorie elektromagnetického pole. Operátor je dán matematickou instrukcí, říkájící jakou operaci povést s veličinou, která za operátorem následuje. Pro zavedení matematických instrukcí, jež představují podstatu každého operátoru, bude přijatelné zavést symbolický vektor „nabla“ ∇ . Jeho složky mají povahu vektorových instrukcí:

$$\nabla = \nabla \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

Bude-li symbolický vektor „nabla“ spojen skalárním součinem s vektorem stojícím od něj vlevo, bude jeho aplikace nazývána divergencí a označena jako div. Bude-li symbolický vektor „nabla“ spojen vektorovým součinem s vektorem stojícím od něj vpravo, bude jeho aplikace nazývána rotací a označena jako rot. Odtud vyplývá např. aplikace nabla na vektor $\vec{E}(E_x, E_y, E_z)$:

$$\text{div}\vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}, \text{rot}\vec{E} = \text{rot}\vec{E} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right)$$

(Beiser, 1977; Záškodný, 2018)

Zřídla jsou místa zdroje libovolného silového pole a hledáme je pomocí divergence. Lze si je představit jako místa, ze kterých vycházejí nebo do kterých vcházejí **otevřené křivky** silového pole. **Víry** hledáme za pomoci rotace a lze si je představit jako místa, která **uzavřené silokřivky** daného pole obkružují. (Záškodný, 2018)

Aplikací pojetí zřídla a víru na elektromagnetické pole vyplyne následující: existence elektrického náboje spěje ke zřídlovosti elektrického pole, neexistence magnetického náboje směřuje k nezřídlovosti magnetického pole. Elektrické siločáry mohou být otevřenými křivkami, pokud z náboje vycházejí nebo do něj vcházejí. Zřídlo elektrického pole je poté možné popsat veličinou hustoty elektrického náboje ρ . Naopak indukční čáry magnetického pole jsou vždy uzavřené křivky - tzn. magnetické pole nemá zřídla. (Záškodný, 2018)

Rozdílné je to v případě víru elektromagnetického pole. Existuje elektrické pole vyznačující se uzavřenými elektrickými siločarami a propojené s jevem elektromagnetické indukce. Tudiž je možné vyvodit, že vírem elektrického pole se stane proměnné magnetické pole. Charakterizování proměnnosti magnetického pole je možno vystihnout nenulovostí parciální derivace magnetické indukce dle času, neboli

nenulovostí výrazu $\partial \vec{B} / \partial t$. Magnetické pole se odhalí, jakmile se začne náboj pohybovat. Víry magnetického pole jsou tudíž propojeny s hustotou vodivého proudu \vec{i} a také s hustotou Maxwellova proudu $\epsilon_0 \epsilon_r \partial \vec{E} / \partial t$. **Vodivý proud** je propojen s pohybem **volných nábojů** a **Maxwellův proud** je propojen s pohybem **vázaných nábojů** (př. pohyb vázaného náboje při polarizaci dielektrika). Maxwellův posuvný proud je například proudem který překonává izolační vrstvu kondenzátorů a způsobuje jejich vodivost pro střídavé proudy. (Ullmann, 2021)

Formulace soustavy Maxwellových rovnic

Po provedení matematického popisu zříděl a vírů polí a po provedení rozboru zřídlovosti a vírovosti elektrického a magnetického pole je možno postoupit k popisu Maxwellových rovnic. J. C. Maxwell zobecnil zákonitosti elektromagnetismu a formuloval sestavu základních rovnic elektromagnetického pole jakožto **Maxwellovy rovnice**:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= \mu \vec{i} + \epsilon \mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned}$$

Maxwellovy rovnice v uvedeném pořadí rovnic říkají, že:

- zřídlem elektrického pole je elektrický náboj
- magnetické pole je nezřídlové
- vírem elektrického pole je proměnné magnetické pole
- víry magnetického pole jsou vodivý proud a Maxwellův proud.

Platí zde vztahy: $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, $\mu = \mu_0 \mu_r$.

Tyto rovnice se uplatňují při popisu statických, stacionárních a také kvazistacionárních stavů elmag. pole. V případě popisu nestacionárních stavů je jako omezující podmínka stanoven předpoklad platnosti rovnic (malé rychlosti nábojů oproti

rychlosti světla). Následující popis stavů elmag. pole bude mít pouze přibližnou validitu. (Záškodný, 2018; Ullmann, 2021)

Statické stavy elektromagnetického pole, při kterých elektrostatické pole existuje, kdežto magnetické pole neexistuje, jsou spjata s nepohyblivými náboji. Maxwellovy rovnice pro tyto stavy mají tvary:

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot}\vec{E} = 0, \quad \operatorname{rot}\vec{B} = 0$$

Stacionární stavy elektromagnetického pole souvisí se stacionárním pohybem náboje. To znamená, že mají souvislost s ustáleným pohybem pouze v jednom směru - souvisí tedy se stejnosměrným proudem. Objevuje se tu magnetické pole a spolu s pouze zřídlovým elektrickým polem je lze často považovat za konstantní elmag. pole. Rovnice pro tyto stavy mají tvary:

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot}\vec{E} = 0, \quad \operatorname{rot}\vec{B} = \mu\vec{i}$$

Kvazistacionární stavy elektromagnetického pole souvisí s pomalými změnami směru pohybu náboje – souvisí tedy s nízkofrekvenčním střídavým proudem. Proměny v čase jsou tak pomalé, že se stihne utvořit rozložení nábojů souhlasné s rovnovážnými stavy. Kromě zřídlového elektrického pole se vyskytuje i jeho vírová varianta spolu s řadou možných technických aplikací (př. generátory el. proudu a elektromotory). Maxwellovy rovnice pro tyto stavy mají tvary:

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot}\vec{B} = \mu\vec{i}$$

Nestacionární stavy elektromagnetického pole souvisí s rychlými změnami směru pohybu náboje – souvisí tedy s vysokofrekvenčním střídavým proudem. Kromě elektrického pole zřídlového a vírového jsou zde uplatněny oba víry magnetického pole. V případě popisu těchto nestacionárních stavů je jako omezující podmínka stanoven předpoklad platnosti rovnic (malé rychlosti nábojů oproti rychlosti světla). Maxwellovy rovnice pro tyto stavy mají tvary:

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot}\vec{B} = \mu\vec{i} + \varepsilon\mu\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$$

Základními důsledky Maxwellových rovnic jsou zákony zachování: energie, náboje, hybnosti a momentu hybnosti v elmag. poli. (Tarábek a Červinková, 2006; Záškodný, 2018)

1.4.4 Elektromagnetické vlnění

Maxwellovy rovnice pro volné elektromagnetické pole

Podmínky pro představu elmag. pole jakožto klasického a nestatistického fyzikálního objektu souvisí s podmínkami volného elmag. pole a velkého počtu koherentních fotonů. Koherentní fotony jsou fotony mající stejnou frekvenci, fázi a směr vlnění. Podmínka volného elmag. pole charakterizuje absenci volných nábojů a přítomnost pole v prostředí, které může být buď vakuem, nebo nemagnetickým dielektrikem. Maxwellovy rovnice pro volné elektromagnetické pole nacházející se v dielektriku budou mít tvar:

$$\operatorname{div}\vec{E} = 0, \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot}\vec{B} = \varepsilon\mu\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$$

Ve vakuu budou mít rovnice díky odstranění materiálových konstant z předešlého tvaru podobu:

$$\operatorname{div}\vec{E} = 0, \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot}\vec{B} = \varepsilon_0\mu_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$$

(Tarábek a Červinková, 2006; Záškodný, 2018)

Monochromatická elektromagnetická vlna

Nejdůležitějším klasickým znakem elektromagnetického pole je jeho šíření prostorem v podobě monochromatického elektromagnetického vlnění. Pro vznik elmag. vlnění jsou klíčové dvě podmínky: „volné elektromagnetické pole“ a také „obrovský počet koherentních fotonů“. Při splnění těchto podmínek lze elektromagnetické záření spojit s elektromagnetickým vlněním. Komplexně lze říci, že monochromatické volné elektromagnetické pole proniká rozsáhlým prostorem jako „klasická“ monochromatická elektromagnetická vlna s fázovou rychlostí rovnající se rychlosti světla. (Záškodný, 2018)

Volné elektromagnetické pole díky velikému počtu koherentních fotonů proniká prostorem ve formě monochromatického vlnění, jež se zakládá na tom, že změny intenzity elektrického pole a indukce magnetického pole se pohybují prostorem rychlostí charakterizovanou ve vakuu a v dielektriku vzorci $c = \frac{1}{\varepsilon_0\mu_0}$, $v = \frac{1}{\varepsilon_r\mu_r}$.

Elektrické vlny a magnetické vlny jsou na sobě závislé, jelikož vektor intenzity elektrického pole spolu s vektorem indukce magnetického pole je vázán Maxwellovými vztahy pro volné elektromagnetické pole ve vakuu a v dielektriku – tzn. elektrické a

magnetické vlnění utváří nerozlučný celek. Proto je možné říci, že monochromatické elektromagnetické vlnění se ve vakuu šíří rychlostí světla. Shodné rychlosti elektromagnetických vln a optických vln ve vakuu nasměrovala Maxwella k elektromagnetické teorii světla. Přítomnost a existence elektromagnetických vln byla roku 1888 experimentálně potvrzená Heinrichem Hertzem. (Záškodný, 2018)

1.4.5 Elektron v elektrostatickém poli rentgenky a vznik záření

Brzdné rentgenové záření

Pohyb elektronu v elektrostatickém poli rentgenky se řídí principy klasické mechaniky a elektrodynamiky. **Brzdné rentgenové záření** je výsledkem zákonitostí Maxwellovy elektrodynamiky, podle kterých při každém nerovnoměrném (zrychleném) pohybu elektrického náboje dochází k emisi elektromagnetických vln. Z toho důvodu po zbrzdění elektronu o látkové prostředí anody v rentgence vzniká intenzivní elektromagnetické záření. Elektron když prolétává kolem jádra atomu materiálu anody, tak ho toto jádro přitahuje, tím jej zpomaluje a zakřivuje jeho dráhu. Vlivem této coulombovské interakce elektronu s elektrostatickým polem anody rentgenky ztratí pohybující se elektron část své energie a hmotnosti. Následně se objevují fotony brzdného rtg. záření spojitého spektra. (Tarábek a Červinková, 2006; Záškodný, 2018)

Sřetem elektronu s terčíkem anody nedochází jen ke vzniku brzdného rtg. záření, ale součástí výsledného spektra záření je i charakteristické rtg. záření. To je již však spojeno s kvantovými čísly a kvantovou fyzikou. (Ullmann, 2021)

Vzhledem k souvislosti klasické elektrodynamiky a Maxwellových rovnic se vznikem brzdného záření lze říci, že vznik **brzdné rentgenové záření** je spojeno s **klasickou mechanikou elektronu** a s **klasickými aplikacemi elektromagnetického pole**. I přesto, je třeba zmínit, že samotné brzdné záření lze považovat za proud fotonů, které mají svoji vlnově částicovou dualitu a tudíž i v klasické dimenzi je možno toto poznamenat. (Ullmann, 2021)

1.5 Kvantové aplikace elektromagnetického pole

1.5.1 Vlnově korpuskulární dualismus fotonu

V klasické fyzice pozorujeme významné rozdíly mezi pohyby diskrétních částic nebo těles popsaných klasickou mechanikou a mezi kontinuálním vlněním šířícím se daným prostředím. Avšak v mikrosvětě, jenž je popsán zákony kvantové fyziky, je tento

rozdíl někdy sotva patrný. Fyzikální objekty vykazují vlastnosti vlnové i vlastnosti korpuskulární. Na interakci elektromagnetického záření s prostředím je třeba pohlížet jako na interakci fotonu (polní částice) s látkovou částicí (elektron). Kvantová optika zkoumá jevy na bázi vlnově korpuskulárního dualismu fotonů. (Ullmann, 2021)

Korpuskulární stránka fotonu se zakládá na interpretaci fotonu jako částice. Pro každou částici je význačnou charakteristickou hmotností m a hybností p . Hmotnost a hybnost fotonu jsou určeny vztahy $m = hv/c^2$, $p = hv/c$. Tyto vztahy určují také setrvačnost fotonu, která je znakem korpuskule. Z toho je možno vyvodit například skutečnost, že světelné paprsky v gravitačním poli jsou zakřívovány, kterou předpověděla obecná teorie relativity. (Záškodný, 2018)

Vlnová stránka fotonu je spoje s nositelem kvanta elektromagnetické energie, kterým je tzv. vlnový balík, jenž je jakýmsi modelem fotonu. Dle pravděpodobností interpretace kvantové mechaniky je stav částice reprezentován vlnovou funkcí ψ . Pravděpodobností interpretace vlnové stránky fotonu jakožto polní částice je rozdílná od pravděpodobností interpretace vlnové stránky látkové částice. U polních částic jde o pravděpodobnost vlnového čísla. U látkových částic jde o pravděpodobnost výskytu. Polní částice (foton) má nulovou klidovou hmotnost a pohybuje se rychlostí světla. Látková částice (elektron) je částice s klidovou hmotností a neschopností dosáhnout rychlosti světla.

Poznatky lze celkově shrnout následovně: Vlnění o frekvenci ν se může chovat jako proud částic, kvant záření = fotonů, o energii $E = h\nu$. Částice mající hybnost p se může chovat jako vlna s vlnovou délkou $\lambda = h/p$. (Tarábek a Červinková, 2006; Ullmann, 2021)

1.5.2 Vlnově korpuskulární dualismus elektronu

Elektrony se mohou chovat jako korpuskule a lze si je představit jako jakési diskrétní kousíčky hmoty. Současně také vykazují vlnové vlastnosti včetně difrakce a interference. Elektron jako mikročástice s hmotností m a hybností p , se může chovat také jako vlna mající vlnovou délku λ a frekvenci ν . Vlnové a částicové vlastnosti nejde současně zkoumat, avšak k dokonalému chápání stavu mikroobjektů a změn jejich stavů jsou oba typy těchto vlastností potřebné. Například elektron v rámci pravděpodobnostního oblaku během interakcí s jinými částicemi vykazuje korpuskularitu, přičemž v těchto místech se nachází s různými pravděpodobnostmi.

„Pravděpodobnostní oblak“ má spojení s výskytem de Broglieových pravděpodobnostních vln. Vlnová délka a frekvence de Broglieových vln elektronu jako látkové částice o velikosti hybnosti $p = mv$ jsou dány vztahem $\lambda_{DBV} = h/p$, $\nu_{DBV} = mc^2/h$ (v je menší než rychlost světla c). (Tarábek a Červinková, 2006; Reichl a Všetická, 2021)

Elektronový svazek vystupující ze žhavené katody jakožto proud látkových částic lze vnímat jako korpuskulární záření. Vlnovými vlastnostmi korpuskulárního záření jsou např. ohyb a lom, což jsou změřitelné veličiny, na kterých se zakládají například elektronové nebo iontové mikroskopy. (Záškodný, 2018)

1.5.3 Kvantová optika

Kvantová optika zkoumá jevy na bázi vlnově korpuskulárního dualismu fotonů. Krom vlnové délky a frekvence spojené s vlnovou stránkou fotonu je brána v úvahu i jeho korpuskularita vyznačující se hmotností a hybností. Kvantová optika se zabývá ději probíhajícími při vyzařování a šíření záření a při vzájemném působení záření a látky. Kvantová optika vychází z podmínek, za kterých energie jsou už srovnatelné s kvantem energie a velikost prostoru a překážek je rovněž srovnatelná s vlnovou délkou. (Ullmann, 2021; Rosina et al., 2000)

Významné jevy kvantové optiky jsou stručně popsány níže. Podrobný popis těchto jevů v souvislosti s rentgenovým zářením je zahrnut do kapitoly „Interakce RTG záření s prostředím“. **Fotoelektrický jev** představuje zánik polní částice (foton) za současného zvýšení energie a hmotnosti látkové částice (elektron). **Obrácený fotoelektrický jev** představuje snížení hmotnosti a energie látkové částice za současného vzniku polní částice. **Comptonův jev** představuje rozptyl záření u lehkých prvků s velkou relativní atomovou hmotností. **Anihilační jev** představuje zánik páru částice-antičástice za vzniku zánikového záření. **Obrácený anihilační jev** představuje tvorbu párů př. elektron-pozitron. (Rosina et al., 2000; Záškodný, 2018)

1.5.4 Kvantová mechanika v rentgence

V kvantové mechanice je možné popsat stav částice (elektronu) **vlnovou funkcí ψ** . Časový a prostorový vývoj vlnové funkce $\psi(x,y,z,t)$ popisuje **Schrödingerova rovnice**, díky níž lze získat informace o fyzikálních veličinách charakterizujících stav částice v libovolném časovém okamžiku. Schrödingerova rovnice popisuje de Broglieovu vlnu

elektronu a je spojena s **kvantovými čísly**. Řešení Schrödingerovy rovnice a tudíž nalezení vlnové funkce patří k základním úlohám kvantové mechaniky.

Pohyb elektronu lze tedy popsat pomocí vlnové funkce, elektron se však v elektronovém obalu nachází jen s určitou pravděpodobností. Pravděpodobnost výskytu elektronu v objemu ΔV okolo bodu se souřadnicemi x, y, z je dán kvadrátem absolutní hodnoty vlnové funkce a nazývá se **hustota pravděpodobnosti výskytu** elektronu $P = |\psi(x, y, z, t)|^2$. (Tarábek a Červinková, 2006)

V klasické mechanice jsou významnými fyzikálními veličinami vzdálenost, hybnost nebo celková energie. Nazývají se dynamickými proměnnými a jsou to pozorovatelné veličiny, protože je lze změřit. V rámci kvantové mechaniky jsou tyto dynamické proměnné převedeny do podoby operátorů. Tato přeměna se řídí určitými pravidly, tzv. postuláty. (Skála, 2005)

Interpretační postuláty a Schrödingerova rovnice

Matematický model kvantové fyziky je tvořen třemi interpretačními postuláty. **Interpretační postuláty** jsou následující:

1) Postulát o vlnové funkci

Stav elektronu je **reprezentován vlnovou funkcí** ψ , která je nositelkou kompletní informace o stavu (stacionárním nebo nestacionárním).

2) Postulát o operátorech

Fyzikální veličina je **reprezentována operátorem** ($\hat{A} \rightarrow A$). Každé měřitelné fyzikální veličině je přiřazen operátor, který působí na vlnovou funkci. Operátor je určitá matematická instrukce, kterou je třeba provést při přechodu od jedné veličiny k jiné. Například Hamiltonův operátor \hat{H} dokáže získat správné hodnoty energie prostřednictvím své vlastní rovnice.

3) Postulát o kvantování

Jediné hodnoty, které může veličina A při měřeních nabývat, jsou vlastní čísla A_n odpovídajícího operátoru \hat{A} . Získané hodnoty A_n a získané funkce ψ_n tvoří systém vlastních hodnot operátoru \hat{A} . Indexy vlastních hodnot a funkcí vyjadřují souvislost s kvantovými čísly. Řešením soustavy vlastních rovnic operátorů se objeví diskrétní hodnoty popisované **kvantovými čísly**. (Skála, 2005)

Stacionární Schrödingerova rovnice $\hat{H}\psi_n = E_n \cdot \psi_n$ je vlastně rovnicí Hamiltonova operátoru. Tato rovnice je přímým důsledkem třetího interpretačního postulátu.

