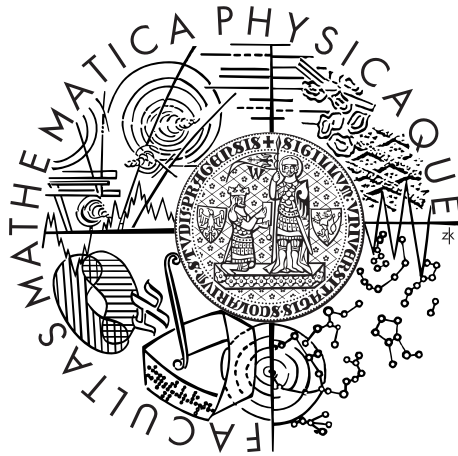


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Michal Kloc

Fotonové silové funkce v jádře ^{196}Pt z měření dvoukrokových gamma kaskád

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: doc. Mgr. Milan Krtička, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2011

Na prvním místě bych chtěl poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce doc. Mgr. Milanu Krtičkovi, Ph.D. za poskytnutí odborné literatury, potřebného softwaru a za nezměrnou pomoc při tvorbě této práce a za čas strávený diskuzemi na řešené téma.

Také děkuji Mgr. Ivu Tomandlovi, CSc. za poskytnutí naměřených dat z výzkumného reaktoru v Řeži.

Velké díky také patří Bc. Petru Chudobovi za společné diskuze ohledně mnohých částí této práce.

V neposlední řadě si zaslouží poděkování má rodina, přítelkyně a přátelé, kteří mi vytvořili ideální prostředí pro tvorbu této bakalářské práce.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne 22. 7. 2011

Michal Kloc

Název práce: Fotonové silové funkce v jádře ^{196}Pt z měření dvoukrokových gamma kaskád

Autor: Michal Kloc

Katedra: Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: doc. Mgr. Milan Krtička, Ph.D., Ústav částicové a jaderné fyziky

Abstrakt: Fotonové silové funkce (PSFs), využívající statistického přístupu k jadernému rozpadu, se jeví jako vhodný nástroj pro popis elektromagnetických přechodů v jádře. Od počátku padesátých let, kdy byly PSFs poprvé představeny, vzniklo mnoho teoretických modelů, jejichž platnost je stále otázkou. V této práci jsou zpracována data z experimentu provedeném v Ústavu jaderné fyziky AVČR v Řeži u Prahy, kde byly měřeny tzv. dvoukrokové gamma kaskády v jádře ^{196}Pt z reakce $^{195}\text{Pt}(n, \gamma)^{196}\text{Pt}$. Předpokládáme, že takto získaná experimentální spektra obsahují důležité informace o PSFs. Porovnání zpracovaných dat s výstupy Monte Carlo simulací pro několik modelů je též obsaženo v předkládané práci.

Klíčová slova: Fotonové silové funkce, hustota hladin, Pygmy rezonance, dvoukrokové gamma kaskády

Title: Photon strength functions in ^{196}Pt from two-step gamma cascade measurement

Author: Michal Kloc

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics

Supervisor: doc. Mgr. Milan Krtička, Ph.D., Institute of Particle and Nuclear Physics

Abstract: Photon strength functions (PSFs), using the statistical approach to a nuclear decay, seem to be a suitable tool for the description of the electromagnetic transitions in a nucleus. Since the early 50's, when PSFs were first introduced, a plenty of theoretical models were proposed however their validity is still a question. In this work the data from the measurement of so called Two step cascades in the nucleus ^{196}Pt using the reaction $^{195}\text{Pt}(n, \gamma)^{196}\text{Pt}$ are processed. The experiment was performed at the Nuclear Physics Institute ASCR in Řež near Prague. We assume that these experimental spectra contain important information on PSFs. Comparison of the processed data with a few Monte Carlo simulations is also a part of this thesis.

Keywords: Photon strength functions, level density, Pygmy resonance, two step cascades

Obsah

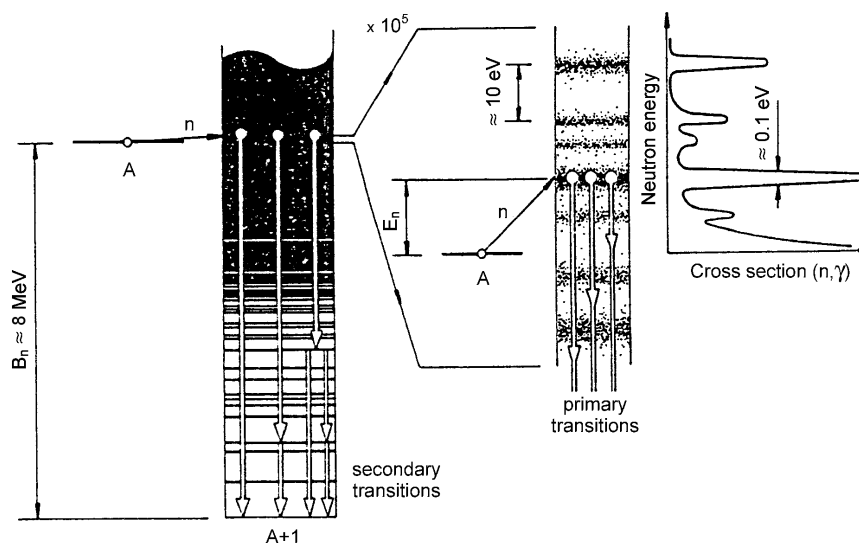
Úvod	3
1 Teorie fotonových silových funkcí	4
1.1 Hustota jaderných stavů	4
1.2 Elektromagnetické přechody	5
1.3 Fotonové silové funkce	7
1.3.1 Fluktuační šířky rozpadu	8
1.3.2 $E1$ fotonová silová funkce	8
1.3.3 $M1$ fotonová silová funkce	10
1.3.4 $E2$ fotonová silová funkce	10
2 Experimentální uspořádání a vlastnosti měřicí aparatury	12
2.1 Dvoukrokové gamma kaskády	12
2.2 Účinnostní kalibrace detektorů	14
3 Výsledky zpracování dat	17
3.1 Experimentální TSC spektra	17
3.2 Výsledky simulací	17
Závěr	24
Seznam použité literatury	25
Seznam použitých zkratk	27

Úvod

Sestavení přesných rovnic, jimiž by se řídil gamma rozpad jader, je v současné době stále nemožné. Důvodem je primárně nedokonalá znalost silné interakce, zodpovědné za dynamiku systému. Navíc lze předpokládat, že příslušná soustava by byla vzhledem ke své očekávané složitosti jen velmi obtížně řešitelná. Tyto potíže lze obejít vytvořením zjednodušujících modelů, jako jsou např. fotonové silové funkce (photon strength functions - PSFs) diskutované v této práci. Jde o veličiny popisující očekávané intenzity elektromagnetických (EM) přechodů v jádrech a jejich použití se ukazuje být výhodné v oblasti dostatečných excitací, kdy hustota počátečních stavů je velmi vysoká a emitovaná gamma kvanta tvoří téměř spojité spektrum. Pomocí těchto veličin sice není možné pro konkrétní přechod předepsat jeho intenzitu, ale věříme, že PSFs nám umožní popsat střední vlastnosti spektra v této oblasti.

PSFs byly zavedeny v polovině dvacátého století. Od té doby znatelně vzrostlo množství experimentálních dat, s nimiž bylo možné porovnávat výsledky rozličných teoretických přístupů. Hlavními zdroji pro experimentální studium PSFs jsou radiační záchyt termálního neutronu a elastický či neelastický rozptyl protonů, neutronů, fotonů i elektronů o různých energiích.

Na obrázku 1 je znázorněn proces radiačního záchytu pomalého neutronu jádrem s hmotnostním číslem A . Vzniká vysoce excitované jádro o $A + 1$ nukleonech. Excitační energie jádra odpovídá součtu vazebné a kinetické energie přidaného neutronu. Vazebná energie B_n se pohybuje mezi 6 až 9 MeV, zatímco kinetická energie neutronu je typicky v řádech eV. V předkládané práci byly použity tepelné neutrony, jejichž energie je přibližně $1/40$ eV. Ta je pro naprostou většinu jader menší než energie první neutronové rezonance.



Obrázek 1: Schématická znázornění (n, γ) reakce [1]. Maxima pro účinný průřez záchytu neutronu odpovídají neutronovým rezonancím.

Při následném EM rozpadu je obsazováno mnoho níže ležících hladin, dokud

se jádro nedeexcituje do základního stavu. Ve spektru emitovaných gamma kvant jsou dobře viditelné čáry náležící vysokoenergetickým primárním přechodům a příslušným sekundárním přechodům mezi nízko ležícími hladinami. Přechody přes oblast s vysokou hustotou stavů (středně a nízko energetické primární přechody) jsou ve spektru reprezentovány téměř spojitou částí. Právě tato oblast spektra nám umožní získávat cenné informace o PSFs.

V této práci je popsán experiment provedený v Ústavu jaderné fyziky Akademie věd České republiky v Řeži u Prahy, při němž byly pomocí polovodičkových detektorů měřeny tzv. dvoukrokové gamma kaskády (two step cascade - TSC) při zachytu tepelného neutronu z výzkumného reaktoru LVR-15 jádrem ^{195}Pt , tedy z reakce $^{195}\text{Pt}(n,\gamma)^{196}\text{Pt}$. Cílem bylo zpracovat experimentální data a připravit je do podoby, v níž budou porovnatelná s výstupy Monte Carlo simulací.

1. Teorie fotonových silových funkcí

1.1 Hustota jaderných stavů

Jednotlivé hladiny včetně jejich vlastností (kvantová čísla, rozpadové charakteristiky...) jsou známy v oblasti nízkých excitací. Zde je hustota stavů natolik malá, že je lze experimentálně odlišit. Nadto existuje ještě jedna oblast experimentálně dobře rozlišitelných stavů. Jsou jimi neutronové rezonance těsně nad separační energií neutronu. V případě zbývajících excitačních energií je třeba užít statistický popis.