Nestacionární Schrödingerova rovnice $\hat{H}\psi = i\hbar \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t}$ popisuje časový vývoj kvantového stavu elektronu, jinak řečeno popisuje změnu tvaru pravděpodobnostního oblaku. Slouží jako nezávislý princip doplňující matematický model kvantové mechaniky založený na interpretačních postulátech. (Ullmann, 2021; Záškodný, 2018)

Kvantová čísla

Kvantová mechanika charakterizuje stavy mikroobjektů pomocí souborů kvantových čísel. Kvantová čísla jsou parametry elementárních částic, které nabývají diskrétních hodnot, tj. jsou kvantovány. V případě elektronu vázaného v atomovém obalu se jedná o čtyři kvantová čísla: hlavní kvantové číslo n , vedlejší kvantové číslo l , magnetické kvantové číslo m a spinové magnetické kvantové číslo m_s . (Záškodný, 2018)

Nejvýznamnější **hlavní kvantové číslo n** charakterizuje vzdálenost daného elektronu od jádra. Elektron se může nacházet jen na určitých energetických hladinách (orbitaly K, L, M, N), které jsou určeny právě tímto číslem, nabývajícím hodnot $n=1, 2, \dots$. Pokud je elektron vybuzen ze svého základního stavu do vyššího stavu (orbitalu dále od jádra atomu), mluvíme o takzvaném excitovaném stavu. Vznik charakteristického rentgenového záření je způsobem právě přeskoky mezi energetickými vrstvami – excitací a následnou deexcitací elektronu za současného vyzáření kvanta záření. Diskrétní spektrum charakteristického rtg. záření je následkem diskrétních stavů elektronu. (Reichl a Všetická, 2021; Sůkupová, 2018)

Stav elektronu a jakousi jeho „trajektorii pohybu“ lze chápat jako soubor míst s největší pravděpodobností výskytu elektronu v atomu. V kvantové mechanice se tomu říká „pravděpodobnostní oblak“. Stacionární stavy elektronu lze vyjádřit tvarem pravděpodobnostního oblaku. Jednotlivé pravděpodobnostní oblaky jsou charakterizovány konkrétními hodnotami kvantových čísel. (Záškodný, 2018)

Charakteristické rentgenové záření

Následkem předání části hmotnosti a energie volných elektronů letících z katody a dopadajících na vnitřní elektrony v obalu atomů anody dochází k excitaci atomového obalu. Tato excitace obalu atomů anody probíhá přechody vnitřních elektronů do

vyšších kvantových energetických stavů. Při následné deexcitaci atomových obalů dojde k vyzáření fotonů **charakteristického rentgenového záření** s diskrétním spektrem. Přeskoky elektronů mezi energetickými stavy a následný vznik charakteristického záření lze již popsat pomocí **kvantových čísel a kvantové fyziky**. (Záškodný, 2018)

Vzhledem k souvislosti Schrödingerovy rovnice a vlnově korpuskulárního dualismu elektronu s charakteristickým rtg. zářením lze říci, že vznik **charakteristického rentgenového záření** je spojen s **kvantovou mechanikou elektronu**. (Ullmann, 2021)

1.6 Fyzikální podstata RTG diagnostiky

Vystižení podstaty rentgenové diagnostiky je založeno na popisu **zdrojů záření, interakcí záření s prostředím a výsledků aplikace záření**. Fyzikální podstata zdrojů, interakcí a výsledků je charakterizována formou jevů a zákonů, které popisují jejich interakce s biologickým a nebiologickým prostředím. Zdroje rtg. fotonů lze v rámci této složky profilu radiologického asistenta nazvat **dynamikou** složky. Interakce rtg. fotonů s prostředím lze v rámci této složky profilu radiologického asistenta nazvat **kinematikou** složky. (Záškodný, 2018)

Principem rentgenových zobrazovacích metod je interakce fotonů RTG záření se zobrazovaným objektem. Zobrazovaný objekt obsahuje různé druhy tkání a materiálů, které zeslabují rentgenové záření s rozdílnou účinností. Tyto odlišnosti v zeslabení záření se projeví ve výsledném transmisním obraze. Umělým zdrojem rentgenového záření v lékařství je rentgenka. Ta vysílá záření, které prochází vyšetřovaným objektem a interaguje s ním. Záření dopadá na detektor a výsledkem aplikace tohoto záření je obraz zobrazované struktury. (Súkupová, 2018)

1.7 Zdroje RTG záření

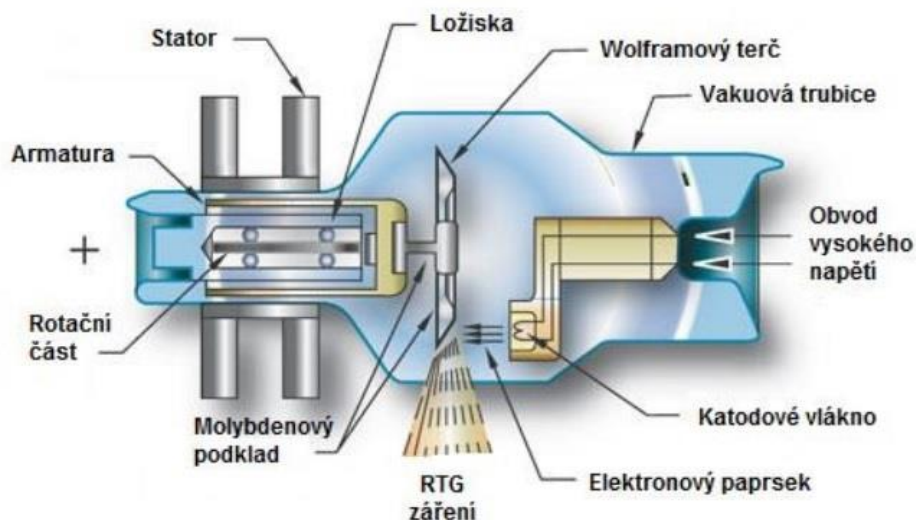
Zdrojem rentgenového záření v lékařství je **rentgenka**, ze které diagnosticky využitelné záření vychází výstupním okénkem v krytu rentgenky. Zásadní význam pro diagnostiku má brzdné rentgenové záření. Rentgenové záření je ionizující elektromagnetické záření o vlnových délkách v rozsahu 10^{-12} až 10^{-8} m. Podle vlnové délky můžeme rtg. záření rozdělit na měkké (delší než 10^{-10} nm) a tvrdé (kratší než 10^{-10} nm). Díky vlnově-korpuskulárnímu dualismu vykazuje RTG záření jak vlnové

vlastnosti elektromagnetického vlnění, tak částicové vlastnosti proudu fotonů. (Nekula et al., 2005)

1.7.1 Rentgenka

Rentgenku je možné považovat za **nejjednodušší urychlovač částí**. Jedná se o lineární elektrostatický urychlovač elektronů, kde zdrojem elektronů je žhavená katoda. Anoda funguje jako vnitřní terčik, na který elektrony dopadají a z rentgenky vychází brzdné (a charakteristické) X-záření. (Ullmann, 2021)

Rentgenka nebo rentgenová lampa je skleněná baňka naplněná vakuem uložená v olověném krytu. Uvnitř evakuované baňky jsou uloženy dvě elektrody – **katoda** (záporná elektroda) a **anoda** (kladná elektroda). Ze žhavené katody se uvolňují elektrony, které jsou díky vysokému napětí mezi elektrodami urychlovány směrem k anodě. Tyto urychlené elektrony dopadají na anodu za vzniku rentgenového záření, jak je znázorněno na obrázku 1. Elektrony po dopadu na anodu pronikají několika vrstvami atomů anody, dokud neztratí svoji kinetickou energii. Probíhají zde dva druhy interakcí letícího elektronu: **interakce elektronu s elektrostatickým polem anody**, vedoucí ke vzniku brzdného záření a **interakce elektronu s vnitřními obalovými elektrony** atomů anody, vedoucí ke vzniku charakteristického záření. (Seidl, 2012) Toto záření v podobě svazku vychází výstupním okénkem v krytu rentgenky. Na výstupním okénku rentgenky je připevněna primární clona, složená z olověných lamel. Clona snižuje dávku záření na pacienta, díky tomu, že zužuje a reguluje svazek rentgenového záření. (Nekula a Chmelová, 2005)



Obrázek 1: Schématický řez rentgenkou

Zdroj: <http://www.sukupova.cz/rentgenka-a-produkce-rentgenoveho-zareni/>

Záporně nabitá **katoda** je tvořena wolframovým vláknem o tloušťce asi 0,2 mm navinutým do spirálky. Vláknem je připojeno k žhavicímu obvodu katody a průchodem elektrického proudu se zvyšuje teplota katody – dochází ke **žhavení katody**. Wolframová spirála se zahřívá na víc jak 2000 °C a vlivem této vysoké teploty dochází k uvolnění elektronů termoemisí (Edisonův efekt). Čím je teplota na katodě vyšší, tím vyšší bude i množství emitovaných elektronů. Z toho lze vyvodit, že následkem **zvýšení elektrického proudu** procházejícího obvodem se **zvýší množství elektronů** emitovaných katodou. Termoemisí uvolněné elektrony jsou dále urychleny elektrickým napětím mezi elektrodami a dopadají na anodu. Aby nedocházelo k dopadu elektronů na kterékoli místo anody, jsou fokusovány do úzkého elektronového svazku a soustředovány do ohniska anody. Tato fokusace elektronového svazku do ohniska je nutná pro dosažení dobré kvality výsledného obrazu s optimálním rozlišením a ostrostí. (Seidl et al., 2012; Súkupová, 2018)

Kladně nabitá **anoda** je tvořena kovovým terčíkem. Poté co dopadnou urychlené elektrony letící z katody na terčík anody, dojde k uvolnění velkého množství kinetické energie elektronů. Pouze **1 % uvolněné energie elektronů se přemění na rentgenové záření**. Zbylých 99 % se promění v **teplo**, které způsobí zahřátí terčíku. Aby nedošlo k tepelnému poškození anody, je vyráběna z materiálů s vysokou teplotou tání. Nejčastěji z wolframu (teplota tání více než 3400 °C) nebo z molybdenu v případě měkčího záření (o nízké energii) využívaného v mamografii. Wolframové vlákno může být s příměsí thoria, které napomáhá zvýšení efektivity emise elektronů a prodloužení životnosti katody. Pro další potlačení tepelného účinku na terčík je důležité zajistit rychlý a účinný odvod tepla. Dnes se proto ve většině diagnostických zařízení využívají rentgenky s **rotační anodou** – svazek elektronů při rotaci anodového disku dopadá vždy do jiného místa plošky terčíku, čímž je zahřívání anody rovnoměrnější a pomalejší, což umožňuje vyšší zatížení rentgenky. Rychlost odvodu tepla z anody je uváděna v jednotkách Mega Heat Unit za minutu (1 MHU/min = 0,7 MJ). Například rentgenka v CT disponuje rychlostí odvodu tepla okolo 4,8 MHU/min. (Vomáčka, 2015; Súkupová, 2018)

Existuje mnoho typů rentgenek, které se liší podle toho, pro jakou zobrazovací modalitu jsou určeny. Můžeme rozlišit rentgenku pro skiografii, mamografii, angiografické systémy či rentgenku užívanou při CT vyšetřeních. Kupříkladu na rentgenku určenou pro skiografii nebo mamografii jsou kladeny nižší nároky, než na rentgenku užívanou při CT vyšetřeních. Liší se používaným napětím, výkonem, počtem

ohnisek či rychlostí odvodu tepla z anody. **Expoziční hodnoty rentgenky:** anodové napětí (kV) ovlivňuje energii RTG záření, anodový proud (mA) řídí intenzitu záření, doba expozice (s) je doba sepětí anodového napětí. (Vomáčka, 2015; Súkupová, 2018)

Po dopadu elektronů s vysokou kinetickou energií na anodu, dojde k přeměně pouze 1 % této energie na fotony rentgenového záření. Dochází ke vzniku dvou druhů rentgenového záření: brzdného záření a charakteristického záření. V radiologii se využívá především brzdné RTG záření. (Záškodný, 2015)

1.7.2 Brzdné RTG záření

Brzdné záření vzniká zpomalením letícího elektronu v kovu anody. Elektron prolétává kolem jádra atomu materiálu anody, které jej přitahuje, tím ho zpomaluje a zakřivuje jeho dráhu. Vlivem této Coulombovské elektrostatické interakce elektron ztrácí svou pohybovou energii a mění směr dráhy letu. Ztracená kinetická energie elektronu je vyzářena ve formě fotonu brzdného rentgenového záření. Energie vzniklého fotonu brzdného záření se rovná ztracené kinetické energii elektronu a její velikost popisuje **Duanův-Huntův zákon**. Tento zákon je vlastně kvantitativním vyjádřením **obráceného fotoelektrického jevu**, při němž dochází k emisi fotonů následkem dopadu elektronů na kov. Během tohoto jevu získá napětím urychlený elektron energii $E = e \cdot U$. Energií elektronu dosadíme do vzorce pro Planckovo vyjádření energie záření $E = h \cdot \nu$ a za předpokladu, že $\nu = \frac{c}{\lambda}$, získáme:

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{min}}$$

Veličina U vyjadřuje napětí mezi elektrodami, kterým je urychlen elektron s nábojem $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Dále se ve vzorci vyskytuje Planckova konstanta h , rychlost světla c , frekvence záření ν a minimální vlnová délka záření λ_{min} . Planckova konstanta má hodnotou $6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ a rychlost světla c má přibližnou hodnotu $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$. Pokud místo Planckovy konstanty h použijeme redukovanou Planckovu konstantu $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ a platí-li $\lambda_{min} = \frac{c}{\nu_{max}}$ a $\nu_{max} = \frac{\omega_{max}}{2\pi}$, lze **Duanův-Huntův zákon** vyjádřit takto:

$$\hbar\omega_{max} = eU$$

$$U\lambda_{min} = \frac{2\pi\hbar c}{e}$$

Po dosazení do vzorce lze vypočítat hodnotu konstanty $U\lambda_{min} = 1,24 \cdot 10^{-6} \text{ Vm}$.

Brzdné záření má **spojité spektrum**, které je složeno z velkého množství fotonů o různých frekvencích od 0 až po maximální frekvenci ω_{max} (odpovídá minimální vlnové délce λ_{min}) – tzn. frekvence v intervalu $\langle 0, \omega_{max} \rangle$. Z výše uvedeného zákona lze odvodit závislost minimální vlnové délky na napětí mezi katodou a anodou. Pokud se napětí mezi elektrodami zvýší, dojde ke snížení minimální vlnové délky, tzn. zvýšení maximální frekvence. Z Duanova-Huntova zákona tedy vyplývá, že výsledná **energie brzdného rentgenového záření přímo závisí na velikosti elektrického napětí** mezi katodou a anodou. Zvýšením napětí můžeme zvýšit energii jednotlivých fotonů záření a naopak snížením napětí poklesne i energie fotonů. Ve vzorci si lze také povšimnout, že hodnota prahové vlnové délky λ_{min} vůbec nezávisí na materiálu anody. (Súkupová, 2018; Záškodný, 2018)

1.7.3 Charakteristické RTG záření

Charakteristické záření vzniká tím, že letící elektron vyrazí elektron z vnitřní vrstvy obalu atomu anody (slupky K a L), čímž dochází k excitaci atomu. Touto cestou vzniká v obalu atomu neobsazené místo, které je ihned zaplněno jiným elektronem z vnější vrstvy atomu. Elektron z vyšší energetické hladiny z vrstvy dále od jádra tak sníží svoji energii přestupem na nižší energetickou hladinu. Tento rozdíl energií je vyzářen ve formě fotonu charakteristického záření a tím dochází k deexcitaci atomu. Záření tvořené fotony charakteristického záření má **nespojité čárové spektrum** (diskrétní spektrum), kde vlnové délky jednotlivých čar spektra odpovídají struktuře elektronového obalu atomů anody. V tomto případě je **energie fotonů** emitovaného záření pro různé prvky odlišná – **charakteristická pro daný materiál anody**. Tedy na rozdíl od brzdného záření jsou vlastnosti charakteristického záření závislé na materiálu anody. (Hrazdira a Mornstein, 2001; Záškodný, 2018)

Podle kvantově mechanického modelu atomu se elektrony nepohybují okolo jádra po přesně určených drahách, ale nacházejí se v určitém prostoru – orbitalu. Každý elektron v atomovém obalu je vázán v určité energetické slupce. Tyto slupky můžeme směrem od jádra rozlišit jako orbitaly K, L, M, N, O, P a Q. Nejblíže k jádru se vyskytují orbitaly K a L, představující slupky o nejnižší energetické hladině. Výskyt elektronu v daném orbitalu není možné stanovit přesně, ale jen s 90% až 99% pravděpodobností. Pro popis elektronu se používají **kvantová čísla**. Tato čísla udávají energii elektronu, tvar orbitalu i jeho prostorovou orientaci a rotaci elektronu. Nejvýznamnější hlavní **kvantové číslo n** udává **energii orbitalu** a ukazuje nám jak

daleko je elektron od jádra atomu. Toto hlavní kvantové číslo n nabývá hodnot 1, 2, ... 7 (odpovídá značení orbitalů písmeny). Čím blíže je slupka k jádru, tím větší je energie, která poutá elektrony v daném orbitalu. V orbitalu K nejbliže k jádru je tedy tato vazebná energie elektronu největší a se vzdáleností od jádra postupně klesá. Aby vůbec došlo ke vzniku charakteristického záření, musí mít elektron dopadající na anodu vyšší energii než je vazebná energie elektronu, který má být vyražen z dané energetické slupky. (Rosina et al., 2006; Súkupová, 2018)

V kvantové mechanice je možné popsat stav elektronu pomocí **vlnové funkce ψ** . Tato vlnová funkce ψ vychází z tzv. **Schrödingerovy rovnice** a je charakterizována **kvantovými čísly**. (Reichl a Všetička, 2021)

Podle kvantově mechanického modelu atomu je elektron vázaný k atomu, protože se nachází v tzv. potenciálové jámě, ve které může existovat pouze v jednom diskrétním stacionárním kvantovém stavu. Tyto stacionární stavy elektronu popisuje vlnová funkce ψ , která je spojena s kvantovými čísly. Vlnová funkce $\psi(x,y,z)$ je řešením **Schrödingerovy rovnice** a popisuje de Broglieovu vlnu elektronu. Podle de Broglieovy hypotézy lze všem pohybujícím se částicím (zde elektronům) přiřadit nejen vlastnosti částic - energii E a hybnost p , ale také vlnové vlastnosti - vlnovou délku λ a frekvenci ν :

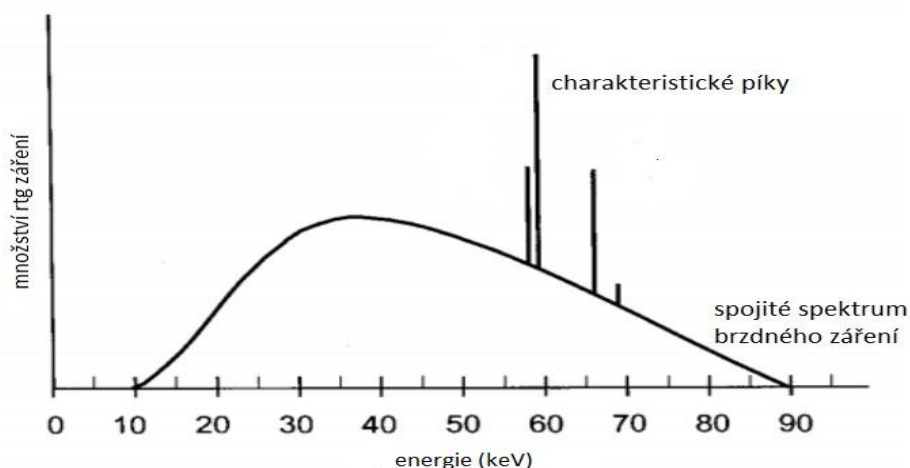
$$\lambda = \frac{h}{p}, \nu = \frac{E}{h}$$

(Tarábek a Červinková, 2006)

1.7.4 Filtrace a rentgenové spektrum

Rentgenové fotony než uniknou z rentgenky, jsou ještě filtrovány. Filtrace ovlivňuje rentgenové spektrum, protože **eliminuje** zejména **nízkoenergetické fotony**, které by byly pohlceny kůží pacienta. Tyto fotony by pouze zvýšily dávku na kůži a nepříspěly k tvorbě obrazu. (Súkupová, 2018)

Výsledné rentgenové záření je tvořené spojitým spektrem brzdného záření a diskretními píky charakteristického záření (obr. 2). **Brzdné záření** zde **převažuje** a je **významnější pro radiodiagnostiku**. Charakteristické rentgenové záření se využívá spíše ve fyzice či chemii při rentgenové strukturální analýze materiálu. (Bushberg et al., 2002)



Obrázek 2: Spektrum rentgenového záření

Zdroj: Bushberg at al., 2002; upraveno autorem

1.8 Interakce RTG záření s prostředím

V radiodiagnostice je využíváno brzdné rentgenové záření, které při průchodu prostředím interaguje s okolím na základě absorpčního zákona.

1.8.1 Absorpční zákon

Rentgenové záření proniká všemi prostředím a je těmito prostředím v různé míře absorbováno – na tomto principu je postavena RTG diagnostika. Schopnost absorpce jednotlivých prostředí je vyjádřena absorpčním zákonem.

Při průchodu rentgenového záření tkání může dojít k několika druhům interakcí, které způsobí zeslabení záření. Foton rentgenového záření je pohlcen ve tkáni nebo dojde k jeho rozptýlení. **Pohlčení fotonu** je způsobeno fotoelektrickým jevem. **Rozptyl fotonu** je zprostředkován Comptonovým jevem nebo Rayleighovým rozptylem. Foton může také projít tkání **bez interakce**. (Súkupová, 2018)

Zeslabení záření ve tkáních vlivem absorpce popisuje **absorpční zákon**:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

$$I = I_0 e^{-\frac{\ln 2}{a} x}$$

Tento zákon charakterizuje úbytek intenzity rentgenového záření v závislosti na hloubce. Intenzita záření klesá s druhou mocninou vzdálenosti od zdroje. Zde I_0 označuje intenzitu záření před průchodem svazku rentgenového záření materiálem (tkání) a I označuje výslednou intenzitu svazku po průchodu materiálem. Tuto intenzitu záření lze popsat jako počet fotonů násobený energií jednoho fotonu, procházející

kolmo jednotkovou plochou za jednotku času. **Koeficient absorpce μ** představuje součinitel zeslabení pro fotony dané energie a je roven součtu koeficientů absorpce tří průvodních jevů zeslabení popsanych níže. Koeficient absorpce závisí na **protonovém čísle absorbujícího prostředí a na frekvenci rentgenového záření**. Veličina a je polotloušťka zeslabovacího média, ve které bude úbytek intenzity RTG svazku pravděpodobně roven polovině původní intenzity (na tloušťce $x=a$ bude $I=I_0/2$).

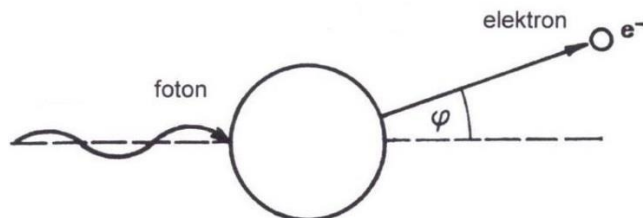
Každý typ interakce fotonu ve tkáni se projeví ve výsledném rentgenovém obraze odlišně. Pokud je foton absorbován, vzniká v obraze světlé místo (např. kost). Rozptýlený foton nepřispívá žádnou užitečnou informací k tvorbě obrazu. Foton procházející bez interakce způsobuje tmavší místa v rentgenovém obraze (např. plíce). Výsledný radiografický obraz tedy vzniká rozdílem mezi fotony absorbovanými fotoelektrickým jevem a těmi, které prošly bez interakce, přičemž Comptonův jev pouze zhoršuje kontrast a kvalitu obrazu, aniž by v obraze vytvářel nějakou užitečnou informaci. (Záškodný, 2018)

V rámci radioterapie jsou interakce RTG záření důležité při výběru zdroje terapeutického rentgenového záření a je nutné je uvážit z hlediska ozáření kritických struktur sekundárním zářením vznikajícím zejména vlivem Comptonova jevu. (Záškodný, 2009; Sůkupová, 2018)

Fotoelektrický jev

Fotoelektrický jev nastává v případě, že se **foton** rentgenového záření srazí s elektronem vázaným v atomovém obalu, **předá mu veškerou svou energii a zaniká**. Část této získané energie je spotřebována na uvolnění elektronu z atomu a zbytek je přeměněn na kinetickou energii elektronu. Elektron (fotoelektron) je vyražen mimo atom a může dále ionizovat okolní atomy. Volné místo v obalu atomu je zaplněno jiným elektronem. K fotoelektrickému jevu dojde za předpokladu, že energie fotonu (frekvence fotonu) je vyšší, než jaká je hodnota vazebné energie elektronu.

Fotoefekt (obr. 3) se pravděpodobněji vyskytuje **při nižších energiích** záření a při vyšším atomovém čísle materiálu, kterým záření prochází (tkáň). Tento jev je v radiodiagnostice žádoucí interakcí, protože **tvoří kontrast v obraze**. (Rosina a Navrátil, 2000; Súčupová, 2018)

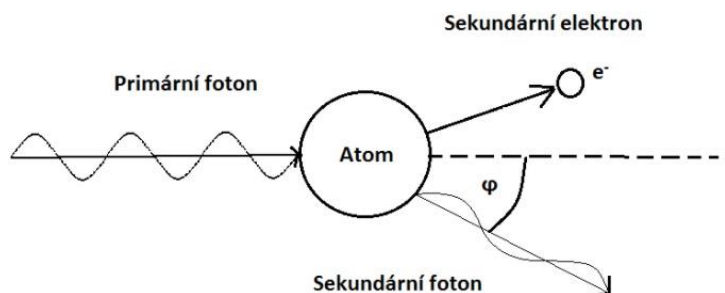


Obrázek 3: Fotoelektrický jev, Zdroj: Rosina a Navrátil, 2000

Comptonův jev

Comptonův rozptyl (nekoherentní rozptyl) nastává v případě srážky fotonu rentgenového záření s elektronem, jenž je pouze slabě poután k atomu nebo je téměř volný, tj. vliv vazby lze zanedbat. **Foton předá elektronu pouze část své energie** a dále pokračuje jako rozptýlený foton (sekundární foton) s nižší energií a v odlišném směru. Rozptyl tohoto sekundárního fotonu je v rozmezí 0° až 180° a jeho energie je závislá na úhlu rozptylu. Rozptýlený foton může dále projít tkání bez interakce nebo může interagovat opětovně Comptonovým jevem a nakonec zaniknout fotoelektrickým jevem. Fotonem uvolněný elektron pokračuje dále s kinetickou energií odpovídající rozdílu energie původního a rozptýleného fotonu a může ionizovat či excitovat další atomy. (Rosina a Navrátil, 2000)

Pravděpodobnost výskytu Comptonova jevu je úměrná protonovému číslu materiálu, tj. závisí na hustotě elektronů ve tkáni. **Se vzrůstající frekvencí rentgenového záření roste i výskyt Comptonova rozptylu**. Tento jev (obr. 4) výrazně **zhoršuje kvalitu výsledného obrazu**, z důvodu redukce kontrastu v obraze a tvorby neostrotí. (Rosina a Navrátil, 2000; Súčupová, 2018)



Obrázek 4: Comptonův jev

Zdroj: https://www.wikiskripta.eu/w/Compton%C5%AFv_rozptyl

Rayleighův rozptyl

Koherentní Rayleighův rozptyl záření na elektronech vázaných v atomovém obalu nastává v oblasti nízkých energií. Jedná se o rozptyl fotonu beze změny jeho vlnové délky, při kterém se přenáší jen hybnost, nikoli energie. Dopadající lehký foton interaguje s elektronem vázaným v obalu tak, že dochází k pružné srážce, při které foton neztratí energii (nezmění se ani jeho frekvence). Směr dráhy letu fotonu se jen nepatrně vychýlí a dále pokračuje s mírně změněným úhlem od původní dráhy letu, jedná se o úhel do 20°. Úhel rozptylu fotonu je tím větší, čím menší je energie fotonu.

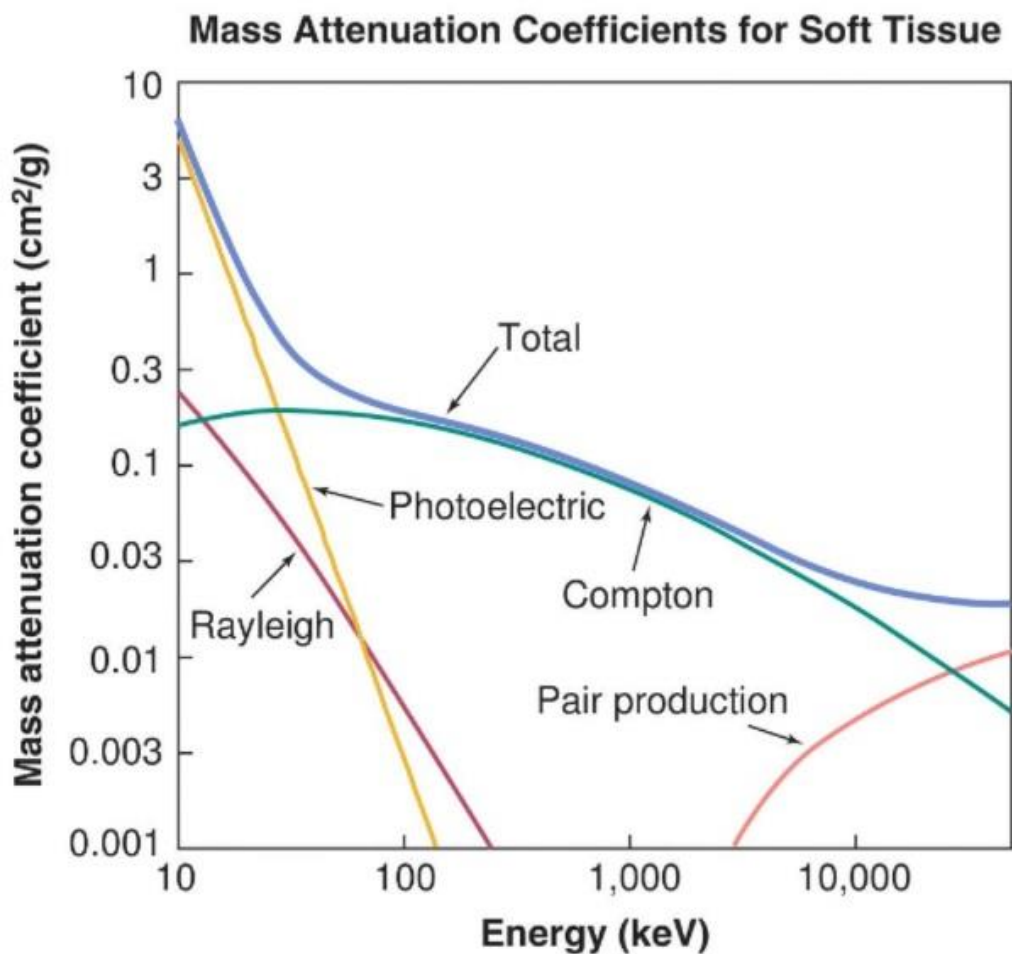
Koherentní rozptyl se vyskytuje ve větší míře jen při nižších energiích (do 30 keV) tudíž se uplatňuje pouze **v mamografii**. Četnost tohoto jevu se snižuje se stoupající energií fotonů záření. Rayleighův rozptyl má nepříznivý vliv na výsledný obraz, protože přispívá k tvorbě tzv. závoje. (Súkupová, 2018; Ullmann, 2021)

Obrácený anihilační jev

Ke vzniku elektron-pozitronového páru dochází při interakci vysokoenergetických fotonů s atomy tkáně. Aby vůbec nastal tento jev, musí mít foton energii vyšší než 1,02 MeV. Foton proniká do blízkosti atomového jádra a při jeho zániku dochází ke vzniku dvojice elektron-pozitron. Tento jev můžeme pozorovat při terapeutickém využití záření o vysokých energiích (řádově MeV). Při nižších energiích užívaných v radiodiagnostice (20-150 keV) k tomuto jevu nedochází a v zobrazovacích metodách se tedy neuplatňuje. (Súkupová, 2018)

Podíl interakcí na celkové atenuaci záření

Podíl jednotlivých interakcí na celkovém zeslabení záření je znázorněn na obrázku 5 jako závislost účinného průřezu interakcí na energii fotonů. Výše popsané interakce spojené s absorpčním zákonem se uplatňují při průchodu brzdného rentgenového záření využívaného v radiologii. Oproti tomu charakteristické záření s diskrétním spektrem, které je spojeno s kvantovými čísly a vzniká na podkladě excitace a deexcitace elektronů v obalu, je využíváno mimo radiologii. (Bushberg at al., 2002)



Obrázek 5: Závislost účinného průřezu interakcí na energii

Zdroj: Bushberg at al., 2002

Sekundární záření a clony

Sekundární záření vzniká jako vedlejší efekt interakce primárního svazku se zkoumaným objektem. Je způsobeno zejména Comptonovým rozptylem a fotoefektem. Jedná se o takové záření, které má směr odlišný od primárního svazku. Prochází objektem a dopadá na záznamové médium v jiném směru než primární záření a proto je zdrojem geometrické neostrosti. Sekundární záření má i další nepříznivý vliv na kvalitu snímku v podobě zhoršení kontrastu obrazu. K tomu dochází následkem zahlcení tkáně dlouhovlnným zářením, které ztěžuje diferenciaci mezi jednotlivými odstíny šedi na snímku. Důsledkem biologického efektu záření na tkáně stoupá absorbovaná dávka a zvyšuje se celkové ozáření pacienta.

Pro co největší eliminaci ionizačních účinků sekundárního záření se používají sekundární clony. Ty mají za úkol zachytit to sekundární záření, které nemá směr souhlasný se zářením primárním a tím zlepšit kvalitu snímku. Tyto clony jsou umístěny

mezi objektem a záznamovým médiem a skládají se z olověných lamel. (Nekula a Chmelová, 2005)

1.9 Výsledky aplikace RTG záření

V této kapitole jsou popsány výsledky aplikace brzdného rentgenového záření v rámci zobrazovacích metod a léčebných účinků. Také jsou zde krátce zmíněny výsledky aplikace fotonů v rámci charakteristického rentgenového záření.

1.9.1 Zobrazovací metody

Rentgenové diagnostické zobrazování je spojeno s detekcí brzdného rentgenového záření. Principem zobrazovacích metod je detekce a dozimetrie záření, při kterých se uplatňuje princip přeměny energie rtg. záření na registrovatelné formy energie. (Záškodný, 2018) Mezi základní zobrazovací metody využívající rentgenové záření patří skiografie, skiaskopie a výpočetní tomografie.

Skiografie

Prosté snímkování představuje základní rentgenové zobrazení, kdy je trojrozměrný objekt zobrazen ve **dvourozměrném obraze**. To znamená, že zde dochází k sumaci struktur, která může eventuálně způsobit zastínění nějaké patologie okolními orgány či tkáněmi. Základem zobrazení je detekce fotonů záření, které byly při průchodu zobrazovaným objemem pohlceny, zeslabeny nebo prošly bez interakce. Vzniklý radiografický obraz představuje zobrazení hustoty tkáně: místa s nízkou hustotou (př. měkké tkáně) mají nižší absorpci záření a tudíž vyšší zčernání, místa s vysokou hustotou (př. kosti) více absorbují záření a v obraze jsou zobrazeny světle. (Seidl et al., 2012)

Dříve se skiografický obraz zaznamenával na rentgenový film citlivý na RTG záření (fotochemický princip). Dnes je tato analogová technologie nahrazena digitálními systémy. **Digitální skiografie** se dělí na metodu **nepřímé digitalizace** (kazeta) a **přímé digitalizace** (detektor). Nepřímá digitalizace pro zachycení obrazu využívá kazet s paměťovou folií s luminofory, které se následně vkládají do speciálních čteček. Zatímco nejmodernější metoda přímé digitalizace využívá flat panel detektor, který dopadající záření převádí na elektrický signál a výsledný obraz se ukáže na monitoru počítače během několika vteřin. Digitální záznam umožňuje následnou úpravu obrazu (postprocessing) a okamžité odeslání a archivaci v systému PACS. (Ferda et al., 2015)

Skiografie je často volenou diagnostickou metodou pro svoji jednoduchost, dostupnost, rychlost a menší radiační zátěž ve srovnání s jinými metodami. (Súkupová, 2018)

Skiaskopie

Tato metoda umožňuje zobrazit vyšetřovaný objekt v reálném čase. Rentgenka vydává záření v **pulzním režimu** - např. 4x za sekundu, záření prochází pacientem a dopadá na skiaskopický štít (excitačně-fluorescenční princip). Díky polovodičovému systému flat panel detektoru nebo zastaralejšímu zesilovači a televiznímu řetězci je obraz vzniklý expozicí rentgenovým zářením ihned převáděn na viditelný záznam a promítán na monitor. Metoda umožňuje zobrazit **dynamický děj** a pohyblivé struktury, tudíž je vhodná pro vyšetření trávicího traktu, žlučových cest nebo močových cest. Dále se využívá při angiografických výkonech nebo na operačních sálech. (Nekula et al., 2005; Seidl et al., 2012)

Výpočetní tomografie

Computed Tomography (CT) je tomografická zobrazovací metoda. Umožňuje **prostorové zobrazení** (3D), kdy nedochází k překryvu a sumaci orgánů a tkání jako v případě planárního zobrazení. Výpočetní tomografie je založena na principu měření **absorpce RTG záření** prošlého tělem pacienta v určitém řezu. Z těchto údajů lze poté s využitím matematické rekonstrukce zhotovit obraz prostorového zobrazení orgánů.

CT přístroj tvoří kruhový otvor (gantry), na jehož obvodu se nachází rentgenka a naproti ní několik řad detektorů. Dnes se využívá především **spirální CT**, kdy stůl s pacientem kontinuálně projíždí gantry a systém rentgenka-detektory, za nepřetržitého vyzařování RTG záření, rotuje kolem pacienta a opisuje kolem něj trajektorii šroubovice. Detektory zaznamenávají informaci o poloze a intenzitě rentgenového záření dopadajícího během rotace rentgenky a výsledná data jsou ukládána do počítače. Z dat nasbíraných během rotace rentgenky a detektorů se vytvoří transverzální řezy danou strukturou a následnou rekonstrukcí lze získat zobrazení ve všech 3 rovinách těla. Výsledný obraz je vyjádřen v **odstínech šedi**, kdy každý odstín šedi je přiřazen určité denzitě dané tkáně. **Denzita** je udávána v **Hounsfieldových jednotkách** (HU), kdy např. hodnota 0 odpovídá vodě nebo hodnota +1000 odpovídá kosti. Čím vyšší denzita tkáně, tím světlejší odstín šedi bude dané tkáni přiřazen. (Ferda et al., 2015; Zuna a Poušek, 2007)

Vyšetření CT se může provádět **nativně** nebo s podáním **kontrastní látky**, která zvyšuje nebo snižuje absorpci RTG záření (pozitivní a negativní KL). Často se používají jodové kontrastní látky podané do žíly pomocí tlakového injektoru, který aplikuje KL pod tlakem a bolusově. Kontrastní látka může pomoci objevit tkáňové postižení vzniklé následkem krvácení nebo tumoru. Nevýhodou CT vyšetření je vyšší radiační zátěž, která by však měla být vyvážena výslednou diagnostickou informací. (Chudáček, 1995; Ferda et al., 2002; Seidl, 2012)

1.9.2 Léčebné účinky záření

Mimo diagnostiku se RTG záření uplatňuje v radioterapii díky svým léčebným účinkům. V radioterapii se záření využívá díky svým ionizačním účinkům v terapii nádorové i nenádorové. Rentgenová terapie **nádorová** spočívá v dodání takového množství energie do nádorového ložiska, aby došlo k poškození nádorové tkáně za současného minimálního poškození zdravých tkání. **Nenádorová** rentgenová terapie se specializuje na ozařování patních ostruh, zánětů šlach a kostí nebo na léčbu artróz ramenních či kolenních kloubů. Nenádorová terapie má za cíl navodit analgetický a protizánětlivý efekt vlivem záření a zpomalit či zastavit degenerativní proces.

Zdrojem terapeutického záření je rentgenka produkující fotony o energii přibližně 100 keV-1 MeV. Pro dosažení optimálního výsledku radioterapie, je zapotřebí zohlednit interakce ionizujícího záření ve tkáni, kdy je rentgenové záření po cestě k cílové tkáni eliminováno třemi likvidačními jevy (fotoefekt, Comptonův jev, obrácený anihilační jev). Tyto jevy je nutné vzít v úvahu při přípravě ozařovacích plánů. (Beneš et al., 2007; Záškodný, 2018)

1.9.3 Charakteristické záření

Charakteristické rentgenové záření našlo své uplatnění ve fyzice či chemii při rentgenové strukturální analýze. Využívá se vzniku diskretních spekter a možnosti identifikace materiálu podle těchto spekter, protože každý materiál na světě má jiné diskretní spektrum. Charakteristický rentgen je spojen s materiálovou fyzikou. Kupříkladu metoda rentgenové fluorescenční spektrometrie, umožňuje nedestruktivní identifikaci složení látek. Díky tomu lze zjistit přítomnost konkrétních prvků a analyzovat jejich koncentraci ve zkoumaném vzorku. Tato metoda tedy umožňuje posoudit kvantitativní a kvalitativní vlastnosti zkoumaného materiálu na základě rentgenových spekter. (Klekner, 2012; Ullmann, 2021)

2 Hypotézy, cíle práce a metodika výzkumu

2.1 Hypotézy a cíle práce

Bakalářská práce pracuje se třemi hypotézami:

1. Komparací struktury klasické fyziky a struktury brzdného RTG záření lze popsat klasické aplikace RTG zobrazovacích metod (Hypotéza H1).
2. Komparací struktury kvantové fyziky a struktury charakteristického RTG záření lze popsat kvantové aplikace RTG zobrazovacích metod (Hypotéza H2).
3. Znalosti respondentů v oblasti klasických aplikací RTG zobrazovacích metod budou mít rozdělení blízké rozdělení normálnímu (Hypotéza H3).