Čistě statistický přístup dovedl Hanse Betheho [2] v roce 1936 k následující formuli pro hustotu jaderných stavů v závislosti na excitační energii E

$$\rho(E) = \frac{\exp(2\sqrt{aE})}{4\sqrt{3}E}, \quad (1.1)$$

kde a je tzv. *jednočásticový parametr hustoty*. Rovnice byla formulována pro systém neinteragujících fermionů s nedegenerovanými a stejně vzdálenými jednočásticovými stavy s pevným spinem. Jelikož je jádro složitější systém, bylo tedy třeba vytvořit více realistický model.

Jedním takovým je *Model Fermiho plynu se zpětným posuvem* (Back-Shifted Fermi Gas - BSFG). Ten bere v úvahu párování fermionů uvnitř jádra. Energie potřebná k „roztržení“ tohoto páru je zahrnuta do výsledné formule skrze energetický posuv Δ [2, 3]

$$\rho(E, J) = f(J) \frac{\exp(2\sqrt{a(E - \Delta)})}{12\sqrt{2}\sigma_c a^{1/4}(E - \Delta)^{5/4}}, \quad (1.2)$$

Faktor $f(J)$ reprezentuje spinovou distribuci. Za předpokladu gaussovského rozdělení projekcí spinu platí [4]

$$f(J) = \exp\left(-\frac{J^2}{2\sigma_c^2}\right) - \exp\left(-\frac{(J+1)^2}{2\sigma_c^2}\right) \simeq \frac{2J+1}{2\sigma_c^2} \exp\left(-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma_c^2}\right). \quad (1.3)$$

Parametr σ_c se nazývá *spinový parametr*. V literatuře lze najít několik vztahů pro σ_c , v této práci budeme používat jeho vyjádření ve tvaru [5]

$$\sigma_c^2 = 0.0146A^{5/3} \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - \Delta)}}{2a}. \quad (1.4)$$

V oblasti nízkých excitačních energií se hustota stavů chová v dobrém přiblížením exponenciálně. Tohoto pozorování využili Gilbert a Cameron [4] k sestavení tzv. *Modelu s konstantní teplotou* (Constant Temperature Formula - CTF). Jeho vyjádření je následující

$$\rho(E, J) = \frac{f(J)}{T} \exp\left(\frac{E - E_0}{T}\right). \quad (1.5)$$

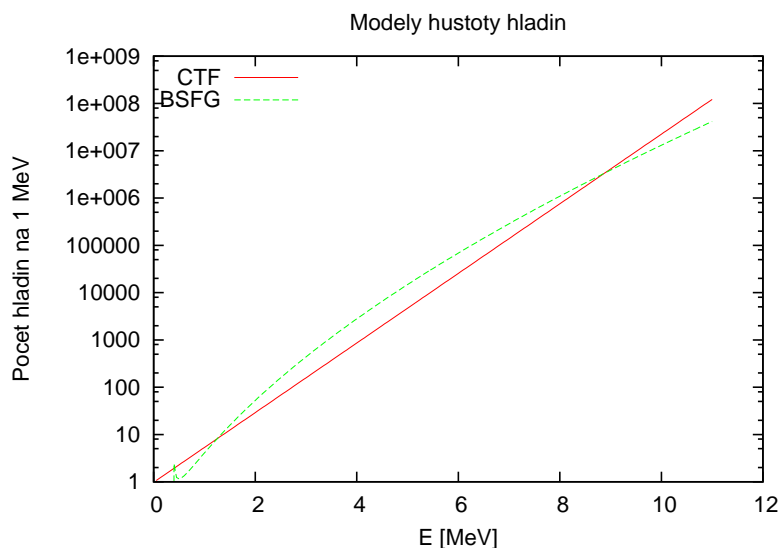
V rámci tohoto modelu je užíván spinový parametr, vstupující do formule skrze spinovou distribuci $f(J)$, ve tvaru nezávislém na excitační energii

$$\sigma_c = (0,98 \pm 0,23)A^{(0,29 \pm 0,06)}. \quad (1.6)$$

Pro oba výše zmíněné modely platí, že parametry a , Δ , E_0 a T vystupující ve formulích (1.2) a (1.5) jsou specifické pro dané jádro a lze je získat fitem experimentálních dat.

Gilbert s Cameronem [4] zároveň rozlišovali mezi dvěma oblastmi excitací - pro nižší excitační energie navrhovali model CTF, zatímco pro vyšší model BSFG. Existují ale i názory [5], že CTF může být dobře platný pro libovolné excitace až k oblasti neutronové separační energie. Práce tento přístup bude akceptovat.

Oba výše zmíněné modely vycházejí z nezávislosti hustoty stavů na paritě. Obhajitelnost tohoto předpokladu se zejména pro malé excitace jeví jako poněkud diskutabilní. Pro srovnání obou modelů viz 1.1.



Obrázek 1.1: Srovnání modelů popisujících hustotu jaderných stavů vysčítaných přes spinovou část pro excitační energie 0 - 12 MeV.

1.2 Elektromagnetické přechody

Uvažujme nyní jádro jako systém složený z bodových nukleonů, z nichž každý nese svůj magnetický dipólový moment a v případě protonů i náboj. Elektromagnetické přechody lze pak chápat jako interakci jaderného systému s vnějším elektromagnetickým polem.

Hamiltonián pro částici o hmotnosti m s nábojem q v poli charakterizovaném skalárním a vektorovým potenciálem ϕ , \vec{A} vypadá následovně

$$H = \frac{\left(\vec{p} - \frac{q}{c}\vec{A}\right)^2}{2m} + q\phi + V_0, \quad (1.7)$$

kde V_0 je vazebný potenciál. Hamiltonián (1.7) lze dále upravit do tvaru

$$H = \underbrace{\frac{\vec{p}^2}{2m}}_{H_0} + V_0 - \underbrace{\frac{q}{2mc}(\vec{A} \cdot \vec{p} + \vec{p} \cdot \vec{A})}_{\mathcal{H}} + q\phi. \quad (1.8)$$

V tomto tvaru je explicitně patrná neporušená část H_0 a poruchový člen \mathcal{H} zahrnující interakci s vnějším polem. Budeme-li uvažovat transverzální kalibrační podmínku $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ a $\phi = 0$ s tím, že $\vec{p} = -i\hbar\nabla$, platí v nejnižším řádu pro poruchu (tj. zanedbání členu kvadratického v A)

$$\mathcal{H} = -\frac{q}{mc}\vec{A} \cdot \vec{p} \quad (1.9)$$

Užitím vztahu pro proudovou hustotu $\vec{\mathcal{J}} = q\frac{\vec{p}}{m}$ lze psát

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{c}\vec{A} \cdot \vec{\mathcal{J}} \quad (1.10)$$

Vnitřní magnetické momenty nukleonů lze ekvivalentně vyjádřit pomocí proudů [6], tudíž není nutné měnit tvar poruchové části Hamiltoniánu, jen je třeba komplexnější definice proudové hustoty \mathcal{J} .

Vnější elektromagnetické pole je dáno řešením Maxwellových rovnic, tedy

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\vec{A}(\vec{r}, t) = 0. \quad (1.11)$$

Rozvojem do komponent s pevnou velikostí vlnového vektoru \vec{k} dle vztahu

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_k \vec{A}_k(\vec{r}) e^{-i\omega t}, \quad (1.12)$$

kde $\omega = ck$, získávám rovnici pro prostorovou část

$$\left(\Delta + k^2\right)\vec{A}_k(\vec{r}) = 0 \quad (1.13)$$

s řešením ve tvaru lineární kombinace $e^{\pm i\vec{k}\vec{r}}$. Příslušné koeficienty jsou dány okrajovými podmínkami. Užitím tohoto výsledku ve vztahu (1.12) získávám

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{N} \sum_k \sum_\eta \left(b_{k\eta} \vec{\epsilon}_\eta e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} + b_{k\eta}^+ \vec{\epsilon}_\eta e^{-i(\vec{k}\vec{r} + \omega t)} \right). \quad (1.14)$$

N je normalizační konstanta. Sumace přes η (polarizace) probíhá přes nezávislé složky \vec{A} , ty jsou pouze dvě, neboť třetí je automaticky dána trasverzální podmínkou $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ a $\vec{\epsilon}_\eta$ pro $\eta = 1$ nebo 2 je tedy jednotkový vektor příslušného směru. Situace je analogická s případem z optiky, kdy zcela obecnou světelnou vlnu mohu rozložit do vln s horizontální a vertikální polarizací. Parametry $b_{k\eta}$ a $b_{k\eta}^+$ jsou vztaheny k okrajovým podmínkám.

Do této chvíle bylo řešení ryze klasické. Rovnice (1.13), která je identická s rovnicí pro harmonický oscilátor, nám však umožňuje chápat elektromagnetickou vlnu jako soubor těchto harmonických oscilátorů s různou frekvencí ω a polarizací η . Celkem přímočaře lze pak tyto úvahy rozvést: Kvantum elektromagnetického pole nabývá energetických hodnot rovných násobcích $\hbar\omega$. Parametry $b_{k\eta}$ a $b_{k\eta}^+$ lze fyzikálně interpretovat jako anihilační a kreační operátory¹. Jádru tedy při interakci s vnějším elektromagnetickým polem je schopno nakreovat či pohltit foton s příslušnou hodnotou velikosti vlnového vektoru k , resp. úhlové frekvence ω a polarizace η .

Doposud jsme implicitně pracovali v kartézské bazi. Ukazuje se však, že je užitečné rozložit řešení do baze sférických tenzorů. Pak budeme elektromagnetické přechody namísto hodnot k a η charakterizovat multipolaritou L a typem X (elektrické, magnetické). Pro výpočty pravděpodobnosti přechodů pak lze s výhodou užít Wigner-Eckartovy věty (W-E).

Připomeňme ještě výběrová pravidla, kterým podléhají gamma přechody v jádrech mezi stavy α a β [7, 8]:

1. Povoleny jsou pouze takové hodnoty multipolarit L , které splňují trojúhelníkovou nerovnost (W-E)

$$|J_\beta - J_\alpha| \leq L \leq J_\beta + J_\alpha. \quad (1.15)$$

2. Paritní výběrové pravidlo:

- elektrické multipólové operátory splňují vztah $(-1)^L \pi_\alpha \pi_\beta = 1$,
- magnetické multipólové operátory splňují vztah $(-1)^{L+1} \pi_\alpha \pi_\beta = 1$.