Práce se snaží naplnit následující cíle:

1. Popsat klasické a kvantové aplikace RTG zobrazovacích metod a posoudit zda se v medicíně upřednostňují spíše klasické aspekty těchto zobrazovacích metod.
2. Sestavit edukační text a test, týkající se zvláště oblasti klasických aplikací RTG zobrazovacích metod, a ze statisticky zpracovaných výsledků testu posoudit znalosti studentů.

2.2 Metodika výzkumu

Metodika bakalářské práce je rozdělená do několika dílčích kroků. Tyto kroky zčásti odrážejí strukturu kurikulárního procesu.

1. Analýza současného vědeckého systému s cílem aplikace kurikulárního procesu.
2. Transformace zkoumaného vědeckého systému na sdělitelný vědecký systém.
3. Vytvoření vlastního edukačního textu na základě analýzy současného vědeckého systému v oblasti rentgenových zobrazovacích metod a zprostředkování textu studentům.
4. Vytvoření edukačního testu za účelem zjištění úrovně znalostí studentů radiologické asistence ve vybrané oblasti a zprostředkování testu studentům.
5. Posouzení edukační funkce vytvořeného učebního textu skrze statistické vyhodnocení výsledků edukačního testu.

Bakalářská práce je zprávou o proběhlém aplikovaném kvantitativním výzkumu.

Tento výzkum má následující části:

- Reporting - sběr dat a popis vstupních teorií
- Explorace - formulace hypotéz a stanovení cílů

- Explanace - ověření hypotéz, popis metodiky a diskuse výsledků
- Predikce - navazující výzkumy

Výchozí edukační teorií této práce je teorie kurikulárního procesu. První čtyři metodické kroky vycházejí právě z této teorie. Kurikulární proces lze rozdělit do následujících variantních forem kurikula:

- Konceptuální kurikulum (Sdělitelný vědecký systém fyziky)
- Zamýšlené kurikulum (Didaktický systém fyziky)
- Projektové kurikulum (Výukový projekt fyziky)
- Implementované kurikulum 1 (Přípravenost vyučujícího na edukaci)
- Implementované kurikulum 2 (Výsledky výuky fyziky)
- Dosažené kurikulum (Aplikovatelné výsledky výuky fyziky)

Poslední metodický krok zahrnuje statistické vyhodnocení výsledků edukačního testu. Toto vyhodnocení je prováděno prostřednictvím vybraných metod deskriptivní a matematické statistiky shrnutých v následující kapitole.

2.3 Statistické metody

Zde je uveden přehled a stručný popis použitých statistických metod. Metody jsou rozděleny na metody deskriptivní statistiky a matematické statistiky.

2.3.1 Metody deskriptivní statistiky

Formulace statistického šetření

Základem pro formulaci statistického šetření jsou následující pojmy:

- Hromadný náhodný jev
- Statistická jednotka
- Statistický znak
- Základní statistický soubor
- Výběrový statistický soubor

Škálování

Pro vyjádření hodnot statistického znaku, je nutné zavést prvky škály. Díky nim můžeme rozdělit hodnoty statistického znaku do skupin, tj. rozškálovat. Existují různé typy škál pro různé typy statistického znaku. V této práci je použita kvantitativní metrická škála. (Kladivo, 2013)

Měření

Při procesu měření je přiřazován jeden z k prvků škály x_i každé zkoumané statistické jednotce výběrového statistického souboru. Výsledkem je počet naměřených prvků škály. Součet absolutních četností n_i je roven celkovému počtu všech statistických jednotek n z výběrového statistického souboru. (Záškodný et al., 2016)

Elementární statistické zpracování

V rámci elementárního statistického zpracování jsou výsledky měření uspořádány do škal a zapsány do tabulky. Poté je empirické rozdělení četností graficky znázorněno v podobě polygonu absolutních četností, polygonu relativních četností a polygonu kumulativních četností. Ke stručnému vyjádření povahy zkoumaného statistického souboru se využívají empirické parametry, zde jsou využívány momentové parametry: obecné momenty, centrální momenty a normované momenty. Základem elementárního statistického zpracování je tedy:

- Tabulka
- Grafické znázornění
- Empirické parametry

(Záškodný et al., 2016)

2.3.2 Metody matematické statistiky

Neparametrické testování

Za metodu matematické statistiky bylo v této práci zvoleno neparametrické testování.

Cílem neparametrického testování je přiřadit empirickému rozdělení relativních četností rozdělení normální. Význam neparametrického testování tkví zejména v tom, že je vždy přínosné nahradit empirické rozdělení rozdělením teoretickým, se kterým je spjat matematický aparát umožňující získání jinak nedostupných informací. (Záškodný a Záškodná, 2018)

Pro neparametrické testování byl zde použit χ^2 -test dobré shody jako test normality. Po výběru tohoto testového kritéria je třeba přistoupit k určení experimentální hodnoty kritéria χ_{exp}^2 a kritické teoretické hodnoty kritéria χ_{teor}^2 . Pomocí kritické teoretické hodnoty bude možné zapsat kritický obor W příslušného kritéria. Bude-li experimentální hodnota vybraného kritéria prvkem kritického oboru W , bude nutné přijmout alternativní hypotézu H_a (empirické rozdělení nebude možno nahradit

zamýšleným teoretickým rozdělením). V případě, že experimentální hodnota kritéria nebude prvkem kritického oboru W , bude možné přijmout nulovou hypotézu H_0 (empirické rozdělení je možno nahradit zamýšleným teoretickým rozdělením). (Záškodný et al., 2016)

Důležitou součástí testování neparametrických hypotéz je stanovení hladiny statistické významnosti α , která udává pravděpodobnost chybného zamítnutí testované hypotézy. Nejčastěji používanými hladinami významnosti jsou hodnoty $\alpha=0,05$ nebo $\alpha=0,01$. (Záškodný et al., 2016)

3 Výsledky

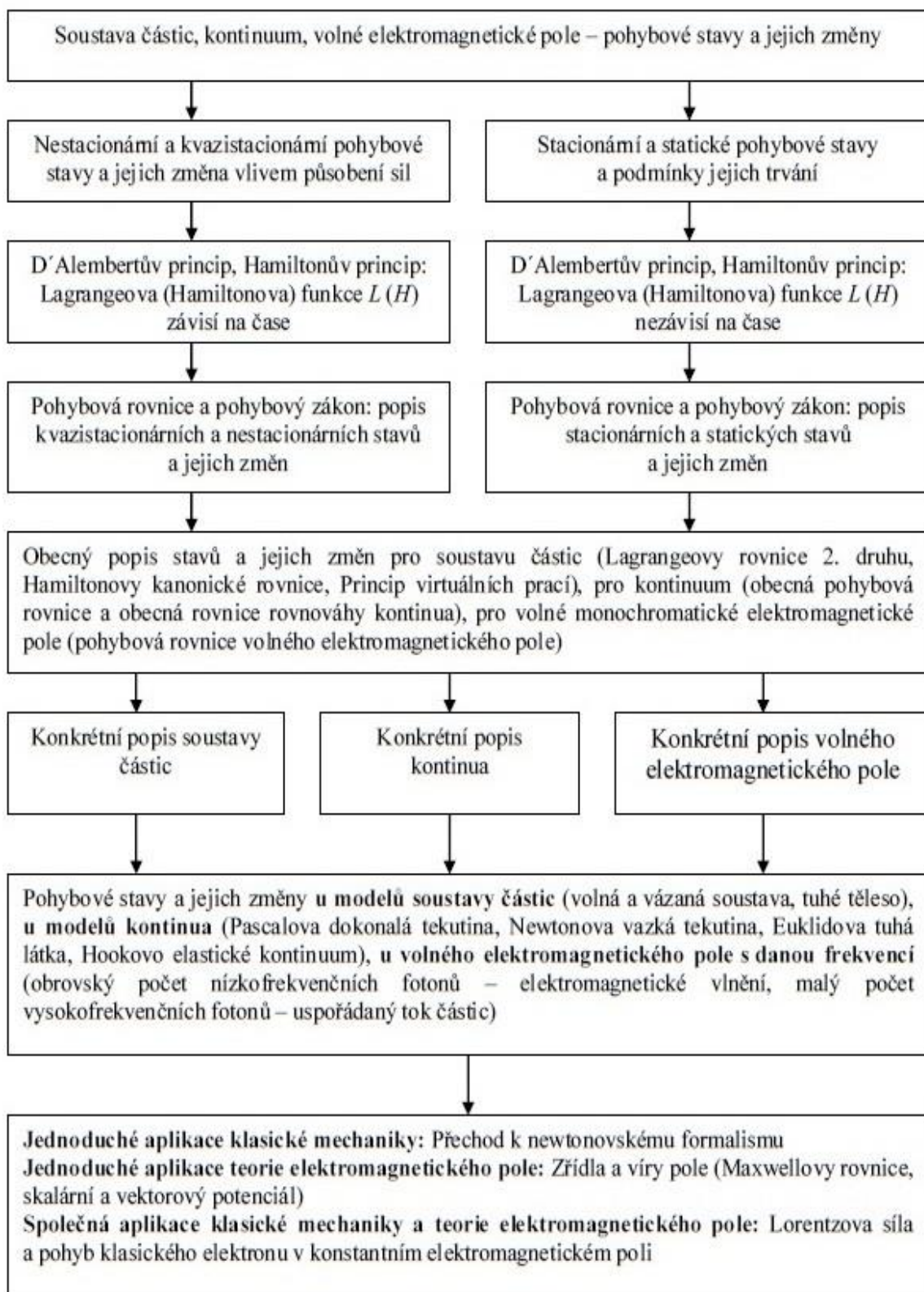
3.1 Výchozí teorie

Výchozí teorií výzkumu byla teorie kurikulárního procesu fyziky. Tato teorie charakterizuje průběh vzdělávání a proces osvojování si učiva včetně následného hodnocení celkových výsledků této edukace. Za adresáty edukace byli stanoveni studenti oboru Radiologický asistent a Radiologická asistence. Komparací struktury kurikulárního procesu fyziky se strukturou radiologie došlo k promítnutí fyziky a radiologie do profilu radiologického asistenta. Výsledkem byla charakteristika zdrojů, interakcí a výsledků aplikace rentgenového záření v rámci vytvořeného edukačního textu.

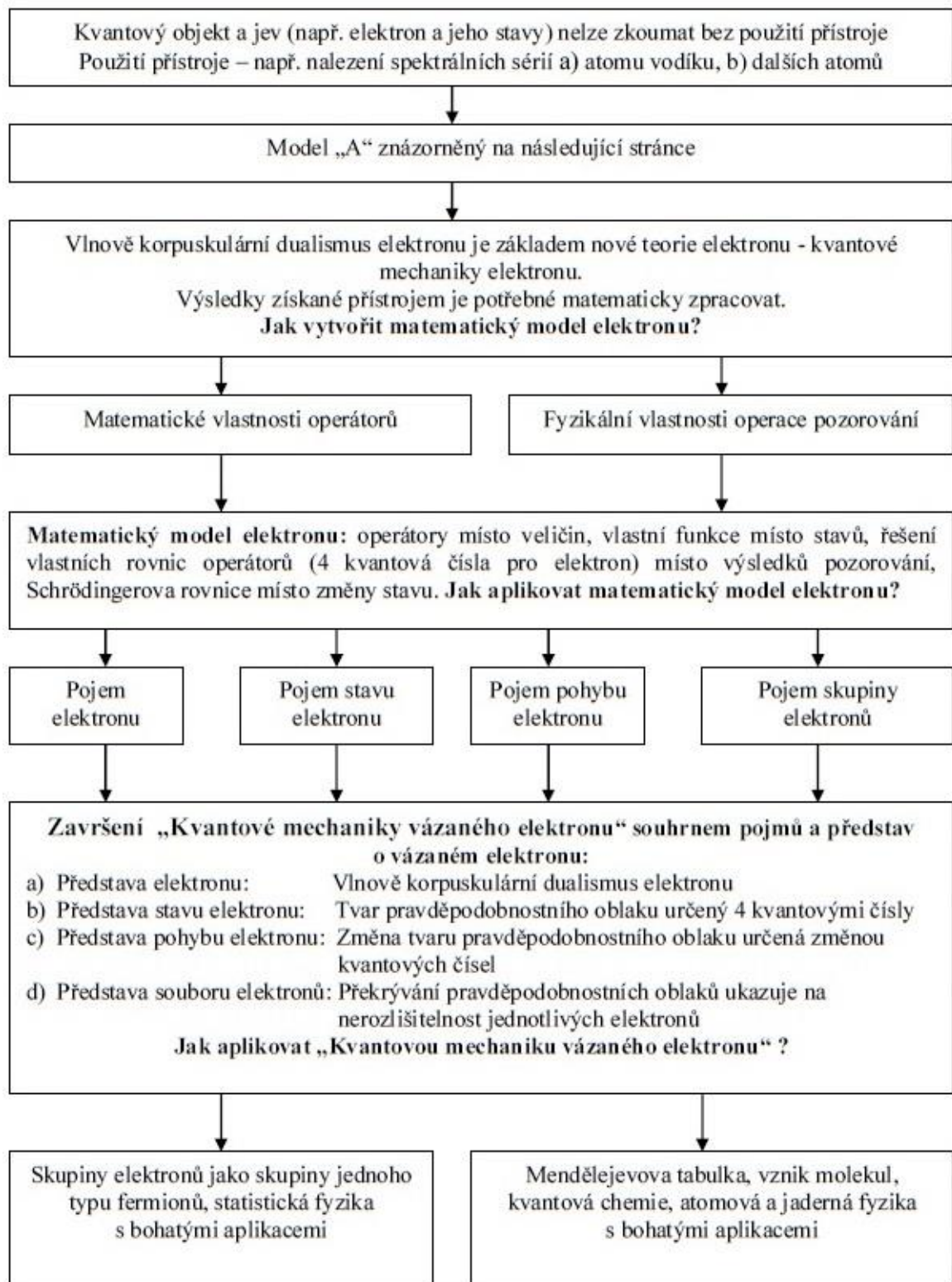
3.1.1 Konceptuální kurikulum

Konceptuální kurikulum se zaměřuje na sdělitelnou formu vědeckého systému fyziky. Jedná se o koncepci toho, co má být obsahem vzdělávání ve školách. Snahou zde bylo nalezení konceptuálního kurikula v rámci klasické a kvantové fyziky. Byl převzat model klasické fyziky, který je znázorněn na obrázku 6. Na tomto schématu je třeba věnovat pozornost zejména pohybové rovnici a pohybovému zákonu, volnému elektromagnetickému poli, zřídům a vírům polí a klasické mechanice elektronu. Současně byl převzat model kvantové fyziky znázorněný na obrázku 7. Zde je třeba upozornit zejména na vlnově korpuskulární dualismus fotonu, kvantovou optiku a spojení kvantových čísel s kvantovou mechanikou elektronu.

Bakalářská práce se v rámci teoretické části zabývala hledáním konceptuálního kurikula fyziky a konceptuálního kurikula radiologie. Průnikem obou těchto kurikul bylo dosaženo zamýšleného kurikula v rámci dané složky profilu radiologického asistenta.



Obrázek 6: Znáznornění modelu klasické nestatistické fyziky, Zdroj: Záškodný, 2018



Obrázek 7: Znázornění modelu kvantové nestatistické fyziky, Zdroj: Záškodný, 2018

3.1.2 Zamýšlené kurikulum

Zamýšlené kurikulum se soustřeďuje na didaktický systém fyziky, který zahrnuje přizpůsobování poznatků cílové skupině. Zde se jedná o uzpůsobení vědy pro radiologické asistenty. Byly porovnány modely klasické a kvantové fyziky s popisem brzdného a charakteristického rentgenového záření. Komparace těchto modelů vedla k výběru poznatků potřebných a přiměřených budoucím radiologickým asistentům (hypotéza H1, H2). Poznatky byly shrnuty v rámci teoretické části práce. Potřebné základy klasické fyziky zahrnující klasickou mechaniku byly začleněny do kapitoly „Klasické aplikace elektromagnetického pole“. Základy kvantové fyziky zahrnující kvantovou mechaniku byly popsány v kapitole „Kvantové aplikace elektromagnetického pole“.

3.1.3 Projektové kurikulum

Toto kurikulum charakterizuje výukový projekt fyziky. Projektové kurikulum bylo naplněno tvorbou edukačního textu „RTG zobrazovací metody“ (viz příloha A). Jedná se o učební text o vybraných poznacích, který spojuje potřebné fyzikální základy s popisem rentgenových zobrazovacích metod, zejména na základě popisu kinematiky a dynamiky vybrané složky profilu. Právě kvalita vytvořeného výukového textu odráží úspěšnost transformace poznatků z vědecké úrovně až po úroveň edukace a aplikace znalostí.

3.1.4 Implementované kurikulum 1

V rámci tohoto kurikula probíhalo zprostředkování informací obsažených v projektovém kurikulu adresátům edukace. Způsob aplikace učebního textu respondentům je důležitou součástí výzkumu. V tomto případě byla zvolena elektronická distribuce vypracovaného edukačního textu.

3.1.5 Implementované kurikulum 2

Tato část kurikulárního procesu se zaměřuje na výsledky výuky. Jedná se o ověření nabytých vědomostí za pomoci testu cíleného na radiologické asistenty (viz příloha B). Náplní tohoto kurikula byla konstrukce edukačního testu zaměřeného zejména na brzdné rentgenové záření a celkově rtg. zobrazovací metody. Test čítal 20 otázek o čtyřech možnostech, kdy vždy pouze jedna možnost byla tou správnou volbou. Za způsob aplikace testu byla opět zvolena elektronická forma. Vyhodnocení testového

dotazníku bylo provedeno statistickými metodami. Výsledky dotazníkového šetření odráží edukační funkci učebního textu. Ze statistických výsledků by měly vyplynout závěry podstatné pro potvrzení či zamítnutí třetí hypotézy: „Znalosti respondentů v oblasti klasických aplikací RTG zobrazovacích metod budou mít rozdělení blízké rozdělení normálnímu.“

Adresáty edukace byli zvoleni studenti oboru Radiologický asistent a Radiologická asistence Zdravotně sociální fakulty Jihočeské univerzity v Českých Budějovicích a Lékařské fakulty Masarykovy univerzity.

3.1.6 Dosažené kurikulum

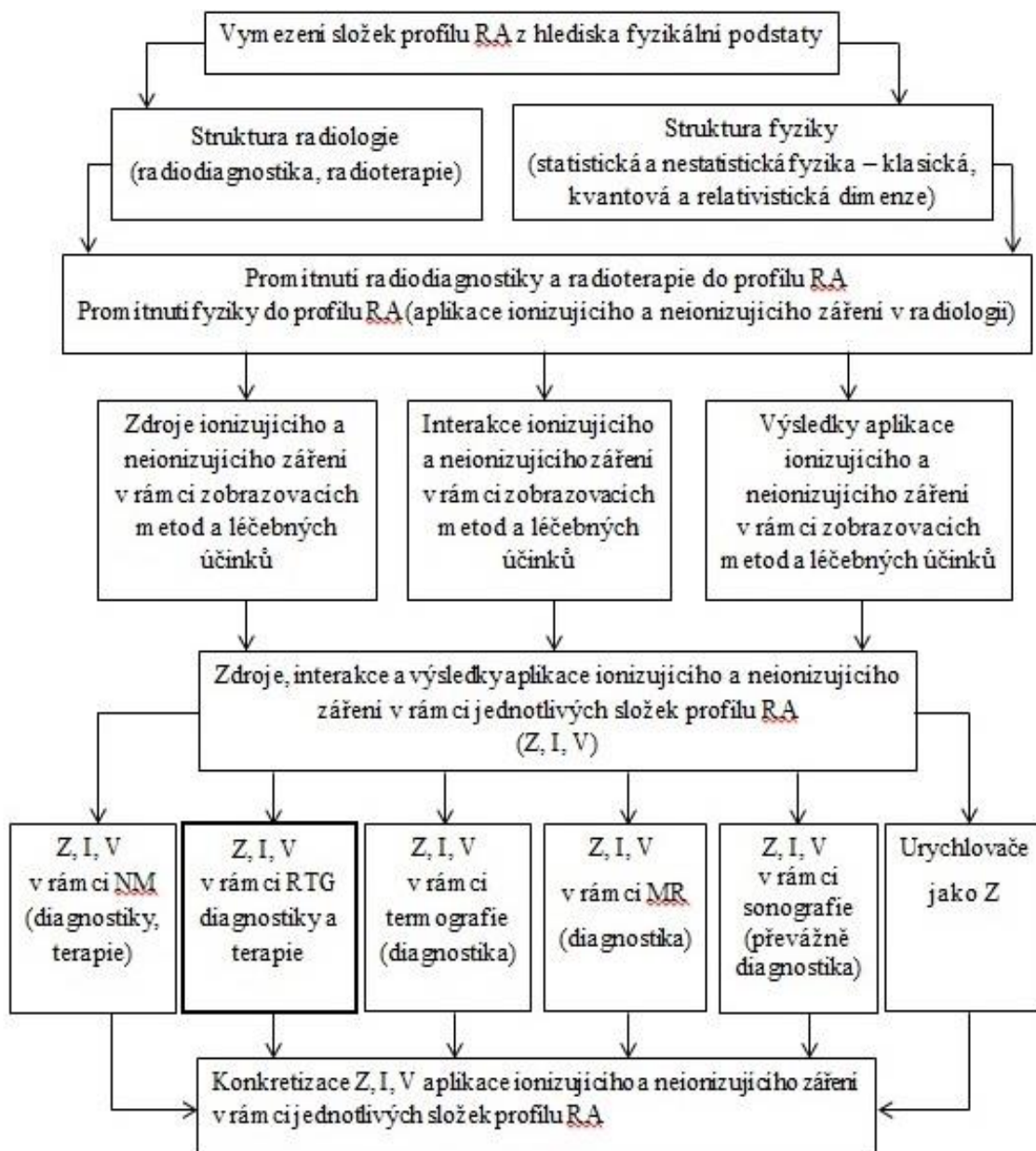
Dosažené kurikulum se zaměřuje na aplikovatelné výsledky výuky, které v této bakalářské práci nebudou zkoumány. Lze pouze konstatovat, že kupříkladu bez teoretických znalostí rentgenky nelze v případě manuálního nastavení expozičních parametrů pořídit kvalitní rentgenový snímek.

3.2 Složky profilu radiologického asistenta

Z hlediska fyzikální podstaty je třeba zmínit vymezení složek profilu radiologického asistenta, jejichž analyticko-statistický model je znázorněn na obrázku 8. Složky profilu RA představují jakési oblasti možné působnosti radiologického asistenta. Komparací struktury fyziky se strukturou radiologie dochází k promítnutí fyziky a radiologie do profilu radiologického asistenta. Promítnutím těchto struktur do profilu RA zjistíme, že u každého ionizujícího a neionizujícího záření musíme hledat a popsat jeho zdroje, interakce a výsledky aplikace. Výsledkem komparace fyziky a radiologie je charakteristika zdrojů, interakcí a výsledků aplikace ionizujícího a neionizujícího záření v rámci jednotlivých složek profilu RA. Složky profilu radiologického asistenta jsou následující: nukleární medicína, RTG, termografie, magnetické rezonance, sonografie a příp. urychlovače částic.

Tato bakalářská práce se věnuje složce profilu radiologického asistenta, která se zabývá rentgenovým zářením. Teoretická část práce ukazuje jak se dostat k této složce profilu. Klíčovou náplní RTG složky profilu radiologického asistenta je **konkretizace zdrojů, interakcí a výsledků aplikace rentgenového záření**. V této práci byla uvedená konkretizace zahrnuta v rámci **projektového kurikula** do edukačního textu. Vystižení podstaty rentgenové diagnostiky je zde založeno na popisu zdrojů záření, interakcí záření s prostředím a výsledků aplikace záření. Fyzikální podstata RTG složky

profilu radiologického asistenta je kvalitativně charakterizována zákony, které popisují zdroje (Duanův-Huntův zákon) a interakce (absorpční zákon) rentgenového záření. Zdroje rtg. fotonů lze v rámci této složky profilu RA nazvat dynamikou složky. Interakce rtg. fotonů s prostředím lze v rámci této složky profilu RA nazvat kinematikou složky. (Záškodný, 2018)



Obrázek 8: Vymezení složek profilu RA z hlediska fyzikální podstaty

Zdroj: vytvořil autor podle Záškodného, 2018

3.3 *Statistické vyhodnocení dotazníku*

Pro ověření stanovených hypotéz je třeba provést šetření datových souborů získaných aplikací edukačního testu na studenty oboru Radiologický asistent a Radiologická asistence. Pro zpracování dat získaných dotazníkovým šetřením budou použity vybrané statistické metody deskriptivní a matematické statistiky.

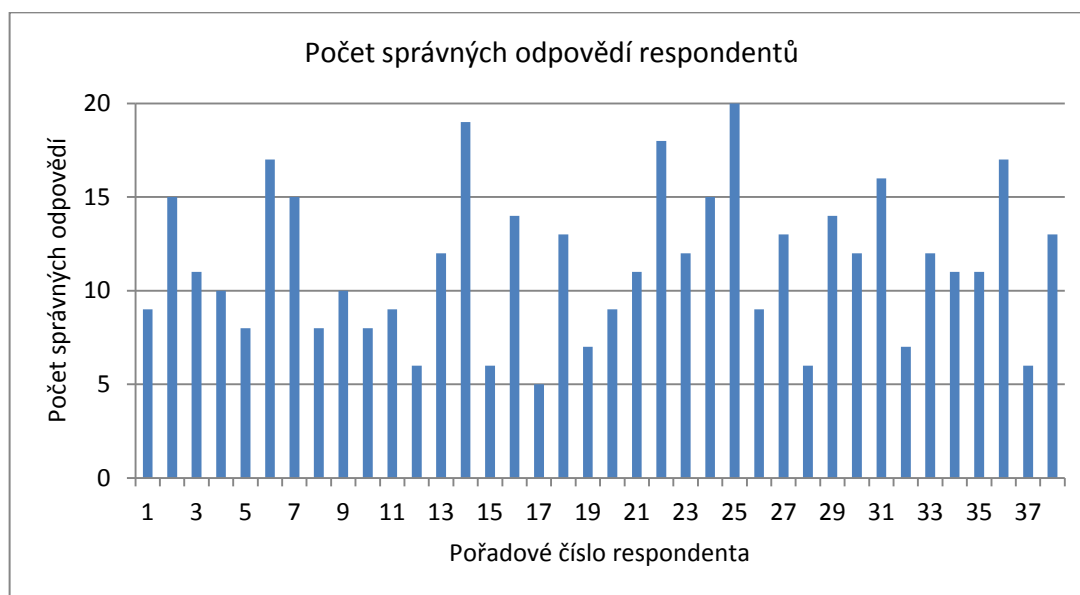
3.3.1 *Formulace statistického šetření*

- **Hromadný náhodný jev** – úroveň znalostí studentů radiologické asistence v oblasti zkoumaných fyzikálních základů vybrané složky profilu
- **Statistická jednotka** – student oboru Radiologická asistence nebo Radiologický asistent
- **Statistický znak** – rozsah znalostí respondentů v oblasti rentgenových zobrazovacích metod
- **Základní statistický soubor** – 38 účastníků dotazníkového šetření
- **Výběrový statistický soubor** – 38 účastníků dotazníkového šetření

Zkoumaný statistický soubor

Pro statistické šetření s uspokojivou výpovědní hodnotou je nutné zapojit dostatečný počet statistických jednotek. Statistická jednotka je zde představována jedním studentem radiologické asistence. Byly osloveny všechny tři ročníky prezenčního studia radiologické asistence na Jihočeské univerzitě. Zároveň byli do výzkumu zapojeni také studenti Lékařské fakulty Masarykovy univerzity. Nakonec bylo přes elektronický formulář obdrženo 38 vyplněných testů.

Grafické znázornění počtu správných odpovědí v testu (obr. 9)



Obrázek 9: Počet správných odpovědí respondentů v testu

Zdroj: vlastní výzkum

3.3.2 Škálování a měření

Celkově bylo provedeno 38 měření. V testu bylo možné získat maximálně 20 bodů. Dosažené počty bodů se pohybovaly v intervalu (5;20). Dle počtu měření bylo zvoleno kvantitativní metrické škálování. Pomocí Sturgesova pravidla $k = 1 + 3,3 \log 38$ bylo stanoveno 6 prvků škály vymezených do intervalů $(-\infty; 6)$; $\langle 7; 9)$; $\langle 10; 12)$; $\langle 13; 15)$; $\langle 16; 18)$ a $\langle 19; \infty)$. (Záškodný a Záškodná, 2018)

3.3.3 Elementární statistické zpracování

V tabulce 1 jsou shrnuty základní výpočty potřebné pro statistické zpracování.

Tabulka 1: Elementární statistické zpracování

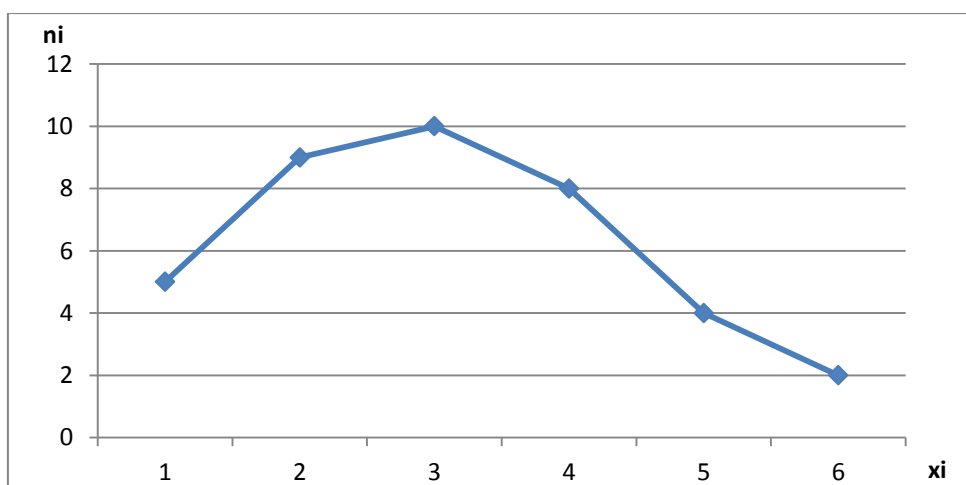
x_i	$x_i(a; b)$	n_i	n_i/n	$\sum n_i/n$	$x_i n_i$	$x_i^2 n_i$	$x_i^3 n_i$	$x_i^4 n_i$
1	$(-\infty; 6)$	5	0,13	0,13	5	5	5	5
2	$\langle 7; 9)$	9	0,24	0,37	18	36	72	144
3	$\langle 10; 12)$	10	0,26	0,63	30	90	270	810
4	$\langle 13; 15)$	8	0,21	0,84	32	128	512	2048
5	$\langle 16; 18)$	4	0,11	0,95	20	100	500	2500
6	$\langle 19; \infty)$	2	0,05	1,00	12	72	432	2592
\sum		38	1,00		117	431	1791	8099

Zdroj: vlastní výzkum

Sloupce tabulky obsahují:

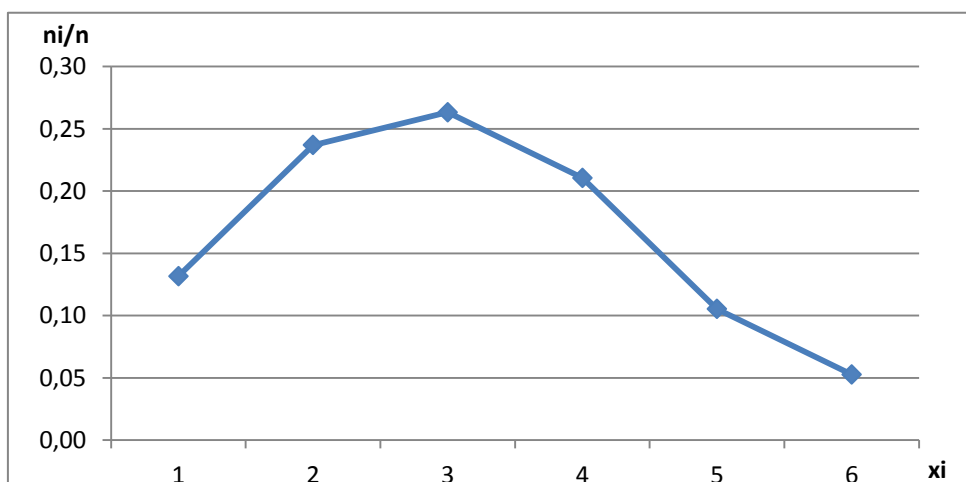
1. sloupec: prvky škály x_i
2. sloupec: intervaly $x_i(a; b)$
3. sloupec: absolutní četnosti n_i prvků škály
4. sloupec: relativní četnosti n_i/n prvků škály
5. sloupec: kumulativní četnosti $\sum n_i/n$
6. až 9. sloupec: součiny $x_i n_i$, $x_i^2 n_i$, $x_i^3 n_i$ a $x_i^4 n_i$ potřebné pro výpočet empirických parametrů

Grafické vyjádření četností (obrázek 10, 11 a 12)



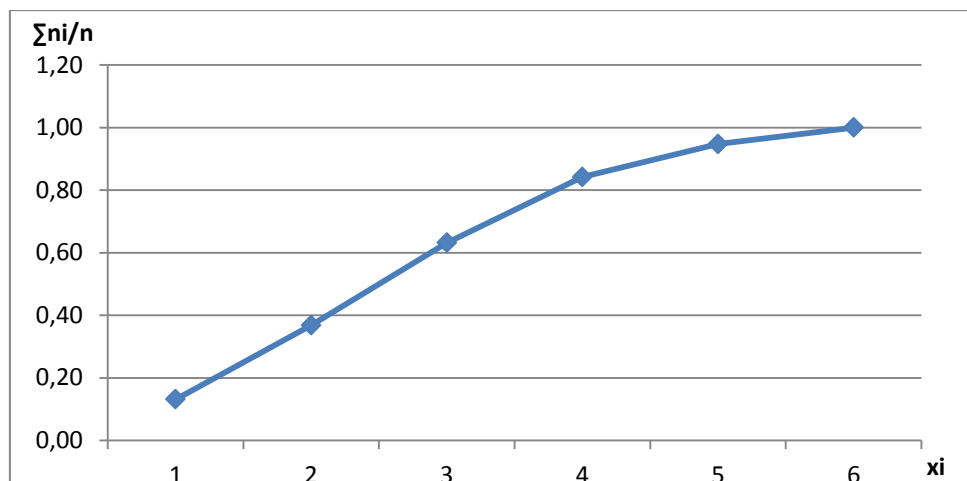
Obrázek 10: Polygon empirického rozdělení absolutních četností

Zdroj: vlastní výzkum



Obrázek 11: Polygon empirického rozdělení relativních četností

Zdroj: vlastní výzkum



Obrázek 12: Polygon empirického rozdělení kumulativních četností

Zdroj: vlastní výzkum

Empirické parametry

Empirické parametry stručně charakterizují povahu zkoumaného statistického souboru. Zde jsou využívány momentové parametry: obecné momenty, centrální momenty a normované momenty. (Kladivo, 2013)

- **Parametr polohy** (vážený aritmetický průměr)

$$O_1(x) = \frac{1}{n} \sum n_i x_i$$

$$O_1 = \frac{117}{38} = 3,08$$

- **Parametr variability** (empirický rozptyl)

$$O_2(x) = \frac{1}{n} \sum n_i x_i^2$$

$$O_2 = \frac{431}{38} = 11,34$$

$$C_2(x) = \frac{1}{n} \sum n_i (x_i - O_1)^2 = O_2 - O_1^2$$

$$C_2 = 11,34 - 3,08^2 = 1,86$$

- **Směrodatná odchylka**

Odmocněním empirického rozptylu lze získat směrodatnou odchylku S_x , která demonstruje výpovědní hodnotu aritmetického průměru.

$$S_x = \sqrt{C_2}$$

$$S_x = 1,36$$

➤ **Variační koeficient**

Variační koeficient V udává, kolik procent z aritmetického průměru tvoří směrodatná odchylka. Při hodnotách mezi 20 % a 90 % je naděje na rozložení blízké Gaussově křivce. (Záškodný a Záškodná, 2018)

$$V = \frac{S_x}{O_1} = 0,44 \rightarrow 0,44 \cdot 100 = 44 \%$$

• **Parametr šikmosti**

$$O_3(x) = \frac{1}{n} \sum n_i x_i^3$$

$$O_3 = \frac{1791}{38} = 47,13$$

$$C_3(x) = \frac{1}{n} \sum n_i (x_i - O_1)^3 = O_3 - 3O_2O_1 + 2O_1^3$$

$$C_3 = 47,13 - 104,78 + 58,44 = 0,79$$

$$N_3 = \frac{C_3}{C_2 \sqrt{C_2}}$$

$$N_3 = \frac{0,79}{1,86 \sqrt{1,86}} = 0,31$$

Z kladného výsledku normovaného momentu třetího řádu N_3 vyplývá, že výsledná šikmost je větší než 0, tudíž graf empirického rozdělení četností je zešikmen doleva. Prvky škály ležící od aritmetického průměru vlevo mají tedy vyšší četnosti. (Záškodný a Záškodná, 2018)

• **Parametr špičatosti**

$$O_4(x) = \frac{1}{n} \sum n_i x_i^4$$

$$O_4 = \frac{8099}{38} = 213,13$$

$$C_4(x) = \frac{1}{n} \sum n_i (x_i - O_1)^4 = O_4 - 4O_3O_1 + 6O_2O_1^2 - 3O_1^4$$

$$C_4 = 213,13 - 580,64 + 645,46 - 269,98 = 7,97$$

$$N_4 = \frac{C_4}{C_2^2}$$

$$N_4 = \frac{7,97}{1,86^2} = 2,3$$

➤ **Exces**

$$E_x = N_4 - 3$$

$$E_x = 2,3 - 3 = -0,7$$

Pomocí koeficientu špičatosti N_4 lze vypočítat tzv. exces. Veličina „exces“ porovnává konkrétní empirické rozdělení s normovaným normálním rozdělením. Ze záporného excesu E_x vyplývá, že empirické rozdělení je méně špičaté než normované normální rozdělení. Ideální koeficient špičatosti má být roven třem. Výpočet excesu se využívá při snaze redukovat optimální hodnotu špičatosti „3“ na hodnotu „0“; tj. ideálně by se hodnota excesu měla rovnat nule. (Záškodný et al., 2016)

3.3.4 *Neparametrické testování – Pearsonův χ^2 test*

Cílem neparametrického testování je přiřadit empirickému rozdělení teoretické rozdělení. Hypotézou této práce (H3) je tvrzení, že znalosti respondentů se budou blížit normálnímu rozdělení. Pro ověření tohoto tvrzení byl použit χ^2 test dobré shody jako test normality. Podmínkou aplikaci tohoto testového kritéria je četnost každého dílčího intervalu větší než 5, proto bylo v tomto případě nutné sloučit dva koncové intervaly. Data po provedení potřebných úprav (aplikace robustní analýzy) jsou shrnuta v tabulce 2. (Kladivo, 2013)

Tabulka 2: Tabulka vyhovující aplikaci Pearsonova χ^2 test

x_i	$x_i(a; b)$	n_i	n_i/n
1	$(-\infty; 6)$	5	0,13
2	$\langle 7; 9)$	9	0,24
3	$\langle 10; 12)$	10	0,26
4	$\langle 13; 15)$	8	0,21
5	$\langle 16; \infty)$	6	0,16
Σ		38	1,00

Zdroj: vlastní výzkum

$$O_1 = 3,08$$

$$S_x = 1,36$$

V rámci neparametrického testování byly definovány hypotézy H_0 a H_a . **Nulová hypotéza H_0** tvrdí, že empirické rozdělení je možno nahradit zamýšleným teoretickým rozdělením. **Alternativní hypotéza H_a** tvrdí, že empirické rozdělení není možno nahradit zamýšleným teoretickým rozdělením. Testování je prováděno na hladině statistické významnosti $\alpha = 0,05$.