1.3 Fotonové silové funkce

Pravděpodobnost přechodu mezi počátečním stavem α se spinem J_α do finálního stavu β se spinem J_β skrze emisi fotonu typu X a multipolarity L o energii $E_\gamma = E_\alpha - E_\beta$ lze vyjádřit pomocí parciální šířky gamma rozpadu [1]

$$\Gamma_{\alpha\gamma\beta}^{(XL)} = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(XL)\downarrow, \quad (1.16)$$

kde $B(XL)\downarrow$ je tzv. redukovaná pravděpodobnost přechodu, pro niž platí

$$B(XL)\downarrow = \frac{1}{2J_\alpha + 1} \left| \langle \beta J_\beta || \mathcal{H}^{(XL)} || \alpha J_\alpha \rangle \right|^2. \quad (1.17)$$

Operátor $\mathcal{H}^{(XL)}$ je zodpovědný za emisi či absorpci gamma kvanta příslušného typu a multipolarity.

V oblasti, kde je dostatečná hustota hladin, je vhodné přejít ke středním parciálním rozpadovým šířkám $\bar{\Gamma}_{\alpha\gamma\beta}^{(XL)}$ a přes následující rovnici je vztáhnout k tzv. fotonové silové funkci (photon strength function - PSF) $f^{(XL)}$

¹Pro korektnost by bylo třeba ověřit příslušné komutační relace, viz [6].

$$\bar{\Gamma}^{(XL)}(\alpha \rightarrow \beta) = \frac{f^{(XL)} E_\gamma^{2L+1}}{\rho(\alpha)}, \quad (1.18)$$

Podle principu detailní rovnováhy platí následující vztah mezi parciální rozpadovou šířkou (1.16) a účinným průřezem pro fotoabsorpci $\sigma_{\beta\gamma\alpha}^{(XL)}$ pro foton daného typu a multipolarity

$$\Gamma_{\alpha\gamma\beta}^{(XL)} = \frac{E_\gamma^2}{(\pi\hbar c)^2} \frac{2I_\beta + 1}{2I_\alpha + 1} \sigma_{\beta\gamma\alpha}^{(XL)}. \quad (1.19)$$

Na základě tohoto vztahu lze alternativně definovat fotonovou silovou funkci

$$f^{(XL)}(E_\gamma) = \frac{1}{(\pi\hbar c)^2} \frac{\bar{\sigma}_{tot}^{(XL)}(E_\gamma)}{(2L+1)E_\gamma}, \quad (1.20)$$

kde $\sigma_{tot}^{(XL)}$ je zhlazený absorpční účinný průřez. Rovnice (1.20) předpokládá, že fotoabsorpční účinný průřez závisí jen na energii přechodu E_γ a nikoliv na konkrétních vlastnostech počátečního či koncového stavu (excitační energie, spin, parita). Toto tvrzení je známé jako *Brinkova hypotéza* [9]. Původně byla formulována pro $E1$ přechody, nicméně může být modifikována pro libovolné přechody obecného typu XL . Dnes panují nad touto představou jisté pochybnosti a jsou zkoušeny i modely, v nichž tvar PSFs závisí i na bližších charakteristikách koncového stavu, zejména na jeho excitační energii.

1.3.1 Fluktuační parciálních šířek rozpadu

Předpokládá se, že jednotlivé parciální šířky rozpadu značně fluktuují kolem středních hodnot, přičemž příslušné fluktuační lze popsat tzv. Porter-Thomasovým rozdělením s hustotou pravděpodobnosti vyjádřenou formulí [10]

$$P(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^{-x/2} dx, \quad (1.21)$$

kde $x = \Gamma_{\alpha\gamma\beta}^{(XL)} / \bar{\Gamma}_{\alpha\gamma\beta}^{(XL)}$. Pro detailnější popis viz [1].

1.3.2 $E1$ fotonová silová funkce

Baldwin a Kleiber [11] roku 1947 zjistili širokou rezonanci fotoabsorpčního účinného průřezu nad neutronovou separační energií. Ta byla teoreticky popsána již dříve [12] a interpretována jako pohyb neutronové a protonové složky v protifázi. Tento jev má elektrický dipólový charakter a tudíž bývá označován jako *Gigantická dipólová elektrická rezonance* (Giant dipole electric resonance - GDER). Maximum se nachází v oblasti 15 MeV a šířka rezonance je přibližně 5 MeV [8]. Předpokládá se, že nízkoenergetický chvost této rezonance má významný vliv na elektromagnetické jaderné přechody pod neutronovou separační energií. Otázka jeho přesného tvaru však dnes zůstává nadále nezodpovězená.

Nejčastěji užívaným modelem pro $E1$ PSF bývá *Brink-Axelův* (BA). Předpokládá lorentzovský tvar $\bar{\sigma}_{tot}^{(XL)}$ z rovnice (1.20). Jeho vyjádření je následující

$$f_{BA}^{(E1)}(E_\gamma) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} C_\Sigma \frac{E_\gamma \Gamma_G}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_G^2}, \quad (1.22)$$

Tvar PSF daný rovnicí (1.22) dobře vystihuje fotojaderná experimentální data v oblasti maxima rezonance. Veličiny E_G a Γ_G jsou střed a pološířka rezonance a bývají udávány v MeV. Faktor C_Σ má charakter normalizační konstanty a bývá získáván fitem experimentálních dat. Obecně platí vyjádření

$$C_\Sigma = \sigma_G \Gamma_G, \quad (1.23)$$

kde σ_G je účinný průřez pro maximum rezonance.

Pro jádra, která vykazují statickou kvadrupólovou deformaci, je pozorováno rozštěpení GDER, takže $E1$ je popsána nekoherentní superpozicí dvou rezonancí ve tvaru (1.22) s dvěma sadami parametrů E_G , Γ_G a σ_G . Teoretické vysvětlení pro toto rozštěpení plyne z hydrodynamického modelu, kdy tvar rezonance je svázán s povrchovými vlastnostmi „jaderné kapky“. Oscilace ve směru symetrie jádra a oscilace ve směru kolmém budí dva různé rezonanční módy.

Experimentálně se ukázalo, že pro sférická jádra BA model není vhodný. Pro případy jader deformovaných významnější odchylky od reality pozorovány nebyly.

Dalším používaným modelem pro $E1$ PSF je tzv. KMF model. Jeho název je odvozen od jmen jeho autorů S. G. Kadmského, V. P. Markusheva a V. I. Furmana. V rámci tohoto modelu je fotonová silová funkce $f^{(XL)}$ závislá nejen na energii přechodu E_γ , ale i na excitační energii jádra. Ta je vyjádřena skrze teplotu koncového stavu T_f . Podle [13] platí vztah

$$f_{KMF}^{(E1)}(E_\gamma, T_f) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} F_K \frac{\Gamma_G}{E_G^2} \frac{E_G \Gamma_G(E_\gamma, T_f)}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2}, \quad (1.24)$$

kde pro člen $\Gamma_G(E_\gamma, T_f)$ můžeme psát

$$\Gamma_G(E_\gamma, T_f) = \frac{\Gamma_G}{E_G^2} \times (E_\gamma^2 + 4\pi^2 T_f^2). \quad (1.25)$$

Jaderná teplota pro jádro o excitační energii E_f je [13]

$$T_f = \sqrt{\frac{E_f - \Delta_p}{a}}, \quad (1.26)$$

kde a je výše zmíněný jednočásticový parametr hustoty hladin ze vztahu (1.2) a Δ_p je korekce na párování. Pro faktor F_K bylo navrženo [13] $F_K = 0,7$.

Výstupy KMF modelu byly porovnány s intenzitami primárních $E1$ přechodů při reakcích typu (n, γ) pro několik sférických jader [14, 15]. Výsledky byly v dobré shodě v oblasti nižších energií, naopak v blízkosti GDER model selhává. Toto je patrné již z toho, že výraz ve vztahu (1.24) diverguje pro $E_\gamma \rightarrow E_G$.

Pro jádra s $A \sim 200$ se v literatuře vyskytují úvahy o existenci další rezonance dipólového charakteru [16]. Hovoří se o ní jako o *Trpasličí (Pygmy) rezonanci*.

Podle práce [16] se v jádře ^{198}Au nachází na energii $E_{PY} = 5,9$ MeV, má šířku $\Gamma_{PY} = 1,7$ MeV a pro účinný průřez v maximu rezonance platí $\sigma_{PY} < 8$ mb .

1.3.3 $M1$ fotonová silová funkce

Pro energie nad neutronovou separační energií jsou relevantní experimentální data ohledně $M1$ PSF velmi řídká. Je to z důvodu dominance $E1$ přechodů v této oblasti. V oblasti nižších energií je množství dat srovnatelné s $E1$ PSF.

Nejjednodušší model $M1$ PSF pro sférická jádra je jednočásticový model (Single particle - SP) [17]. Odpovídá mu $f_{SP}^{(M1)} = \text{konst}$, jejíž hodnotu lze získat z poměru $f^{(M1)}/f^{(E1)}$ pro energii circa 7 MeV. Pro většinu jader s $A \geq 100$ je tento poměr 7 ± 1 [18].

Dalším používaným je model spin-flipové rezonance (SF). V tomto modelu je tvar $M1$ silové funkce popsán výrazem daným rovnicí (1.22). Energie této rezonance je však v oblasti 7 MeV a šířka je pravděpodobně 3 MeV.

V současné době neexistují dostatečná experimentální data, aby bylo možné rozhodnout, který z modelů je vhodnější.

V polovině 80. let byla pomocí neelastických rozptylových experimentů elektronů na deformovaných jádrech potvrzena existence dalšího $M1$ módu, který byl teoreticky předpovězen o dekádu dříve. Jeho zdrojem je pravděpodobně protiběžný pohyb protonové a neutronové kapaliny připomínající pohyb nůžkových čepelí. Z toho vznikl název *Nůžkový mód* (Scissors mode - SM). Poloha této rezonance je v oblasti 3 MeV. Její tvar se opět většinou popisuje (1.22). Ve sférických jádrech se tento mód neprojevuje.