Podstatou testu normality je srovnání 5 relativních četností n_i/n s 5 plochami pod Gaussovou křivkou p_i . Pokud budou rozdíly dostatečně malé, lze přijmout nulovou hypotézu H_0 . Budou-li rozdíly příliš velké, je nutné přijmout alternativní hypotézu H_a . Zjištění dostatečně malého nebo naopak příliš velkého rozdílu umožňuje kritická

teoretická hodnota χ_{teor}^2 . Ta udává maximální možný rozdíl mezi 5 „úsečkami“ relativních četností n_i/n a 5 plochami p_i . (Záškodný et al., 2016)

Výpočet normovaných hodnot

Normované hodnoty u_i jsou hodnoty pro horní mez x_1 daného intervalu intervalového rozdělení četností.

Před výpočtem ploch p_i pod normovanou Gaussovou křivkou je třeba určit normované hodnoty u_i v intervalech $(-\infty; 1,5)$; $(1,5; 2,5)$; $(2,5; 3,5)$; $(3,5; 4,5)$; $(4,5; \infty)$ s horními mezemi $x_1 = 1,5$; $x_2 = 2,5$; $x_3 = 3,5$; $x_4 = 4,5$ a $x_5 = \infty$.

$$u_i = \frac{x_i - O_1}{S_x}$$

$$u_1 = \frac{x_1 - O_1}{S_x} = \frac{1,5 - 3,08}{1,36} = -1,16$$

$$u_2 = \frac{x_2 - O_1}{S_x} = \frac{2,5 - 3,08}{1,36} = -0,43$$

$$u_3 = \frac{x_3 - O_1}{S_x} = \frac{3,5 - 3,08}{1,36} = 0,31$$

$$u_4 = \frac{x_4 - O_1}{S_x} = \frac{4,5 - 3,08}{1,36} = 1,04$$

$$u_5 = \frac{x_5 - O_1}{S_x} = \frac{\infty - 3,08}{1,36} = \infty$$

Přechod od integrace k Laplaceovým funkcím

Laplaceovy funkce $F(u)$ slouží k výpočtu ploch p_i pod normovanou Gaussovou křivkou. Hodnoty Laplaceovy funkce jsou hodnoty distribuční funkce normovaného normálního rozdělení a lze je vyhledat za použití statistických tabulek.

$$p_1 = \int_{-\infty}^{1,5} \rho(x) dx = \int_{-\infty}^{-1,16} \rho(u) du = F(-1,16)$$

$$p_2 = \int_{1,5}^{2,5} \rho(x) dx = \int_{-1,16}^{-0,43} \rho(u) du = F(-0,43) - F(-1,16)$$

$$p_3 = \int_{2,5}^{3,5} \rho(x) dx = \int_{-0,43}^{0,31} \rho(u) du = F(0,31) - F(-0,43)$$

$$p_4 = \int_{3,5}^{4,5} \rho(x) dx = \int_{0,31}^{1,04} \rho(u) du = F(1,04) - F(0,31)$$

$$p_5 = \int_{4,5}^{\infty} \rho(x) dx = \int_{1,04}^{\infty} \rho(u) du = F(\infty) - F(1,04) = 1 - F(1,04)$$

Výpočet ploch p_i pod normovanou Gaussovou křivkou

$$p_1 = F(-1,16) = 1 - F(1,16) = 1 - 0,87698 = 0,12302$$

$$p_2 = F(-0,43) - F(-1,16) = (1 - 0,66640) - (1 - 0,87698) = 0,21058$$

$$p_3 = F(0,31) - F(-0,43) = 0,62172 - (1 - 0,66640) = 0,28812$$

$$p_4 = F(1,04) - F(0,31) = 0,85083 - 0,62172 = 0,22911$$

$$p_5 = F(\infty) - F(1,04) = 1 - 0,85083 = 0,14917$$

Hledané plochy p_i pod Gaussovou křivkou představují teoretické relativní četnosti. Vynásobením p_i rozsahem n výběrového statistického souboru ($n = 38$) je možné získat teoretické absolutní četnosti np_i . Tyto hodnoty jsou uvedeny v tabulce 3. Hledané plochy jsou pod Gaussovou křivkou omezeny dolní a horní mezí zkoumaného intervalu četnosti (horní a dolní mez příslušného integrálu). (Záškodný et al., 2016)

Aplikací Pearsonova χ^2 testu lze porovnat relativní četnosti a plochy pod křivkou normované Gaussovy křivky.

Tabulka 3: Výpočty χ^2 testu dobré shody

x_i	$x_i(a; b)$	n_i	p_i	np_i	$\frac{(n_i - np_i)^2}{np_i}$
1	$(-\infty; 6)$	5	0,12	4,56	0,04
2	$\langle 7; 9)$	9	0,21	7,98	0,13
3	$\langle 10; 12)$	10	0,29	11,02	0,09
4	$\langle 13; 15)$	8	0,23	8,74	0,06
5	$\langle 16; \infty)$	6	0,15	5,7	0,02

Zdroj: vlastní výzkum

Výsledkem výše popsaných kroků je nalezení **experimentální hodnoty χ_{exp}^2** :

$$\chi_{exp}^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(n_i - np_i)^2}{np_i} = 0,04 + 0,13 + 0,09 + 0,06 + 0,02 = 0,34$$

Nalezení kritické teoretické hodnoty

Kritická teoretická hodnota χ_{teor}^2 udává maximální možný rozdíl mezi 5 „úsečkami“ relativních četností n_i/n a 5 plochami p_i . Při volbě hladiny statistické významnosti $\alpha = 0,05$ je možné hodnotu kritické teoretické hodnoty χ_{teor}^2 nalézt ve statistických tabulkách. Pro výpočet χ_{teor}^2 je třeba dosadit počet prvků škály k a počet teoretických parametrů r . (Záškodný et al., 2016)

$$k = 5$$

$$r = 2$$

$$\alpha = 0,05$$

$$\chi_{teor}^2 = \chi_{k-r-1}^2 = \chi_{5-2-1}^2 = \chi_2^2$$

Při volbě hladiny statistické významnosti $\alpha = 0,05$ je kritická teoretická hodnota:

$$\chi_{teor}^2 = 5,99$$

$$\chi_{exp}^2 < \chi_{teor}^2$$

Pomocí kritické teoretické hodnoty χ_{teor}^2 je možno zapsat kritický obor W :

$$W = (\chi_2^2(0,05); \infty)$$

$$W = (5,99; \infty)$$

$$\chi_{\text{exp}}^2 \notin W$$

Přijetí hypotézy H_0

Experimentální hodnota χ_{exp}^2 není prvkem pravostranného kritického oboru W . Na základě tohoto výsledku lze formulovat přijetí nulové hypotézy H_0 : Na hladině statistické významnosti $\alpha = 0,05$ lze empirické rozdělení četností nahradit normálním rozdělením (Gaussovou křivkou).

4 Diskuze

4.1 *Zhodnocení splnění cílů a ověření platnosti hypotéz*

V bakalářské práci byly vytyčeny následující dva cíle.

První cíl spočíval v popisu klasických a kvantových aplikací rentgenových zobrazovacích metod a následném posouzení, které z aplikací jsou více upřednostňovány v medicíně. Klasické aplikace elektromagnetického pole jsou spojeny s brzdným rentgenovým zářením. Kvantové aplikace elektromagnetického pole souvisí především s charakteristickým rentgenovým zářením. Vezmeme-li v úvahu, že v radiologii je využíváno pouze brzdné rentgenové záření, lze říci, že v medicíně jsou upřednostňovány klasické aplikace rentgenových zobrazovacích metod.

Druhým cílem práce bylo sestavit edukační text a test, týkající se zejména oblasti klasických aplikací zobrazovacích metod, a následně statisticky vyhodnotit získané údaje. V rámci projektového kurikula byl tedy vytvořen výukový text shrnující vybrané teoretické základy dané složky profilu. Tento text byl distribuován mezi studenty radiologické asistence a posloužil jim jako edukační podklad pro zvládnutí testu. Edukační test byl sestaven tak, aby respektoval možnosti studentů a ověřoval jejich znalosti osvojené na základě předchozího prostudování edukačního materiálu. Na základě 38 vyplněných dotazníkových testů mohlo být provedeno vyhodnocení vybranými statistickými metodami, jejichž výsledky jsou shrnuty níže v rámci třetí hypotézy.

Tato práce ověřovala tři explanační hypotézy. Platnost prvních dvou hypotéz (H1 a H2) byla ověřována komparativní analýzou struktury fyziky a struktury teorie o rentgenu. Platnost třetí hypotézy (H3) byla ověřována statistickými metodami.

První hypotéza tvrdí, že „Komparací struktury klasické fyziky a struktury brzdného RTG záření lze popsat klasické aplikace RTG zobrazovacích metod“. Hypotéza H1 byla potvrzena během tvorby teoretické části práce, kdy bylo v rámci dynamiky rentgenového záření popsáno spojení brzdného rentgenového záření s klasickou mechanikou elektronu a klasickými aplikacemi elektromagnetického pole, jež představují principy klasické fyziky.

Druhá hypotéza tvrdí, že „Komparací struktury kvantové fyziky a struktury charakteristického RTG záření lze popsat kvantové aplikace RTG zobrazovacích metod“. Hypotéza H2 byla potvrzena v rámci teoretické části práce, kde bylo v rámci dynamiky rentgenového záření popsáno spojení charakteristického rentgenového záření

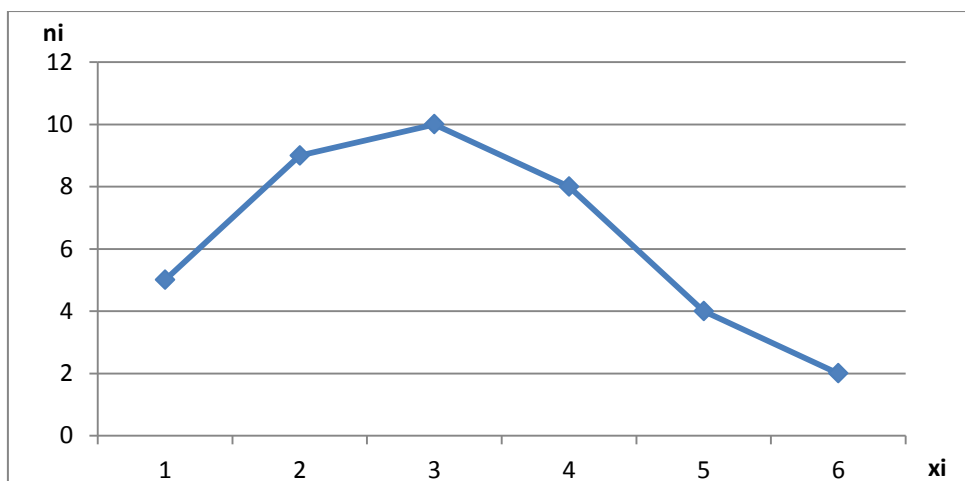
s kvantovou mechanikou elektronu a kvantovými aplikacemi elektromagnetického pole, jež spadají pod kvantovou fyziku.

Třetí hypotéza tvrdí, že „Znalosti respondentů v oblasti klasických aplikací RTG zobrazovacích metod budou mít rozdělení blízké rozdělení normálnímu“. Platnost hypotézy H3 byla zkoumána prostřednictvím statistického zpracování dat (viz následující podkapitola). Výsledkem statistického vyhodnocení bylo potvrzeno, že znalosti respondentů mají Gaussovské rozdělení, tj. rozdělení blízké rozdělení normálnímu, a proto lze hypotézu H3 považovat za potvrzenou.

4.2 Diskuse výsledků statistického šetření

Aplikací edukačního testu na adresáty edukace byla získána data dále zpracovávána statistickými metodami.

Deskriptivní statistika zkoumala výběrový statistický soubor za pomoci metod „Formulace statistického šetření“, „Škálování a měření“ a „Elementární statistické zpracování“. V rámci elementárního statistického zpracování byl vytvořen graf empirického rozdělení absolutních četností (reprodukován obr. 10), který tvarem připomíná graf normálního rozdělení. Už zde je tedy možné vyjádřit naději na rozložení blízké Gaussově křivce. Dále byly uvedeny empirické parametry, které stručně charakterizují povahu zkoumaného statistického souboru.



Obrázek 10: Polygon empirického rozdělení absolutních četností

Zdroj: vlastní výzkum

Zvolenou metodou matematické statistiky bylo „Neparametrické testování“ prováděné aplikací Pearsonova χ^2 testu. Díky tomuto χ^2 testu dobré shody bylo možno dokázat, že experimentální hodnota χ_{exp}^2 není prvkem kritického oboru W, tj. je možné přijmout v rámci statistiky formulovanou nulovou hypotézu (na hladině statistické

významnosti $\alpha = 0,05$ lze empirické rozdělení četností nahradit Gaussovou křivkou). Výsledek statistického šetření potvrdil, že lze empirické rozdělení četností nahradit rozdělením normálním, což vedlo k přijetí hypotézy H3. Tento závěr má význam při vyvozování dalších informací nad rámcem této práce, protože je možno využít matematický aparát, jehož použití je podmíněno normálním rozdělením četností.

Výsledek statistického šetření z hlediska teorie kurikulárního procesu potvrzuje, že vypracovaný edukační text, vytvořený v rámci projektového kurikula, je přiměřený studentům a při tvorbě edukačního testu, který byl výsledkem implementovaného kurikula 2, bylo dosaženo optimální obtížnosti testových otázek. Gaussovské rozdělení četností správných odpovědí v testu potvrzuje aplikabilitu kurikulárního procesu v oblasti výuky rentgenových zobrazovacích metod.

5 Závěr

V bakalářské práci byly popsány vybrané poznatky týkající se klasických a kvantových aplikací rentgenových zobrazovacích metod. Poznatky byly vybrány následkem aplikace kurikulárního procesu s přihlédnutím na potřeby a možnosti radiologických asistentů. V rámci zamýšleného kurikula byly informace strukturovány do teoretické části této práce. Touto cestou byl naplněn **první cíl práce**: „Popsat klasické a kvantové aplikace RTG zobrazovacích metod a posoudit zda se v medicíně upřednostňují spíše klasické aspekty těchto zobrazovacích metod“. Bylo zjištěno, že v medicíně jsou upřednostňovány klasické aplikace související s brzdným rentgenovým zářením.

Následně byly podstatné informace ze zamýšleného kurikula transformovány do projektového kurikula a sdíleny v podobě edukačního textu se studenty účastnicími se dotazníkového šetření. Edukační text „RTG zobrazovací metody“ byl vytvořen na základě analýzy současného vědeckého systému shrnutím potřebných teoretických základů vhodných pro studenty radiologické asistence. Jednalo se o učební text o vybraných poznacích, který spojil potřebné fyzikální základy s deskripcí RTG zobrazovacích metod prostřednictvím popisu zdrojů, interakcí a výsledků aplikace rentgenového záření. Učební text byl přizpůsoben možnostem a potřebám adresátů edukace - projektové kurikulum bylo zpracováno na podkladě konceptuálního a zamýšleného kurikula. Adresátům edukace byl následně položen dotazníkový test s vazbou na předchozí učební text. Respondenty byly studenti všech ročníků oboru Radiologický asistent nebo Radiologická asistence Zdravotně sociální fakulty Jihočeské univerzity v Českých Budějovicích. Zároveň byli do šetření zapojeni také studenti stejných oborů na Lékařské fakultě Masarykovy univerzity. Výběrovým statistickým souborem bylo 38 respondentů z řad studentů radiologické asistence. Obdržené vyplněné testy byly vyhodnoceny vybranými metodami deskriptivní a matematické statistiky. Touto cestou byl naplněn **druhý cíl práce**: „Sestavit edukační text a test, týkající se zvláště oblasti klasických aplikací RTG zobrazovacích metod, a ze statisticky zpracovaných výsledků testu posoudit znalosti studentů“.

Výsledek statistického šetření potvrdil, že lze empirické rozdělení četností nahradit rozdělením normálním, což vedlo k přijetí **třetí hypotézy**: „Znalosti respondentů v oblasti klasických aplikací RTG zobrazovacích metod budou mít rozdělení blízké rozdělení normálnímu“. Touto cestou statistická analýza výsledků z hlediska

kurikulárního procesu potvrdila, že v rámci projektového kurikula vytvořený edukační text je přiměřený studentům. Tak byla potvrzena aplikabilita kurikulárního procesu v oblasti rentgenových zobrazovacích metod.

Nyní lze přistoupit ke konstatování platnosti prvních dvou hypotéz. Na základě komparace struktury fyziky a struktury teorie rentgenu byla potvrzena platnost **první hypotézy**: „Komparací struktury klasické fyziky a struktury brzdného RTG záření lze popsat klasické aplikace RTG zobrazovacích metod.“ a **druhé hypotézy**: „Komparací struktury kvantové fyziky a struktury charakteristického RTG záření lze popsat kvantové aplikace RTG zobrazovacích metod.“ Bylo tak učiněno na základě popsaného propojení brzdného rentgenového záření s klasickými aplikacemi elektromagnetického pole a propojení charakteristického rentgenového záření s kvantovými aplikacemi elektromagnetického pole.

Tato bakalářská práce prokázala, že aplikací teorie kurikulárního procesu je možné vytvořit kompletní edukační materiál v oblasti klasických a kvantových aplikací rentgenových zobrazovacích metod se současným zahrnutím poznatků z klasické a kvantové fyziky. Díky prokázání normality v rámci statistického zpracování lze konstatovat možné navazující výzkumy. Teoretickým přínosem práce je potvrzení účinnosti aplikace teorie kurikulárního procesu v oblasti klasických a kvantových aplikací rentgenových zobrazovacích metod při edukaci radiologických asistentů. Dalším teoretickým přínosem práce by mohlo být využití matematického aparátu, vázaného na normální rozdělení, jenž by se uplatnil při dalším výzkumu v rámci statistiky. Praktickým přínosem práce je možnost využití vytvořeného výukového materiálu k edukaci radiologických asistentů nebo studentů s podobným zaměřením.