1.3.4 $E2$ fotonová silová funkce

K dipólovým přechodům může někdy ještě viditelněji přispět kvadrupólový elektrický přechod. Pro excitovaná jádra s nízkou hodnotou spinu však hraje jen minoritní roli.

V počátku 70. let byl objeven rezonanční charakter $E2$ přechodů při neelastickém rozptylu elektronů, protonů a α částic na jádrech [19]. Za jeho původ byla označena tzv. *Gigantická kvadrupólová elektrická rezonance* (Giant quadrupole electric resonance - GQER). Opět se jedná o kolektivní jaderný pohyb, resp. povrchovou oscilaci neutronů společně s protony.

Polohu rezonance lze vyjádřit jako $E_R [\text{MeV}] = 63A^{-1/3}$, pološířku $\Gamma_R [\text{MeV}] = 6,11 - 0,012A$ a účinný průřez pro maximum rezonance $\sigma_R [\text{mb}] = \frac{1,5 \cdot 10^{-4} Z^2 E_R^2 A^{-1/3}}{\Gamma_R}$ [20, 21], kde za E_R a Γ_R dosazujeme v MeV.

Vzhledem k nízkým intenzitám přechodů $E2$ bývá často k aproximaci příslušné silové funkce využíván jednočásticový model $f_{SP}^{(E2)} = \text{konst}$.

Fotonové silové funkce pro vyšší multipolarity neuvádím, jelikož je jejich existence při přechodech v atomovém jádře silně potlačena. Dopusud bylo pozorováno jen několik přechodů těchto typů, zejm. v oblasti nízkých excitací.

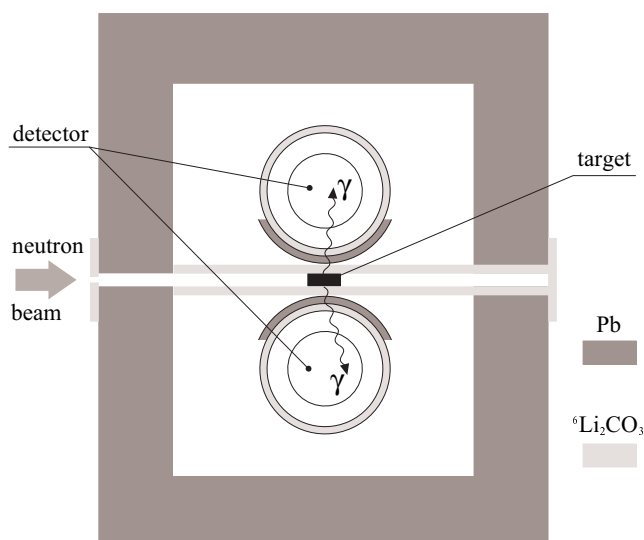
2. Experimentální uspořádání a vlastnosti měřící aparatury

2.1 Dvoustupňové gamma kaskády

Studium reakcí typu (n, γ) v minulých desetiletích přineslo široké množství spektroskopických dat pro oblasti nízko ležících jaderných hladin. Zájem se pomalu přesunul k reakcím s lehkými a těžkými ionty, s jejichž pomocí je možné studovat stavy s vyššími hodnotami spinu. Nicméně se ukazuje, že reakce se záchytem tepelných neutronů mohou stále přinášet nové informace jmenovitě právě o fotonových silových funkcích.

V polovině padesátých let představil Hoogenboom [22] metodu studia spekter z tzv. *dvoustupňových gamma kaskád* (Two-step cascades - TSC). Ta byla později modifikována pro použití germaniových detektorů [23]. Jde o koincidenční měření s dvěma detektory, kdy detekujeme vždy energii dvou fotonů z kaskády. Z elektroniky pak získáme informace o energii deponované v prvním detektoru $E_{\gamma 1}$, v druhém detektoru $E_{\gamma 2}$ a časový rozdíl obou signálů τ_0 .

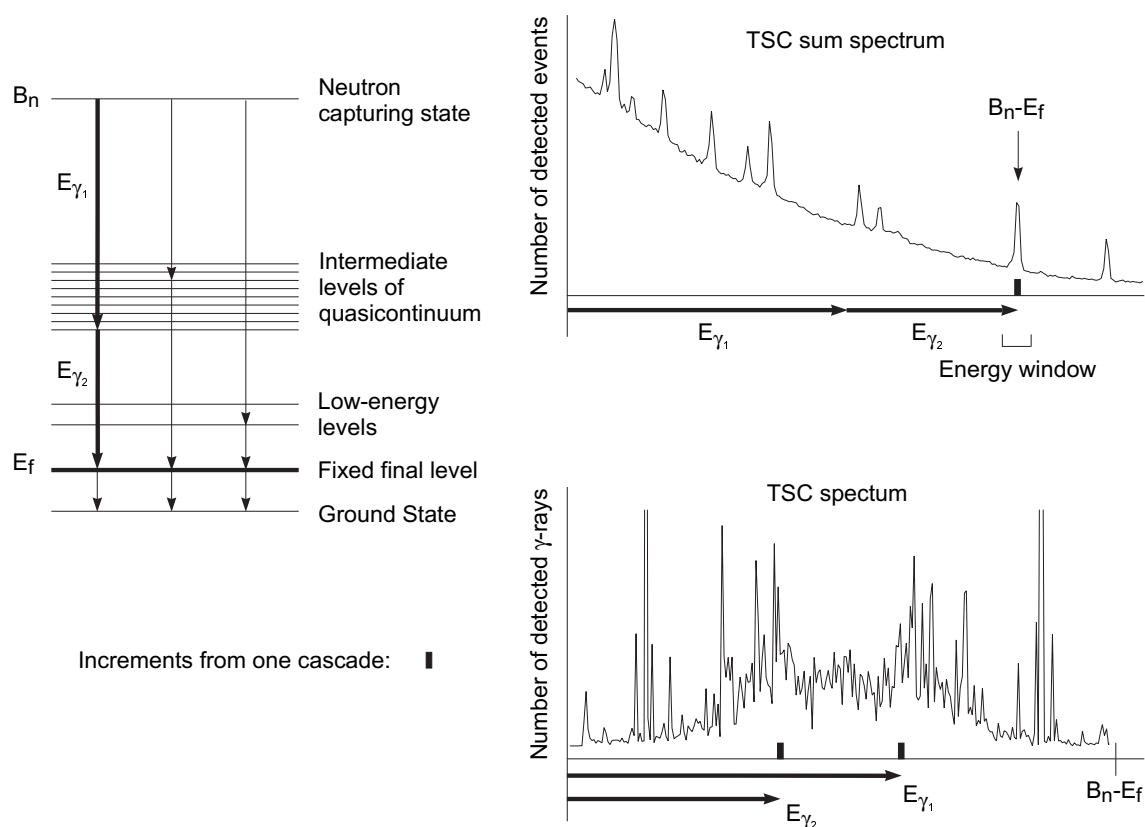
Experiment založený na výše zmíněné metodě, z něhož pocházejí zpracovávaná data, se uskutečnil v Řeži u Prahy v Ústavu jaderné fyziky Akademie věd České republiky. Zdrojem tepelných neutronů byl výzkumný lehkovodní reaktor LVR-15. Byla studována reakce $^{195}\text{Pt}(n, \gamma)^{196}\text{Pt}$. Transport neutronů k terči je prováděn pomocí „neutronového vodiče“. Ten je veden po oblouku s poloměrem křivosti 825 m a jeho vnitřní povrch je potažen reflekcí vrstvou niklu o tloušťce 2000 Å. Na ní dochází k odrazu tepelných neutronů, zatímco energetičtější část neutronového spektra projde skrz. Tok neutronů v oblasti terče je $j = (2,8 \pm 0,5) \cdot 10^6 \text{ n cm}^2/\text{s}$, přičemž velikost svazku je dále ořezána na finálních $20 \times 2 \text{ mm}^2$.



Obrázek 2.1: Schéma TSC měřící aparatury [1].

Na obrázku 2.1 je schematicky znázorněno uspořádání experimentu. K detekci gamma záření jsou využívány dva germaniové detektory. Ty jsou stíněny proti pozadí pomocí olova a polyethylenových cihel s bórem. Stěny držáku vzorku jsou tvořené ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$, aby stínily detektory proti neutronům rozptýleným na vzorku. Těsně před vlastními detektory je tenká vrstva olova, jejímž účelem je potlačení účinnosti detektorů pro nízké energie. Toto odpovídá snaze snížit vliv procesu, kdy se gamma kvantum rozptýlí v jednom detektoru pod takovým úhlem, že je posléze detekováno i v detektoru druhém. Pro bližší informace viz [24].

V oblasti našeho zájmu budou nyní takové signály, které odpovídají deponovaným energiím v detektorech splňující $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = E_{\Sigma}$. Energie E_{Σ} odpovídá přechodu ze záchyťového stavu do pevně dané nízko ležící finální hladiny o energii E_f (tzv. *TSC finální hladina*). Platí tedy $E_{\Sigma} = B_n - E_f$. Spektrum z jednoho detektoru pak obsahuje všechny energie, přes které probíhala kaskáda. Takovému spektru budeme říkat *TSC spektrum*. Znázornění postupu pro tvorbu TSC spektra je na obrázku 2.2.



Obrázek 2.2: Tvorba TSC spektra [1]

Prochází-li kaskáda přes dobře definovanou nízko ležící hladinu, objeví se tento přechod v TSC spektru jako diskretní čára. V případě přechodu přes oblast s vyšší hustotou hladin získáváme kvazispojitou část (střed TSC spektra). Jak již bylo řečeno, v této části lze užít statistického přístupu a testovat modely PSFs.

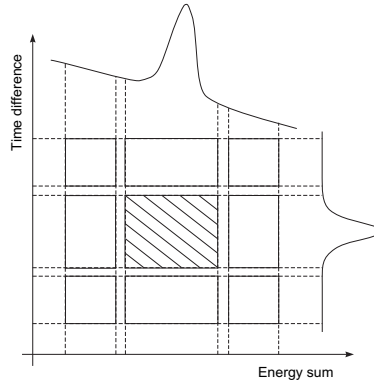
Intenzita dvoukrokové kaskády z počátečního i stavu do koncového f skrze

mezihladinu m je dána jako [7]

$$I_{\gamma\gamma} = \frac{\Gamma_{i\gamma m} \Gamma_{m\gamma f}}{\Gamma_{i\gamma} \Gamma_{m\gamma}} = \text{const} \times E_{\gamma_1}^3 E_{\gamma_2}^3 f(E_{\gamma_1}) f(E_{\gamma_2}), \quad (2.1)$$

kde $\Gamma_{i\gamma}$ odpovídá totální sumační šířce podle $\Gamma_{i\gamma} = \sum_f \Gamma_{i\gamma f}$, kde sumujeme přes všechny přípustné finální stavy f . U PSFs $f(E_{\gamma_1})$ a $f(E_{\gamma_2})$ je předpokládána hladká závislost na energiích přechodu, nicméně je třeba též brát v úvahu efekt Porter-Thomasových fluktuací.

Koincidenční spektrum je ovlivněno pozadím, které je nutné eliminovat. Jde jednak o náhodné koincidence, kdy jsou v daném časovém okně zaznamenány dva fotony nepříslušející jedné kaskádě, a jednak o koincidence způsobené vlivem Comptonova rozptylu. Dva fotony s celkovou energií vyšší, než je předem definovaná suma E_{Σ} , mohou přispět, pokud vhodný přebytek energie unikne právě v rámci Comptonova rozptylu. K potlačení výše zmíněných jevů je využívána speciální skenovací metoda [24], kdy v rovině (energetická suma) \times (časová difference) je kolem zvoleného píku lokalizováno osm pravoúhlých oblastí. Z koincidenčních spekter v těchto osmi oblastech lze odvodit vhodnou korekci na uvažované efekty. Grafické znázornění této metody je na obrázku 2.3.



Obrázek 2.3: K metodě eliminace pozadí pro TSC spektra [1].

Jelikož detektory nerozlišují mezi primárními a sekundárními fotony, je TSC spektrum, které je opravené na pozadí a účinnost detektoru, symetrické podle středu. Nelze však úplně zanedbat vliv intenzivnějších vícekrokových kaskád, které mohou do TSC spekter přispívat „falešnými“ linkami. Experimentálně se tento jev nedá odstranit, lze jej však zohlednit v simulacích.

Dále je nutné přihlédnout k efektu vetování. Takto je oznažována situace, kdy společně s plně detekovanými dvěma fotony z kaskády do vyššího než základního stavu je detekován i foton, který odpovídá rozpadu finální TSC hladiny. Tím je porušena energetická suma a událost je vyřazena z TSC spektra. Korekce na tento jev je možná, známe-li totální účinnosti detektorů.

2.2 Účinnostní kalibrace detektorů

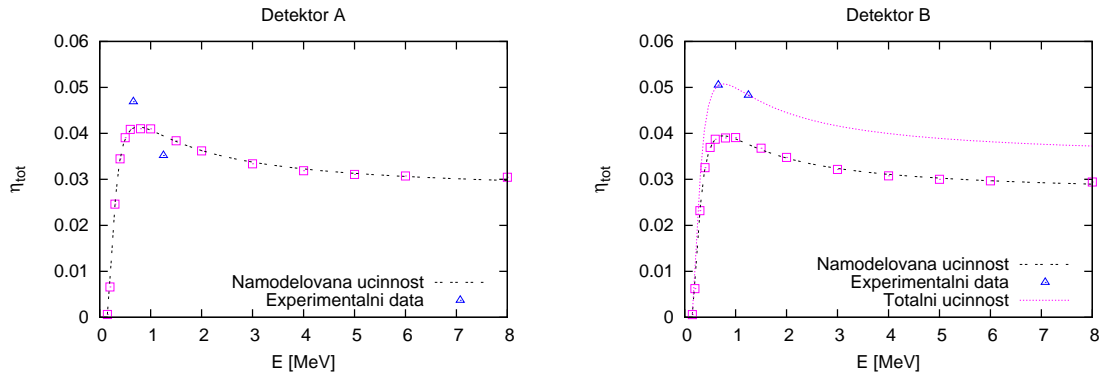
Abychom byli schopni správně interpretovat naměřená data, je třeba je korigovat na účinnost měřící aparatury. Pouze pak je možné provádět relevantní srovnání

s výstupy simulací. Budeme rozlišovat mezi účinností *totální* a *píkovou*.

Jako totální účinnost budeme označovat pravděpodobnost, že gamma kvantum zanechá v aktivní zóně detektoru nějakou část své energie z intervalu $(0, E_\gamma]$, kde E_γ je energie fotonu. Toto lze vyjádřit jako poměr detekovaných kvant N ku počtu emitovaných A .

$$\eta_{tot}(E_\gamma) = \frac{N}{A}. \quad (2.2)$$

Experimentálně lze určit jen několik málo bodů pro totální účinnost, neboť je k tomu zapotřebí monochromatických zářičů. Takovým je ^{137}Cs s energií přechodu 661,7 keV. Dále lze užít zářiče ^{60}Co s dvěma blízkými energetickými přechody na energiích 1173 keV a 1332 keV. Metodika je pak taková, že průběh totální účinnosti detektoru je teoreticky namodelován a křivka je následně přenásobena tak, aby fitovala experimentální data. Toto je podloženo myšlenkou, že tvar energetické závislosti totální účinnosti se mění jen minimálně s malými změnami geometrie. Na obrázku 2.4 uvádím totální účinnosti pro oba použité detektory.

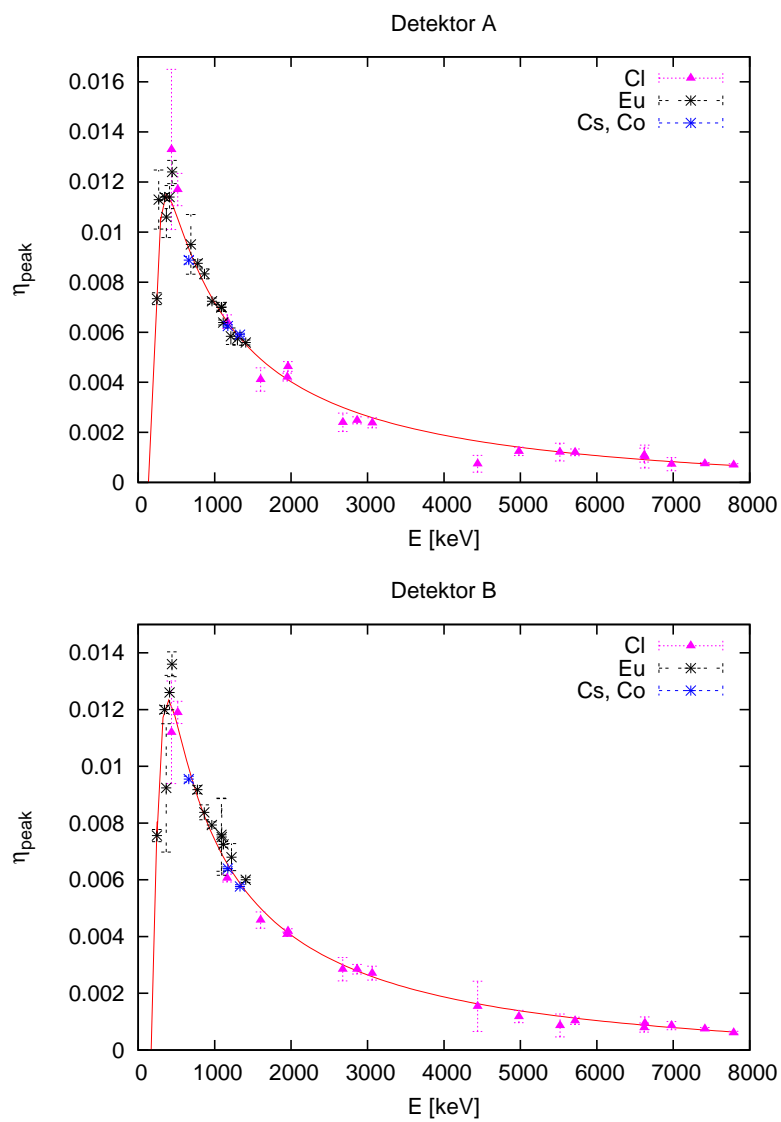


Obrázek 2.4: Totální účinnosti detektorů. V případě detektoru A byla ponechána namodelovaná účinnost, neboť není vhodnější fit experimentálních dat.

Analogicky lze definovat píkovou účinnost tak, že ve vztahu (2.2) nahradíme celkový počet pulzů plochou příslušného píku, tedy

$$\eta_{peak}(E_\gamma) = \frac{S}{A}, \quad (2.3)$$

Jedná se o vyjádření pravděpodobnosti, že foton je v aktivní zóně detektoru plně pohlcen. Na obrázku (2.5) jsou píkové účinnosti pro použité detektory. K jejímu určení jsme použili zářičů ^{137}Cs , ^{60}Co a ^{152}Eu a dat z reakce $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)$. V případě chlóru, pro který nelze rozumně určit aktivitu, a tak dosadit za A do (2.3), bylo nutno provést normalizaci na data radioaktivních zářičů.