6 Seznam použitých zdrojů

1. BEISER, A., 1977. *Úvod do moderní fyziky*. 2. vyd. Přeložil J. ČADA. Praha: Academia. ISBN 104-21-852.
2. BEISER, A., 2003. *Concepts of modern physics*. 6th ed. Boston: McGraw-Hill. ISBN 00-724-4848-2.
3. BENEŠ, J., STRÁNSKÝ, P., VÍTEK, F., 2007. *Základy lékařské biofyziky*. 2. vyd. Praha: Karolinum. ISBN 978-80-246-1386-4.
4. BUSHBERG, J. T., SEIBERT, J. A., LEIDHOLDT, E. M., BOONE, J. M., 2002. *The essential physics of medical imaging*. 2nd ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins. ISBN 0-683-30118-7.
5. FERDA, J., KREUZBERG, B., NOVÁK, M., 2002. *Výpočetní tomografie*. Praha: Galén. ISBN 80-726-2172-6.
6. FERDA, J., MÍRKA, H., BAXA, J., MALÁN, A., 2015. *Základy zobrazovacích metod*. Praha: Galén. ISBN 978-80-7492-164-3.
7. HRAZDIRA, I. a MORNSTEIN, V., 2001. *Lékařská biofyzika a přístrojová technika*. Brno: Neptun. ISBN 80-902896-1-4.
8. KLADIVO, P., 2013. *Základy statistiky* [online]. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci [cit. 2021-7-30]. ISBN 978-80-244-3842-9. Dostupné z: <https://geography.upol.cz/soubory/studium/e-ucebnice/978-80-244-3842-9.pdf>
9. KLEKNER, M., *Aplikace analytických metod využívajících RTG záření v oblasti analýz stavebních materiálů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta stavební, 2012, 101 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Ámos Dufka, Ph.D.
10. MAŇÁK, J., JANÍK, T. a ŠVEC, V., 2008. *Kurikulum v současné škole*. Brno: Paido. ISBN 978-80-7315-175-1.
11. MORBACHEROVÁ, J., 2015. *Atomová, jaderná a kvantová fyzika* [online]. [cit. 2021-07-16]. Dostupné z: <https://publi.cz/books/270/Cover.html>
12. NEKULA, J., HEŘMAN, M., VOMÁČKA, J., KÖCHER, M., 2005. *Radiologie*. 3. vyd. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci. ISBN 80-244-1011-7.
13. NEKULA, J., CHMELOVÁ, J., 2005. *Vybrané kapitoly z konvenční radiologie*. Ostrava: Ostravská univerzita, Zdravotně sociální fakulta. ISBN 80-7368-057-2.
14. REICHL, J. a M. VŠETIČKA, 2021. *Multimediální encyklopedie fyziky* [online]. [cit. 2021-07-16]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/732-vznik-a-zaklady-quantove-mechaniky>

15. ROSINA, J. a NAVRÁTIL L., 2000. *Lékařská biofyzika*. Praha: Manus, 2000. ISBN 80-902318-5-3.
16. ROSINA, J., KOLÁŘOVÁ, H., STANEK, J., 2006. *Biofyzika pro studenty zdravotnických oborů*. Praha: Grada. ISBN 978-80-247-1383-0.
17. SEIDL, Z. et al., 2012. *Radiologie pro studium i praxi*. Praha: Grada. ISBN 978-80-247-4108-6.
18. SKÁLA, L., 2005. *Úvod do kvantové mechaniky*. Praha: Academia. ISBN 8020013164.
19. SÚKUPOVÁ, L., 2013. *Rentgenka - její stavba a funkce* [online]. [cit. 2021-03-16]. Dostupné z: <http://www.sukupova.cz/rentgenka-a-produkce-rentgenoveho-zareni/>
20. SÚKUPOVÁ, L., 2018. *Radiační ochrana při rentgenových výkonech - to nejdůležitější pro praxi*. Praha: Grada Publishing. ISBN 978-80-271-0709-4.
21. TARÁBEK, P., ČERVINKOVÁ, P., c2006. *Odmaturuj! z fyziky*. 2. vyd. Brno: Didaktis. Odmaturuj! ISBN 80-7358-058-6.
22. ULLMANN, V. "AstroNuklFyzika" - jaderná fyzika, astrofyzika, kosmologie, filosofie. *Jaderná a radiační fyzika* [online]. [cit. 2021-03-16]. Dostupné z: <https://astronuklfyzika.cz/>
23. VOMÁČKA, J., 2015. *Zobrazovací metody pro radiologické asistenty*. Druhé, doplněné vydání. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci. ISBN 978-80-244-4508-3.
24. ZÁŠKODNÝ, P., 2009. *Kurikulární proces fyziky: (s přehledem základů teoretické fyziky)*. Ostrava: Algoritmus. ISBN 978-80-902491-0-3.
25. ZÁŠKODNÝ, P., 2015. *Kurikulární proces fyziky: (aplikace edukačního data miningu)* [online]. 2nd edition. Luzern, Switzerland: CURRICULUM [cit. 2021-03-03]. ISBN 978-80-87894-04-0. Dostupné z: www.csrggroup.org
26. ZÁŠKODNÝ, P., 2018. *Přehled základů teoretické fyziky: (s aplikací na radiologii)*. 3. vyd. Praha: Curriculum. ISBN 978-80-87894-17-0.
27. ZÁŠKODNÝ, P., 2021a. Algorithm of Problem Solving in Educational Data Mining Approach. *Journal of Systemics, Cybernetics and Informatics* [online]. 2021(1), 190-210 [cit. 2021-06-29]. ISSN 1690-4524. Dostupné z: <http://www.iiisci.org/Journal/SCI/FullText.asp?var=&id=IP127LL21>

28. ZÁŠKODNÝ, P., 2021b. Data Mining Tools in Science Education and Their Resources. *Journal of Systemics, Cybernetics and Informatics* [online]. 2021, 237-246 [cit. 2021-06-29]. ISSN 1690-4524. Dostupné z:
<http://www.iiisci.org/Journal/SCI/FullText.asp?var=&id=IP129LL21>
29. ZÁŠKODNÝ, P., HAVRÁNKOVÁ, R., HAVRÁNEK, J., VURM, V., 2016. *Základy statistiky (s aplikací na zdravotnictví)*. 3. vyd. Praha: Curriculum. 978-80-87894-12-5.
30. ZÁŠKODNÝ, P., ZÁŠKODNÁ, H., 2018. *Selected Applications of Statistics and Probability*. 1. vyd. Praha: Curriculum. ISBN 978-80-87894-18-7.
31. ZUNA, I., POUŠEK, L., 2007. *Úvod do zobrazovacích metod v lékařské diagnostice I*. 2. vyd. Praha: Nakladatelství ČVUT. ISBN 978-80-01-03779-9.

7 Seznam obrázků a tabulek

Obrázek 1: Schématický řez rentgenkou.....	29
Obrázek 2: Spektrum rentgenového záření	34
Obrázek 3: Fotoelektrický jev	36
Obrázek 4: Comptonův jev	36
Obrázek 5: Závislost účinného průřezu interakcí na energii.....	38
Obrázek 6: Znázornění modelu klasické nestatistické fyziky	47
Obrázek 7: Znázornění modelu kvantové nestatistické fyziky	48
Obrázek 8: Vymezení složek profilu RA z hlediska fyzikální podstaty	51
Obrázek 9: Počet správných odpovědí respondentů v testu	53
Obrázek 10: Polygon empirického rozdělení absolutních četností	54
Obrázek 11: Polygon empirického rozdělení relativních četností	54
Obrázek 12: Polygon empirického rozdělení kumulativních četností	55
Tabulka 1: Elementární statistické zpracování.....	53
Tabulka 2: Tabulka vyhovující aplikaci Pearsonova χ^2 test.....	57
Tabulka 3: Výpočty χ^2 testu dobré shody.....	59

8 Seznam použitých zkratek

3D - trojrozměrný

CT – Computed Tomography

el. – elektrický

elmag. – elektromagnetický

et al. – et alii

I – interakce

KL – kontrastní látka

MR – magnetická rezonance

např. - například

NM – nukleární medicína

PACS – Picture Archiving and Communication System

př. – příklad

příp. – případně

RA – radiologický asistent

RTG – rentgenový

rtg. – rentgenový

tj. – to jest

tzn. – to znamená

V – výsledky

vyd. – vydání

Z – zdroje

9 Přílohy

9.1 Příloha A - Edukační text

Vážené studentky, vážení studenti,
následující text obsahuje teoretický základ týkající se Rentgenových zobrazovacích metod. Text je rozdělen do 3 částí: zdroje rentgenového záření, interakce rentgenového záření a výsledky aplikace rentgenového záření. Pročtení tohoto edukačního textu je nutné před zvládnutím následného testu. V textu se vyskytují zeleně označené odstavce, které jsou zde zařazeny kvůli celistvosti textu. Takto barevně odlišené informace není nezbytně nutné znát pro úspěšné zvládnutí testu. Nejpodstatnější informace jsou v textu zvýrazněny tučně. Děkuji za Váš čas a chuť podílet se na výzkumu.

RTG zobrazovací metody

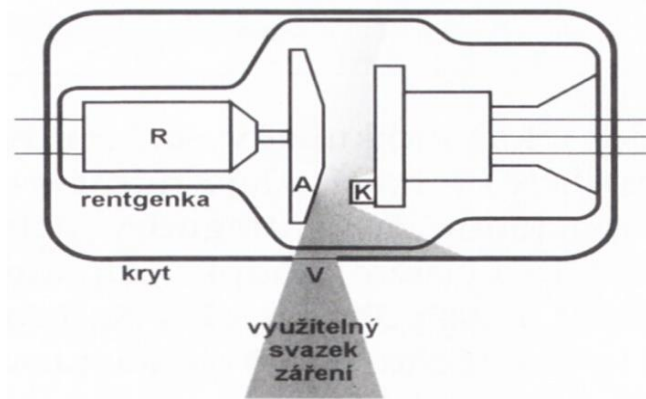
Principem rentgenových zobrazovacích metod je interakce fotonů RTG záření se zobrazovaným objektem. Zobrazovaný objekt obsahuje různé druhy tkání a materiálů, které zeslabují rentgenové záření s rozdílnou účinností. Tyto odlišnosti v zeslabení záření se projeví ve výsledném **transmisním obraze**. Umělým zdrojem rentgenového záření v lékařství je rentgenka. Ta vysílá záření, které prochází vyšetřovaným objektem a interaguje s ním. Záření dopadá na detektor a výsledkem aplikace tohoto záření je obraz zobrazované struktury.

Zdroje rentgenového záření

Zdrojem rentgenového záření je rentgenka, ze které diagnosticky využitelné záření vychází výstupním okénkem v krytu rentgenky. Význam pro diagnostiku má brzdné rentgenové záření. Rentgenové záření je ionizující elektromagnetické záření o vlnových délkách v rozsahu 10^{-12} až 10^{-8} m. Podle vlnové délky můžeme záření rozdělit na měkké (delší vln. délky) a tvrdé (kratší vln. délky). Díky vlnově-korpuskulárnímu dualismu vykazuje RTG záření jak vlnové vlastnosti elektromagnetického vlnění, tak částicové vlastnosti proudu fotonů.

RENTGENKA

Rentgenka nebo rentgenová lampa je skleněná baňka naplněná vakuem uložená v olověném krytu. Uvnitř evakuované baňky jsou uloženy dvě elektrody – **katoda** (záporná elektroda) a **anoda** (kladná elektroda). Ze žhavené katody se uvolňují elektrony, které jsou díky vysokému napětí mezi elektrodami urychlovány směrem k anodě. Tyto urychlené elektrony dopadají na anodu za vzniku rentgenového záření, jak je znázorněno na obrázku 1. Toto záření v podobě svazku vychází výstupním okénkem v krytu rentgenky.



Obr. 1: Schématický řez rentgenkou, Zdroj: Nekula et al., 2005

Záporně nabitá **katoda** je tvořena wolframovým vláknem navinutým do spirálky. Vláknem je připojeno k žhavicímu obvodu katody a průchodem elektrického proudu se zvyšuje teplota katody – dochází ke **žhavení katody**. Wolframová spirála se zahřívá na víc jak 2000 °C a vlivem této vysoké teploty dochází k uvolnění elektronů termoemisí. Čím je teplota na katodě vyšší, tím vyšší bude i množství emitovaných elektronů. Z toho lze vyvodit, že následkem **zvýšení elektrického proudu** procházejícího obvodem se **zvýší množství elektronů** emitovaných katodou. Termoemisí uvolněné elektrony jsou dále urychleny elektrickým napětím mezi elektrodami a dopadají na anodu. Aby nedocházelo k dopadu elektronů na kterékoliv místo anody, jsou fokusovány do úzkého elektronového svazku a soustředovány do ohniska anody. Tato fokusace elektronového svazku do ohniska je nutná pro dosažení dobré kvality výsledného obrazu s optimálním rozlišením a ostrostí. (Seidl et al., 2012; Súkupová, 2018)

Kladně nabitá **anoda** je tvořena kovovým terčíkem. Poté co dopadnou urychlené elektrony letící z katody na terčík anody, dojde k uvolnění velkého množství kinetické energie elektronů. Pouze **1 % uvolněné energie elektronů se přemění na rentgenové záření**. Zbylých 99 % se promění v **teplo**, které způsobí zahřátí terčíku. Aby nedošlo k tepelnému poškození anody, je vyráběna z materiálů s vysokou teplotou tání. Nejčastěji z wolframu nebo z molybdenu v případě měkkého záření (o nízké energii) využívaného v mamografii. Pro další potlačení tepelného účinku na terčík je důležité zajistit rychlý a účinný odvod tepla. Dnes se proto ve většině diagnostických zařízení využívají rentgenky s **rotační anodou** – svazek elektronů při rotaci anodového disku dopadá vždy do jiného místa plošky terčíku, čímž je zahřívání anody rovnoměrnější a pomalejší, což umožňuje vyšší zatížení rentgenky. (Vomáčka, 2015; Súkupová, 2018)

Existuje mnoho typů rentgenek, které se liší podle toho, pro jakou zobrazovací modalitu jsou určeny. Kupříkladu na rentgenku určenou pro skiografii nebo mamografii jsou kladeny nižší nároky, než na rentgenku užívanou při CT vyšetřeních. Liší se používaným napětím, výkonem či rychlostí odvodu tepla z anody. **Expoziční hodnoty rentgenky: anodové napětí (kV)** ovlivňuje **energii RTG záření**, anodový **proud (mA)** řídí **intenzitu záření**, doba expozice (s) je doba sepětí anodového napětí. (Vomáčka, 2015; Súkupová, 2018)

Po dopadu elektronů s vysokou kinetickou energií na anodu, dojde k přeměně pouze 1 % této energie na fotony rentgenového záření. Dochází ke vzniku **dvou druhů rentgenového záření: brzdného záření a charakteristického záření**. V radiologii se využívá především brzdné RTG záření.

BRZDNÉ RTG ZÁŘENÍ

Brzdné záření vzniká zpomalením letícího elektronu v kovu anody. Elektron prolétává kolem jádra atomu materiálu anody, které jej přitahuje, tím ho zpomaluje a zakřivuje jeho dráhu. Vlivem této elektrostatické interakce elektron ztrácí svou pohybovou energii a mění směr dráhy letu. Ztracená kinetická energie elektronu je vyzářena ve formě fotonu brzdného rentgenového záření. **Energie vzniklého fotonu** brzdného záření **se rovná** ztracené kinetické **energii elektronu** a její velikost popisuje **Duanův-Huntův zákon**. Tento zákon je vlastně vyjádřením **obráceného fotoelektrického jevu**, při němž dochází k emisi fotonů následkem dopadu elektronů na kov. Během tohoto jevu získá napětím urychlený elektron energii $E = e \cdot U$. Energii elektronu dosadíme do vzorce pro Planckovo vyjádření energie záření $E = h \cdot \nu$ a za předpokladu, že $\nu = \frac{c}{\lambda}$, získáme:

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{min}}$$

Veličina U vyjadřuje napětí mezi elektrodami, kterým je urychlen elektron s nábojem $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Dále se ve vzorci vyskytuje Planckova konstanta h , rychlost světla c , frekvence záření ν a minimální vlnová délka záření λ_{min} . Pokud místo Planckovy konstanty h použijeme redukovanou Planckovu konstantu $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ a platí-li $\lambda_{min} = \frac{c}{\nu_{max}}$ a $\nu_{max} = \frac{\omega_{max}}{2\pi}$, lze **Duanův-Huntův zákon** vyjádřit takto:

$$\hbar\omega_{max} = eU$$

$$U\lambda_{min} = \frac{2\pi\hbar c}{e}$$

Po dosazení do vzorce lze vypočítat hodnotu konstanty $U\lambda_{min} = 1,24 \cdot 10^{-6} \text{ Vm}$.

Brzdné záření má **spojité spektrum** složené z velkého množství fotonů o **různých frekvencích** od 0 až po maximální frekvenci ω_{max} (odpovídá minimální vlnové délce λ_{min}) – tzn. frekvence v intervalu $\langle 0, \omega_{max} \rangle$. Z výše uvedeného zákona lze odvodit závislost minimální vlnové délky na napětí mezi katodou a anodou. Pokud se napětí mezi elektrodami zvýší, dojde ke snížení minimální vlnové délky, tzn. zvýšení maximální frekvence. Z Duanova-Huntova zákona tedy vyplývá, že výsledná **energie brzdného rentgenového záření přímo závisí na velikosti elektrického napětí** mezi katodou a anodou. Zvýšením napětí můžeme zvýšit energii jednotlivých fotonů záření a

naopak snížením napětí poklesne i energie fotonů. Ve vzorci si lze také povšimnout, že hodnota prahové vlnové délky λ_{min} vůbec nezávisí na materiálu anody.

CHARAKTERISTICKÉ RTG ZÁŘENÍ

Charakteristické záření vzniká tím, že letící elektron vyrazí elektron z vnitřní vrstvy obalu atomu anody (slupky K a L), čímž dochází k excitaci atomu. Touto cestou vzniká v obalu atomu neobsazené místo, které je ihned zaplněno jiným elektronem z vnější vrstvy atomu. Elektron z vyšší energetické hladiny z vrstvy dále od jádra tak sníží svoji energii přestupem na nižší energetickou hladinu. Tento rozdíl energií je vyzářen ve formě fotonu charakteristického záření a tím dochází k deexcitaci atomu. Záření tvořené fotony charakteristického záření má **nespojité čárové spektrum** (diskrétní spektrum), kde vlnové délky jednotlivých čar spektra odpovídají struktuře elektronového obalu atomů anody. V tomto případě je **energie fotonů** emitovaného záření **pro různé prvky odlišná** – charakteristická pro daný materiál anody. Tedy na rozdíl od brzdného záření jsou **vlastnosti** charakteristického záření **závislé na materiálu anody**. (Hrazdira a Mornstein, 2001; Záškodný, 2018)

Podle kvantově mechanického modelu atomu se elektrony nepohybují okolo jádra po přesně určených drahách, ale nacházejí se v určitém prostoru – orbitalu. Každý elektron v atomovém obalu je vázán v určité energetické slupce. Tyto slupky můžeme směrem od jádra rozlišit jako orbitaly K, L, M, N, O, P a Q. Nejbližše k jádru se vyskytují orbitaly K a L, představující slupky o nejnižší energetické hladině. Výskyt elektronu v daném orbitalu není možné stanovit přesně, ale jen s 90% až 99% pravděpodobností. Pro popis elektronu a orbitalu, v němž se elektron s největší pravděpodobností nachází, se používají **kvantová čísla**. Tato čísla udávají energii orbitalu, tvar orbitalu i jeho prostorovou orientaci a rotaci elektronu. Nejvýznamnější hlavní **kvantové číslo n** udává **energii orbitalu** a ukazuje nám jak daleko je elektron od jádra atomu. Toto hlavní kvantové číslo n nabývá hodnot 1, 2, ... 7 (odpovídá značení orbitalů písmeny). Čím blíže je slupka k jádru, tím větší je energie, která poutá elektrony v daném orbitalu. V orbitalu K nejbližše k jádru je tedy tato vazebná energie elektronu největší a se vzdáleností od jádra postupně klesá. Aby vůbec došlo ke vzniku charakteristického záření, musí mít elektron dopadající na anodu vyšší energii než je vazebná energie elektronu, který má být vyražen z dané energetické slupky. (Rosina et al., 2006; Sůkupová, 2018)

V kvantové mechanice je možné popsat stav elektronu pomocí **vlnové funkce** ψ . Tato vlnová funkce ψ vychází z tzv. **Schrödingerovy rovnice** a je charakterizována **kvantovými čísly**.

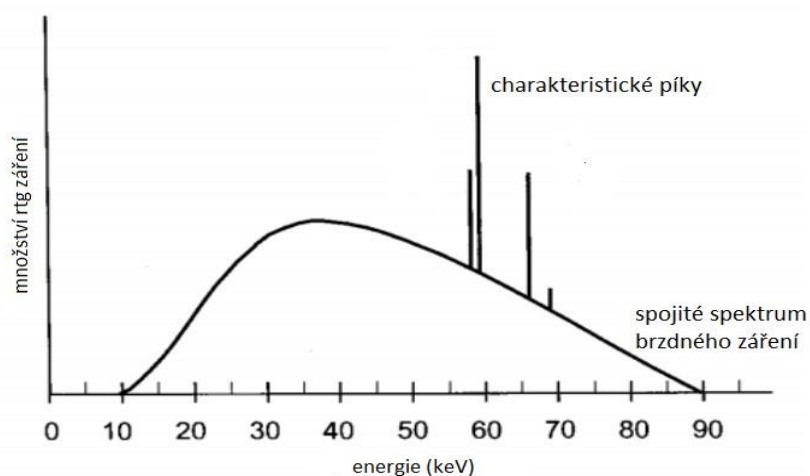
Podle kvantově mechanického modelu atomu je elektron vázaný k atomu, protože se nachází v tzv. potenciálové jámě, ve které může existovat pouze v jednom diskrétním stacionárním kvantovém stavu. Tyto stacionární stavy elektronu popisuje vlnová funkce ψ , která je spojena s kvantovými čísly. Vlnová funkce $\psi(x,y,z)$ je řešením **Schrödingerovy rovnice** a popisuje de Broglieovu vlnu elektronu. Podle de Broglieovy hypotézy lze všem pohybujícím se částicím, v tomto případě elektronům, přiřadit nejen vlastnosti částic - energii E a hybnost p , ale také vlnové vlastnosti - vlnovou délku λ a frekvenci ν :

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

Filtrace a rentgenové spektrum

Rentgenové fotony než uniknou z rentgenky, jsou ještě filtrovány. **Filtrace** ovlivňuje rentgenové spektrum, protože **eliminuje** zejména nízkoenergetické **fotony**, které by byly pohlceny kůží pacienta. Tyto fotony by pouze **zvýšily dávku** na kůži a **nepřispěly k tvorbě obrazu**.