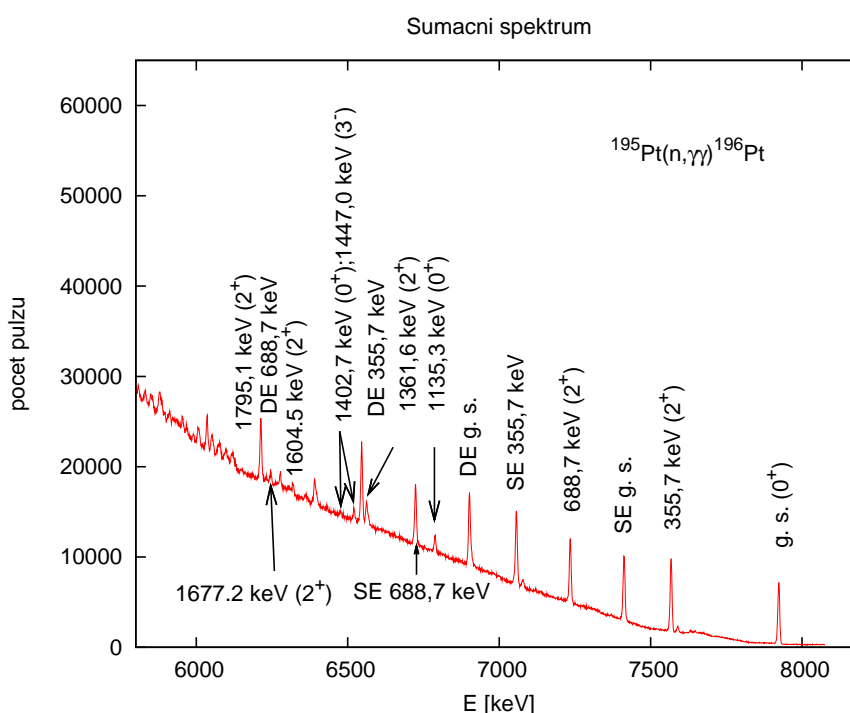


Obrázek 2.5: Píkové účinnosti detektorů

3. Výsledky zpracování dat

3.1 Experimentální TSC spektra

Z důvodů stability měřící aparatury jsou experimentální data uložena v několika souborech odpovídajícím nabírání dat po určitý časový interval. Pro každý tento soubor je třeba provést energetickou kalibraci a teprve poté je lze korektně sečíst a v dalším zpracování uvažovat spektra získaná z celého měření. Získané sumační spektrum je na obrázku 3.1. V něm se nám podařilo identifikovat 10 píků, které odpovídají TSC přechodům do hladin, jejichž energie jsou na 3.1 explicitně vypsané včetně spinu a parity [25].

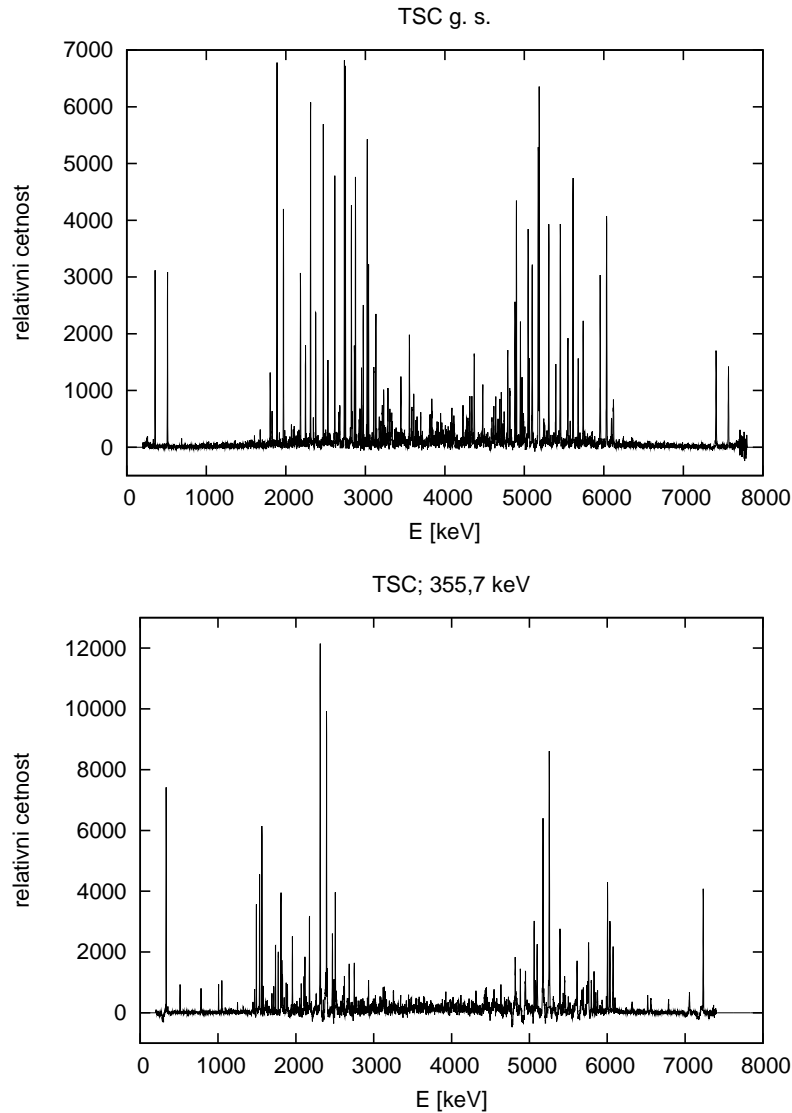


Obrázek 3.1: Sumační spektrum pro reakci $^{195}\text{Pt}(n, \gamma)^{196}\text{Pt}$. Symboly SE a DE označují únikové píky, *single escape* a *double escape*

Pro těchto 10 hladin jsme připravili pomocí softwaru, který byl k dispozici, TSC spektra. Před porovnáním se simulacemi jsou TSC spektra dále korigována na účinnost detektorů pro různé energie gamma záření. Spektra po této korekci jsou pro dvě nejnižší TSC hladiny na obrázku 3.2. Lze na nich pozorovat charakteristickou strukturu nárůstu intenzit přechodů v oblasti cca 5,5 MeV a symetricky 2,5 MeV. Takovýto tvar mají TSC spektra pro všechny volené hladiny.

3.2 Výsledky simulací

Pomocí programu *DICEBOX* [26] byly simulovány rozpady jádra ^{196}Pt pro několik standardně užívaných modelů fotonových silových funkcí a hustoty hladin. Užití modelové kombinace lze nalézt v tabulce 3.1, příslušné PSFs jsou též vykresleny



Obrázek 3.2: Experimentální TSC spektra pro přechod do základního (*g. s.*) a prvního excitovanéh (355,7 keV) stavu v jádře ^{196}Pt .

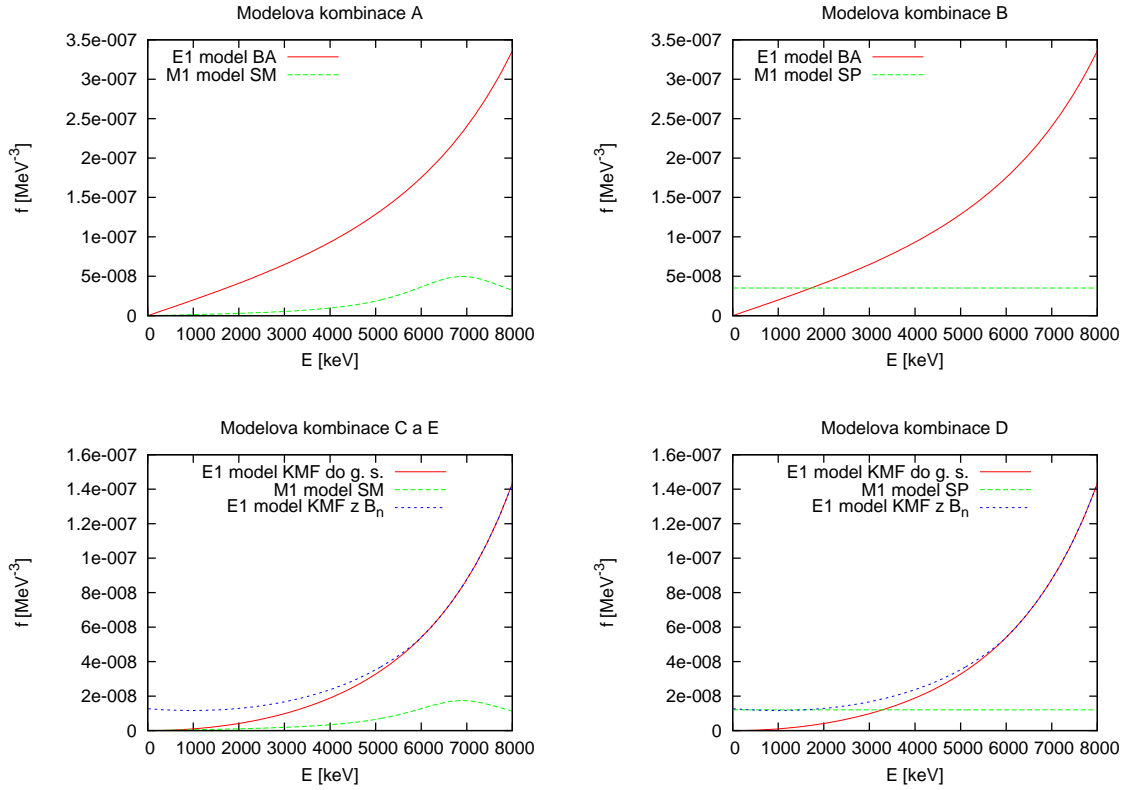
na obrázku 3.3.

K efektivnímu porovnání bylo třeba experimentální a simulovaná data nanormovat. K tomu jsme použili dva TSC přechody se známou intenzitou [25]. V našem případě šlo o přechod do základního stavu přes hladinu 355,7 keV a o přechod do prvního excitovaného stavu přes hladinu 1135,3 keV. Podle [25] dochází k těmto zvoleným přechodům v 0,3% gamma rozpadů po záchytu termálního neutronu.

K potlačení vlivu Porter-Thomasových fluktuací je vhodné vysčítat experimentální TSC spektra přes širší energetické intervaly. Budeme rozlišovat [8] mezi tzv. integrovanými TSC spektry vysčítanými přes interval ΔE široký typicky několik MeV symetricky lokalizovaný kolem středu spektra a tzv. detailními TSC spektry, v našem případě s šířkou binu 100 keV. V případě detailních TSC spekter je sice vliv Porter-Thomasových fluktuací významnější, umožňují nám však lépe

Kombinace	Model pro $E1$	Model pro $M1$	Model pro $E2$	Model pro ρ
A	BA	SM	SP	CT
B	BA	SP	SP	CT
C	KMF	SM	SP	BSFG
D	KMF	SP	SP	BSFG
E	KMF	SM	SP	CT

Tabulka 3.1: Použité modelové kombinace pro simulace programem *DICEBOX*



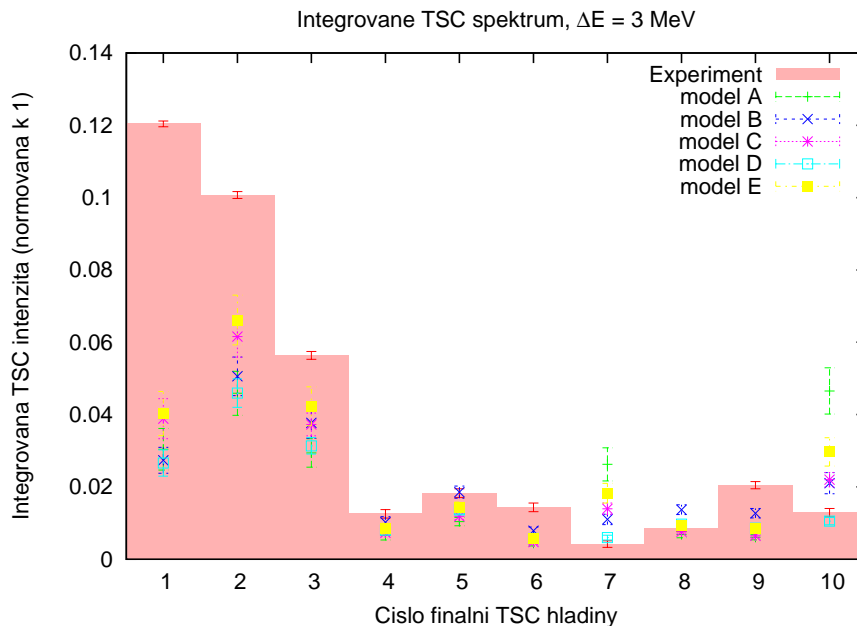
Obrázek 3.3: Fotonové silové funkce pro použité modelové kombinace

nahlédnout struktury TSC spektrech o šířkách větších než je šířka voleného binu.

Vliv Porter-Thomasových lze zahrnout tak, že budeme provádět simulace pro více umělých jader. V této práci bylo užito simulací s 50 takovými modelovými jádry. Vliv Porter-Thomasových fluktuací se projeví jako neurčitost simulovaných dat. V příložených obrázcích je tato neurčitost znázorněna pomocí střední kvadratické odchylky.

Na obrázku 3.4 je integrované TSC spektrum vysčítané pro energetický interval $\Delta E = 3$ MeV a porovnání s modelovými kombinacemi z tabulky 3.1. Je evidentní, že žádný z testovaných modelů neodpovídá experimentu, zejména pro TSC do základního a prvního excitované stavu jsou odlišnosti značné.

Hlavní důvod tohoto nesouladu je pak vidět z porovnání detailních TSC spekter. Pro modelovou kombinaci D a tři nejnižší hladiny, pro která mají experi-



Obrázek 3.4: Integrované TSC spektrum sečtené přes interval $\Delta E = 3$ MeV. Čísla hladin odpovídají vzestupně čísloným hladinám z obr. 3.1, tedy hladina 1 odpovídá *g. s.*, hladina 2 prvnímu excitovaném o energii 355,7 keV atd.

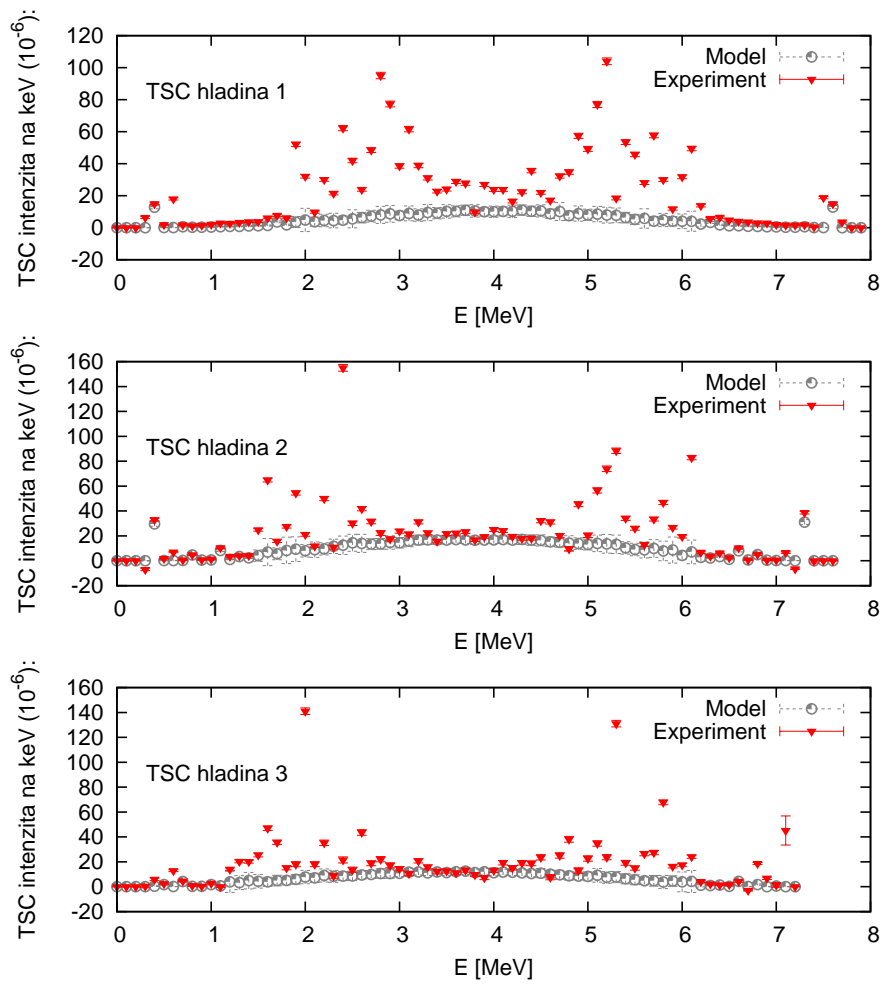
mentální data největší statistiku, je patrné, že model nedokáže správně popsat realitu. Pohledem na obrázek 3.3 je zjevné, že použité tvary PSFs v simulacích v oblasti 5 MeV neodpovídají nárůstu intenzity ve spektrech. Jejich monotónní chování v této oblasti nevysvětluje dostatečně ony „hrby“ přítomné v experimentálních spektrech. V případě ostatních použitých modelů je situace analogická.

Rezonanční struktury v experimentálních TSC spektrech silně naznačují přítomnost Pygmy rezonance. V souladu s [16] jsme volili parametry do simulací polohu rezonance $E_{PY} = 5,9$ MeV, šířku $\Gamma_{PY} = 1,7$ MeV a účinný průřez v maximum rezonance $\sigma_{PY} = 8$ mb. Tvar příslušné *E1* PSF je na obrázku 3.6. Porovnání detailních TSC spekter s výsledky simulací pro tento model je na obrázku 3.7.

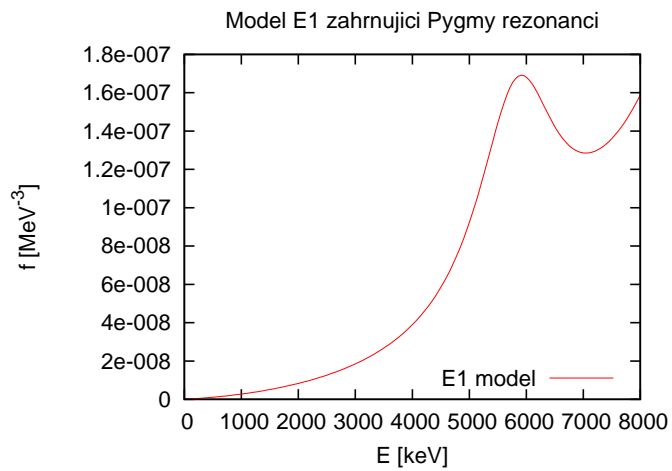
Opět je patrné, že modelová situace nepopisuje dobře realitu. Postulování Pygmy rezonance s uvedenými parametry se v simulacích příliš neprojevovalo.

Experimentální data ukazují na to, že poloha Pygmy rezonance by se měla nacházet spíše na energii $E_{PY} = 5,2$ MeV s šířkou $\Gamma_{PY} = 1,9$ MeV. Pokud použijeme takovéto parametry a účinný průřez zachováme nezměněný, vypadá porovnání TSC spekter a modelu podle obrázku 3.8. Tyto vstupní parametry byly voleny tak, aby odpovídaly odpozorovaným vlastnostem v experimentálních TSC spektrech. Je opět zjevné, že model nevyhovuje.