Výsledné rentgenové záření je tvořené spojitým spektrem brzdného záření a diskretními píky charakteristického záření (obr. 2). **Brzdné záření** zde **převažuje** a je **významnější pro radiodiagnostiku**. Charakteristické rentgenové záření se využívá spíše v chemii a fyzice při rentgenové strukturální analýze materiálu. (Záškodný, 2018)



Obr. 2: Spektrum rentgenového záření, Zdroj: Bushberg at al., 2002, upraveno autorem

Interakce rentgenového záření

Rentgenové záření proniká všemi prostředími a je těmito prostředími v různé míře absorbováno – na tomto principu je postavena RTG diagnostika. Schopnost absorpce jednotlivých prostředí je vyjádřena **absorpčním zákonem**.

Při průchodu rentgenového záření tkání může dojít k několika druhům interakcí, které způsobí zeslabení záření. Foton rentgenového záření je pohlcen ve tkáni nebo dojde k jeho rozptýlení. **Pohlcení fotonu** je způsobeno fotoelektrickým jevem. **Rozptýl fotonu** je zprostředkován Comptonovým jevem. Foton může také projít tkání **bez interakce**.

Zeslabení záření ve tkáních vlivem absorpce popisuje **absorpční zákon**:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$
$$I = I_0 e^{-\frac{\ln 2}{a} x}$$

Tento zákon charakterizuje **úbytek intenzity záření v závislosti na hloubce**. Intenzita záření klesá s druhou mocninou vzdálenosti od zdroje. Zde I_0 označuje intenzitu záření před průchodem svazku rentgenového záření materiálem (tkání) a I označuje výslednou intenzitu svazku po průchodu materiálem. Tuto intenzitu záření lze popsat jako počet fotonů násobený energií jednoho fotonu, procházející kolmo jednotkovou plochou za jednotku času. **Koeficient absorpce μ** představuje součinitel zeslabení pro fotony dané energie a je roven součtu koeficientů absorpce tří průvodních jevů zeslabení popsaných níže. Koeficient absorpce závisí na **protonovém čísle absorbuujícího prostředí a na frekvenci rentgenového záření**. Veličina a je polotloušťka zeslabovacího média, ve které bude úbytek intenzity RTG svazku pravděpodobně roven polovině původní intenzity (na tloušťce $x=a$ bude $I=I_0/2$).

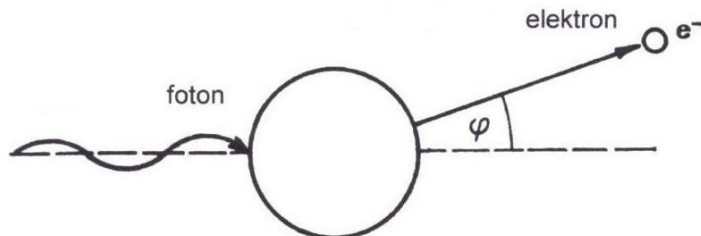
Každý typ interakce fotonu ve tkáni se projeví ve **výsledném rentgenovém obraze** odlišně. Pokud je foton absorbován, vzniká v obraze světlé místo (např. kost). Rozptýlený foton nepřispívá žádnou užitečnou informací k tvorbě obrazu. Foton procházející bez interakce způsobuje tmavší místa v rentgenovém obraze (např. plíce). Výsledný radiografický obraz tedy vzniká rozdílem mezi fotony absorbovanými fotoelektrickým jevem a těmi, které prošly bez interakce, přičemž Comptonův jev pouze zhoršuje kontrast a kvalitu obrazu, aniž by v obraze vytvářel nějakou užitečnou informaci.

V rámci radioterapie jsou interakce RTG záření důležité při výběru zdroje terapeutického rentgenového záření a je nutné je uvážit z hlediska ozáření kritických struktur sekundárním zářením vznikajícím zejména vlivem Comptonova jevu. (Záškodný, 2009; Súkupová, 2018)

FOTOELEKTRICKÝ JEV

Fotoelektrický jev nastává v případě, že se **foton** rentgenového záření srazí s elektronem vázaným v atomovém obalu, **předá mu veškerou svou energii a zaniká**. Část této získané energie je spotřebována na uvolnění elektronu z atomu a zbytek je přeměněn na kinetickou energii elektronu. Elektron (fotoelektron) je vyražen mimo atom a může dále ionizovat okolní atomy. Volné místo v obalu atomu je zaplněno jiným elektronem. K fotoelektrickému jevu dojde za předpokladu, že energie fotonu záření (frekvence fotonu) je vyšší než vazebná energie elektronu.

Fotoefekt se pravděpodobněji vyskytuje **při nižších energiích záření** a při vyšším atomovém čísle materiálu, kterým záření prochází (tkáň). Tento jev je v radiodiagnostice **žádoucí interakcí**, protože tvoří kontrast v obraze. (Rosina a Navrátil, 2000; Súkupová, 2018)

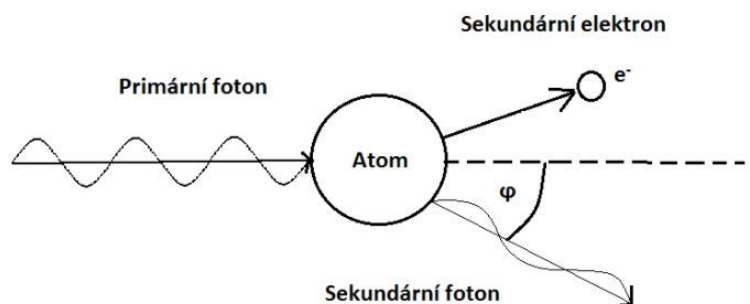


Obr. 3: Fotoelektrický jev, Zdroj: Rosina a Navrátil, 2000

COMPTONŮV JEV

Comptonův rozptyl nastává v případě srážky fotonu rentgenového záření s elektronem, který je jen slabě poután k atomu nebo je téměř volný, tj. vliv vazby lze zanedbat. **Foton předá** elektronu **pouze část své energie** a dále pokračuje jako rozptýlený foton (sekundární foton) s nižší energií a v odlišném směru. Rozptyl tohoto sekundárního fotonu je v rozmezí 0° až 180° a jeho energie je závislá na úhlu rozptylu. Rozptýlený foton může dále projít tkání bez interakce nebo může interagovat opětovně Comptonovým jevem a nakonec zaniknout fotoelektrickým jevem. Fotonem uvolněný elektron pokračuje dále s kinetickou energií odpovídající rozdílu energie původního a rozptýleného fotonu a může ionizovat či excitovat další atomy.

Pravděpodobnost výskytu Comptonova jevu je úměrná protonovému číslu materiálu, tj. závisí na hustotě elektronů ve tkáni. **S rostoucí frekvencí rentgenového záření roste i výskyt Comptonova rozptylu.** Tento jev **zhoršuje kvalitu výsledného obrazu**, z důvodu redukce kontrastu v obrazu. (Rosina a Navrátil, 2000; Súkupová, 2018)



Obr. 4: Comptonův jev

Zdroj: https://www.wikiskripta.eu/w/Compton%C5%AFv_rozptyl

OBRÁCENÝ ANIHILAČNÍ JEV

Ke vzniku elektron-pozitronového páru dochází při interakci vysokoenergetických fotonů s atomy tkáně. Aby vůbec nastal tento jev, musí mít foton energii vyšší než 1,02 MeV. Foton proniká do blízkosti jádra atomu a při jeho zániku dojde ke vzniku dvojice elektron-pozitron. Tento jev můžeme pozorovat při **terapeutickém využití** záření o vysokých energiích (řádově MeV). Při nižších energiích užívaných v radiodiagnostice (20-150 keV) k tomuto jevu nedochází a v zobrazovacích metodách se tedy neuplatňuje. (Súkupová, 2018)

Výše popsané **interakce spojené s absorpčním zákonem** se uplatňují při průchodu **brzdného rentgenového záření** využívaného v **radiologii**.

Oproti tomu charakteristické záření s diskrétním spektrem, které je spojeno s kvantovými čísly a vzniká na základě excitace a deexcitace elektronů v obalu, je využíváno mimo radiologii.

Výsledky aplikace rentgenového záření

RTG diagnostické zobrazování je spojeno s detekcí brzdného rentgenového záření. Mezi základní zobrazovací metody využívající rentgenové záření patří **skiagrafie, skiaskopie a výpočetní tomografie**. Mimo diagnostiku se RTG záření uplatňuje v radioterapii díky svým léčebným účinkům.

ZOBRAZOVACÍ METODY

SKIAGRAFIE nebo prosté snímkování představuje základní rentgenové zobrazení, kdy je trojrozměrný objekt zobrazen ve **dvourozměrném obraze**. To znamená, že zde dochází k **sumaci** struktur, která může eventuálně způsobit zastínění nějaké patologie okolními orgány či tkáněmi. Základem zobrazení je detekce fotonů záření, které byly při průchodu zobrazovaným objemem pohlceny, zeslabeny nebo prošly bez interakce. Vzniklý radiografický obraz představuje **zobrazení hustoty tkáně**: místa s nízkou hustotou (př. měkké tkáně) mají nižší absorpci záření a tudíž vyšší zčernání, místa s vysokou hustotou (př. kosti) více absorbují záření a v obraze jsou zobrazeny světle.

Dříve se skiografický obraz zaznamenával na rentgenový film citlivý na RTG záření (fotochemický princip). Dnes je tato analogová technologie nahrazena digitálními systémy. **Digitální skiagrafie** se dělí na metodu **nepřímé digitalizace** (kazeta) a **přímé digitalizace** (detektor). Nepřímá digitalizace pro zachycení obrazu využívá kazet s paměťovou folií s luminofory, které se následně vkládají do speciálních čteček. Zatímco nejmodernější metoda přímé digitalizace využívá flat panel detektor, který dopadající záření převádí na elektrický signál a výsledný obraz se ukáže na monitoru počítače během několika vteřin. Digitální záznam umožňuje následnou úpravu obrazu (postprocessing) a okamžité odeslání a archivaci v systému PACS. (Ferda et al., 2015; Seidl et al., 2012)

Skiagrafie je často volenou diagnostickou metodou pro svoji jednoduchost, dostupnost, rychlost a menší radiační zátěž ve srovnání s jinými metodami. (Súkupová, 2018)

SKIASKOPIE umožňuje zobrazit vyšetřovaný objekt v reálném čase. Rentgenka vydává záření v **pulzním režimu** - např. 4x za sekundu, záření prochází pacientem a dopadá na skiaskopický štít (excitačně-fluorescenční princip). Obraz je díky flat panelu nebo zastaralejšímu zesilovači a televiznímu řetězci ihned promítán na monitor. Metoda umožňuje zobrazit **dynamický děj** a pohyblivé struktury, tudíž je vhodná pro vyšetření

trávicího traktu, žlučových cest nebo močových cest. Dále se využívá při angiografických výkonech nebo na operačních sálech. (Nekula et al., 2005; Seidl et al., 2012)

VÝPOČETNÍ TOMOGRAFIE (Computed Tomography, CT) je tomografická zobrazovací metoda, umožňující **prostorové zobrazení** (3D), aniž by docházelo k překryvu a sumaci orgánů a tkání jako v případě planárního zobrazení (skiografie). Výpočetní tomografie je založena na principu měření **absorpce RTG záření** prošlého tělem pacienta v určitém řezu. Z těchto údajů lze poté s využitím matematické rekonstrukce zhotovit obraz **prostorového zobrazení orgánů**.

CT přístroj tvoří kruhový otvor (gantry), na jehož obvodu se nachází rentgenka a naproti ní několik řad detektorů. Dnes se využívá především **spirální CT**, kdy stůl s pacientem kontinuálně projíždí gantry a systém rentgenka-detektory, za nepřetržitého vyzařování RTG záření, rotuje kolem pacienta a opisuje kolem něj trajektorii šroubovice. Detektory zaznamenávají informaci o poloze a intenzitě dopadajícího rentgenového záření a tato data jsou ukládána do počítače. Z dat nasbíraných během rotace rentgenky a detektorů se vytvoří transverzální řezy danou strukturou a následnou rekonstrukcí lze získat zobrazení ve všech 3 rovinách těla. Výsledný obraz je vyjádřen v **odstínech šedi**, kdy každý odstín šedi je přiřazen určité denzitě dané tkáni. **Denzita** je udávána v **Hounsfieldových jednotkách** (HU), kdy např. hodnota 0 odpovídá vodě nebo hodnota +1000 odpovídá kosti. Čím vyšší denzita tkáně, tím světlejší odstín šedi bude dané tkáni přiřazen. (Ferda et al., 2015; Zuna a Poušek, 2007)

Vyšetření CT se může provádět **nativně** nebo s podáním **kontrastní látky**, která zvyšuje nebo snižuje absorpci RTG záření (pozitivní a negativní KL). Často se používají jodové kontrastní látky podané do žíly pomocí tlakového injektoru, který aplikuje KL pod tlakem a bolusově. Kontrastní látka může pomoci objevit tkáňové postižení vzniklé následkem krvácení nebo tumoru. Nevýhodou CT vyšetření je vyšší radiační zátěž, která by však měla být vyvážena výslednou diagnostickou informací. (Chudáček, 1995; Ferda et al., 2002; Seidl, 2012)

LÉČEBNÉ ÚČINKY RTG ZÁŘENÍ

V radioterapii se rentgenové záření využívá díky svým ionizačním účinkům v terapii nádorové i nenádorové. Rentgenová terapie **nádorová** spočívá v dodání takového množství energie do nádorového ložiska, aby došlo k poškození nádorové

tkáně za současného minimálního poškození okolních zdravých tkání. **Nenádorová** rentgenová terapie se využívá při ozařování patních ostruh, zánětů šlach a kostí nebo při léčbě artróz ramenních či kolenních kloubů. Nenádorová terapie má za cíl navodit analgetický a protizánětlivý efekt vlivem záření a zpomalit či zastavit degenerativní proces. Zdrojem terapeutického záření je rentgenka produkující fotony o energii přibližně 100 keV-1 MeV. Pro dosažení optimálního výsledku radioterapie, je zapotřebí zohlednit interakce ionizujícího záření ve tkáni, kdy je rentgenové záření po cestě k cílové tkáni eliminováno třemi likvidačními jevy (fotoefekt, Comptonův jev, obrácený anihilační jev). Tyto jevy je nutné vzít v úvahu při přípravě ozařovacích plánů. (Beneš et al., 2007; Záškodný, 2018)

9.2 Příloha B - Edukační test

1. Radiodiagnostika je spojena s aplikací:
 - a) gama záření
 - b) brzdného rentgenového záření**
 - c) charakteristického rentgenového záření
 - d) radioaktivního záření

2. Rentgenová diagnostika je zobrazovací metoda:
 - a) radioizotopová
 - b) emisní
 - c) transmisní**
 - d) zcela jiná

3. Podle vlnově-korpuskulárního dualismu vykazuje rentgenové záření:
 - a) částicové vlastnosti
 - b) vlnové vlastnosti
 - c) vlnové i částicové vlastnosti**
 - d) korpuskulární vlastnosti

4. Brzdné rentgenové záření má:
 - a) diskrétní spektrum
 - b) nespojité spektrum
 - c) čárové spektrum
 - d) spojitě spektrum**

5. Energie brzdného rentgenového záření závisí na:
 - a) napětí mezi anodou a katodou**
 - b) materiálu anody
 - c) materiálu katody
 - d) vyšetřovaném objektu

6. Duanův-Huntův zákon má tvar:
- $h\nu = T + h\nu_0$
 - $I = I_0 e^{-\frac{\ln 2}{a}x}$
 - $U\lambda_{\min} = \frac{hc}{e}$
 - $P = |\psi(x, y, z)|^2$
7. Po dopadu urychlených elektronů na anodový terčik dojde k uvolnění velkého množství kinetické energie elektronů. Pouze 1 % uvolněné energie se přemění na rentgenové záření. Zbylých 99 % se promění v:
- světlo
 - teplo**
 - rentgenové záření
 - fotony
8. Fyzikální podstata brzdného rentgenového záření je v rámci zdrojů spojena:
- se zákonem síly
 - s Duanovým-Huntovým zákonem**
 - s absorpčním zákonem
 - se Schrödingerovou rovnicí
9. Fyzikální podstata brzdného rentgenového záření je v rámci interakcí spojena:
- se zákonem síly
 - s Duanovým-Huntovým zákonem
 - s absorpčním zákonem**
 - se Stefanovým-Botzmannovým zákonem
10. Princip rentgenky je popsán:
- principem vzniku charakteristického rentgenového záření prostřednictvím přechodů mezi stacionárními stavy elektronu v obalu atomu
 - principem přeměny nestabilních jader v jádra stabilní se vznikem přirozené nebo umělé radioaktivity
 - principem vzniku ultrazvukových podélných vln prostřednictvím přeměny elektromagnetické energie v energii mechanickou
 - principem vzniku brzdného rentgenového záření prostřednictvím obráceného fotoelektrického jevu**

11. Zákon popisující vznik rentgenového záření pomocí rentgenky obsahuje veličiny:

- a) ρ (hustota hmotnosti), μ (permeabilita), ε (permitivita)
- b) n_0 (počáteční počet částic), T (poločas rozpadu), a (polovrstva)
- c) e (elementární náboj), c (rychlost světla), h (Planckova konstanta)**
- d) Z (protonové číslo), A (nukleonové číslo) $A - Z$ (neutronové číslo)

12. Absorpce rentgenového záření prostředím lidského těla je způsobena:

- a) fotoelektrickým jevem a Comptonovým jevem**
- b) obráceným fotoelektrickým jevem a anihilačním jevem
- c) piezoelektrickým jevem a Dopplerovým jevem
- d) obráceným anihilačním jevem a obráceným piezoelektrickým jevem

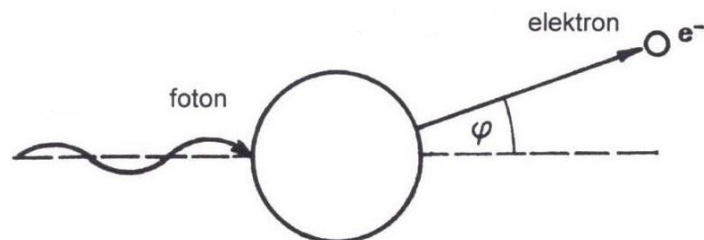
13. Absorpční zákon popisuje:

- a) zdroje ionizujícího záření
- b) úbytek intenzity záření s časem
- c) úbytek intenzity záření v závislosti na hloubce**
- d) radioaktivní přeměnu

14. Schopnost absorpce rentgenového záření prostředím závisí:

- a) na rychlosti šíření ultrazvukových vln a na permitivitě prostředí
- b) na průměrném protonovém čísle prostředí a na frekvenci rentgenového záření**
- c) na rychlosti šíření rentgenového záření a na rozpadové konstantě
- d) na permeabilitě prostředí a na rychlosti šíření světla

15. Na obrázku je znázorněn:



- a) fotoelektrický jev**
- b) Comptonův rozptyl
- c) anihilační jev
- d) obrácený anihilační jev

16. Pro Comptonův rozptyl platí, že:
- a) pozitivně ovlivňuje výsledný obraz
 - b) zhoršuje kvalitu a kontrast výsledného obrazu**
 - c) s rostoucí frekvencí záření se snižuje výskyt tohoto jevu
 - d) foton RTG záření předá elektronu ve tkáni celou svou energii
17. Skiografické snímkování **nevyužívá**:
- a) metodu přímé digitalizace
 - b) metodu nepřímé digitalizace
 - c) fotochemický princip
 - d) pulzní režim**
18. Skiaskopické pozorování rentgenového obrazu je spojeno s přeměnou energie vyjádřené:
- a) ionizačním principem
 - b) excitačně-fluorescenčním principem**
 - c) fotochemickým principem
 - d) prostorovým zobrazením orgánu
19. Výpočetní tomografie je spojena s:
- a) ionizačním principem
 - b) excitačně- fluorescenčním principem
 - c) fotochemickým principem
 - d) prostorovým zobrazením orgánu**
20. Rentgenové záření vzniká dopadem urychlených elektronů na:
- a) pacienta
 - b) kryt rentgenky
 - c) anodu**
 - d) katodu