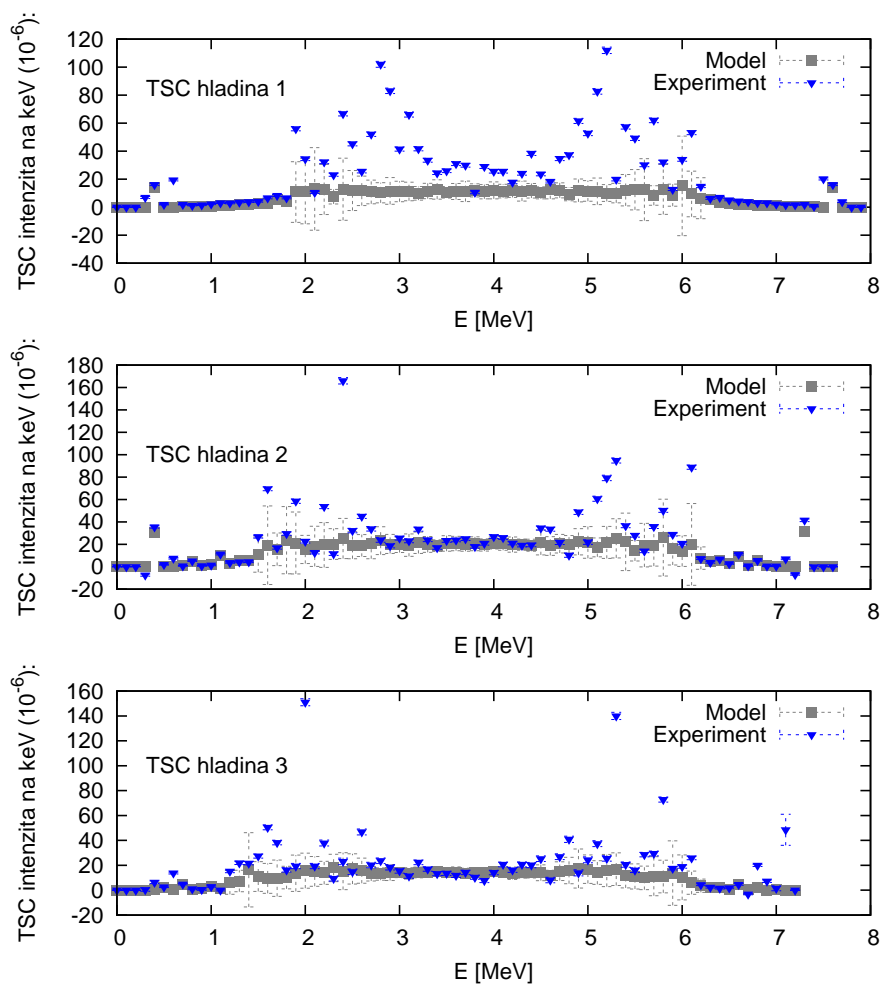
Získané výsledky ukazují na to, že ani Pygmy rezonance s parametry blízkými hodnotám dostupným v literatuře nedokáže vysvětlit tvar TSC spekter. Hledání dalších možností jak popsat tvar TSC spektra jde však za rámec této práce.



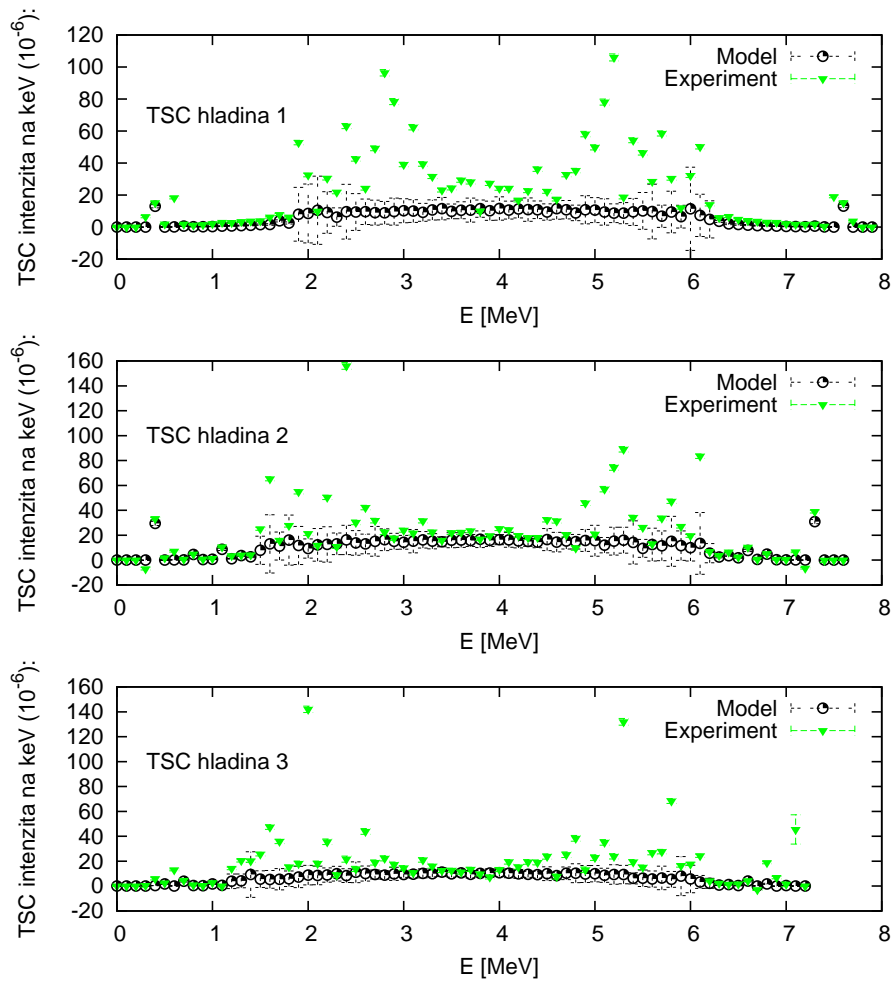
Obrázek 3.5: Ukázka detailních TSC spektrů pro modelovou kombinaci D



Obrázek 3.6: Model fotonové silové funkce zahrnující Pygmy rezonanci na energii 5,9 MeV



Obrázek 3.7: Ukázka detailních TSC spektrů pro model zahrnující Pygmy rezonanci s parametry dle [16]



Obrázek 3.8: Ukázka detailních TSC spektrů pro model zahrnující Pygmy rezonanci s parametry $E_{PY} = 5,2$ MeV, $\Gamma_{PY} = 1,9$ MeV, $\sigma_{PY} = 8$ mb.

Závěr

Cílem této práce bylo základní zpracování dat z měření dvoukrokových gamma kaskád v jádře ^{196}Pt z reakce $^{195}\text{Pt}(n, \gamma)^{196}\text{Pt}$ za účelem získat informace o fotonových silových funkcích. Měření probíhalo v Ústavu jaderné fyziky AVČR v Řeži u Prahy. Autor se vlastního měření neúčastnil. V rámci zpracování dat byly provedeny následující kroky:

- Byly určeny totální i píkové účinnosti použitých detektorů.
- Experimentální TSC spektra byla zpracována do podoby, v níž jsou porovnatelná se simulacemi.
- Experimentální TSC spektra byla porovnána s výsledky simulací provedených v rámci statistického přístupu k rozpadu jader pro několik nejčastěji používaných modelů PSFs.

Hlavní závěry této práce jsou:

- Standardní modely nedokážou popsat tvar TSC spekter.
- Experimentální TSC spektra pro všechny stavy vykazují rezonanční struktury v oblasti 5 - 6 MeV. Tyto struktury naznačují, že je nutné postulovat tzv. Pygmy rezonanci. Ukazuje se však, že ani toto nevede k akceptovatelnému souhlasu mezi realitou a modelovou situací.

Hledání vysvětlení popisu TSC spektra jde za rámec této bakalářské práce.

Seznam použité literatury

- [1] M. Krtička, Doctoral Thesis, April 2002
- [2] H.A. Bethe, *Phys. Rev.* **50** (1936) 332; H.A. Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **9** (1937) 69
- [3] T.D. Newton, *Can. J. Phys.* **34** (1956) 804
- [4] A. Gilbert and A.G.W. Cameron, *Can. J. Phys.* **43** (1965) 1446
- [5] T. von Egidy and D. Bucurescu, *Phys. Rev.* **C72** (2005) 044311
- [6] S. S. M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co., Weinheim, 2004
- [7] J. Kroll, Bakalářská práce, Červen 2007
- [8] P. Chudoba, Bakalářská práce, Červen 2011
- [9] D.M. Brink, Thesis, Oxford University, 1955
- [10] C.E. Porter and R.G. Thomas, *Phys. Rev.* **C2** (1956) 2030
- [11] G.C. Baldwin and G.S. Kleiber, *Phys. Rev.* **71** (1947) 3; *Phys. Rev.* **73** (1948) 1156
- [12] A.B. Migdal, *J. Phys. (USSR)* **8** (1944) 331
- [13] S.G. Kadenskij, V.P. Markushev and V.I. Furman, *Sov. J. Nucl. Phys.* **37** (1983) 165, *Yad. Fiz.* **37** (1983) 227
- [14] F. Bečvář *et al.*, *Yad. Fiz.* **46** (1987) 3
- [15] F. Bečvář, M.E. Montero-Cabrera, Huynh Thuong Hiep and S.A. Telezhnikov, in *Proc. of the 6th Int. Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, Lauven, Belgium, 1987
- [16] M. Krtička *et al.*, in *Proc. of Frontiers in Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions*, Kos, Greece, 2005
- [17] J.M. Blatt and V.F. Weisskopf *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1952
- [18] B. J. Allen *et al.*, *Neutron Radiative Capture*, Pergamon Press, 1984
- [19] J. Speth, *Int. Rev. of Nucl. Phys* **7** (1991), Electric and Magnetic Giant Dipole Resonances in Nuclei (World Scientific) 56
- [20] K.A. Snover, *Ann. Rep. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 545
- [21] W.V. Prestwich, M.A. Islam and T.J. Kennett, *Z. Phys.* **A315** (1984) 103
- [22] A. M. Hoogenboom, *Nucl. Instr. Meth.* **3** (1958) 57

- [23] S. T. Boneva et al., *Particles and Nuclei* **22** (1991) 479
- [24] J. Honzátko, K. Konečný, I. Tomandl, J. Vacík, F. Bečvář and P. Cejnar, *Nucl. Instr. Meth.* **A376** (1996) 434
- [25] National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov>
- [26] F. Bečvář, *Nucl. Instr. Meth.* **A417**, (1998) 434

Seznam použitých zkratek

PSF – Photon Strength Function – fotonová silová funkce

TSC – Two Step Cascade – dvoukroková kaskáda

BSFG – Back Shifted Fermi Gas – model fermiho plynu se zpětným posuvem

CTF – Constant Temperature Formula – model s konstantní teplotou

GDER – Gigant Dipole-Electric Resonance – gigantická dipólová elektrická rezonance

GQER – Gigant Quadrupole-Electric Resonance – gigantická kvadrupólová elektrická rezonance

BA – Brink-Axel – Brinkův-Axelův model pro $E1$ PSF

KMF – Kadomensky, Markushev and Furman – model Kadomenského, Markusheva a Furmana pro $E1$ PSF

SP – Single Particle – jednočásticový model

SF – Spin-Flip – spin-flipová rezonance pro $M1$ PSF

SM – Scissors Mode – nůžkový mód pro $M1$ PSF