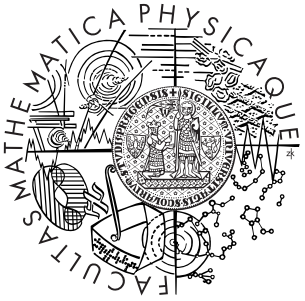
Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Jiří Kroll

Fotonové silové funkce v jádře ^{160}Tb z měření dvoukrokových γ kaskád

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí diplomové práce: Mgr. Milan Krtička, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Název studijního oboru: Jaderná a subjaderná fyzika

Praha 2009

V první řadě bych chtěl poděkovat Mgr. Milanovi Krtičkovi, Ph.D. za příkladné vedení této práce, poskytnutí odborné literatury a specializovaného softwaru, zejména však za všechen čas společně strávený nad diskusemi věnovanými studované problematice.

Velice děkuji také Mgr. Ivu Tomandlovi, CSc. za poskytnutí experimentálních dat naměřených na výzkumném reaktoru v Řeži.

V neposlední řadě děkuji své rodině, přítelkyni a všem přátelům za obrovskou podporu při tvorbě této diplomové práce.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Praze dne 13. dubna, 2009 Jiří Kroll

Obsah

1 Úvod **10**

2 Teoretický popis fotonových silových funkcí a hustoty energetických hladin **13**

2.1 Hustota jaderných stavů 13

2.2 Teorie elektromagnetického pole 17

2.2.1 Maxwellovy rovnice 17

2.2.2 Řešení vlnové rovnice - sférické vlny 18

2.2.3 Řešení vlnové rovnice - rovinné vlny 19

2.2.4 Vztah mezi rovinnými a sférickými vlnami 21

2.2.5 Interakce elektromagnetického pole s mikrosystémem 21

2.3 Fotonové silové funkce 25

2.3.1 $E1$ fotonová silová funkce 28

2.3.2 $M1$ fotonová silová funkce 33

2.3.3 $E2$ fotonová silová funkce 36

3 Experimentální uspořádání a modelové simulace **39**

3.1 Dvoukrokové γ-kaskády 39

3.2 Počítačové Modelovní γ rozpadu 44

3.2.1 Předpoklady a simulace 45

3.2.2 Algoritmus využívané simulační metody 46

3.2.3 Citlivost detekčního systému 49

4 Analýza experimentálních dat a porovnání jejích vysledků se simulacemi **51**

4.1 Zpracování experimentálních dat 51

4.2 Porovnání experimentálních dat se simulacemi 55

5 Závěry **71**

Název práce: Fotonové silové funkce v jádře ^{160}Tb z měření dvoukrokových γ kaskád

Autor: Jiří Kroll

Ústav: Ústav částicové a jaderné fyziky

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

e-mail vedoucího: krticka@ipnp.troja.mff.cuni.cz

Abstrakt: Studium fotonových silových funkcí probíhá již více než padesát let. Za tuto dobu byla vytvořena celá řada modelů, které se pokoušejí teoreticky objasnit experimentální výsledky. Korektnost těchto modelů je však stále velice diskutabilní a její ověření je v současné době předmětem intenzivní experimentální i teoretické činnosti. V prezentované práci studujeme fotonové silové funkce na základě analýzy měření dvoukrokových γ kaskád doprovázejících záchyt tepelného neutronu na jádru terbia ^{159}Tb. Výsledky analýzy experimentálních dat jsou následně porovnány s výstupy Monte Carlo simulace, založené na předpokladu platnosti tzv. Extrémního Statistického Modelu. Porovnání výsledků zpracování experimentálních dat s výsledky získanými pomocí počítačových simulací se tak stává základním nástrojem studia korektnosti teoretických modelů.

Klíčová slova: Fotonová silová funkce, Hustota energetických hladin, Extrémní Statistický Model

Title: Photon strength functions in nucleus ^{160}Tb from the two-step γ cascades measurements

Author: Jiří Kroll

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics

Supervisor: Mgr. Milan Krtička, Ph.D.

Supervisor's e-mail address: krticka@ipnp.troja.mff.cuni.cz

Abstract: Photon strength functions have been a subject of a study for more than fifty years. A number of models was proposed to describe experimental data during that time. However, the correctness of these models is still very questionable and its verification is the subject of very intensive experimental and theoretical activity at the present time. In the present work the analysis of measurements of the two-step γ cascades following the slow neutron capture on the ^{159}Tb nucleus is used for study of photon strength functions. Results of the experimental data analysis are compared with the outputs of the Monte Carlo simulations based on the validity of so called Extreme Statistical Model. Comparison of experimental data with outcomes of simulations thus becomes the basic tool for studying correctness of theoretical models.

Keywords: Photon strength function, Energy level density, Extreme Statistical Model

Kapitola 1

Úvod

V současné době není nikdo schopen formulovat rovnice, které by exaktně popisovaly fundamentální principy procesu emise γ-kvant z vysoce excitovaných atomových jader. Důvodem vzniku tohoto problému je primárně nedokonalá znalost silné interakce, která je zodpovědná za dynamiku jaderného systému. Navíc lze očekávat, že pokud by byly zmíněné rovnice korektně zformulovány, nebylo by je, z důvodu jejich mimořádné složitosti, možné vyřešit.

Nabízejícím se řešením stávající situace je vytvoření určitých zjednodušujících modelů. Příkladem takového modelu jsou fotonové silové funkce (Photon Strength Functions), dále jen PSFs. Jejich aplikace se jeví jako výhodná zejména pro popis rozpadu jader v oblasti dostatečně vysokých excitačních energií, to jest tam, kde hustota jaderných hladin je natolik vysoká, že emitovaná γ-kvanta vytváří téměř spojité spektrum. V takovém spektru již nejsme schopni stanovit přesné hodnoty energií všech emitovaných γ-kvant, ani intenzity konkrétních přechodů. Věříme však, že se nám podaří popsat určité střední vlastnosti pozorovaných γ-spekter.

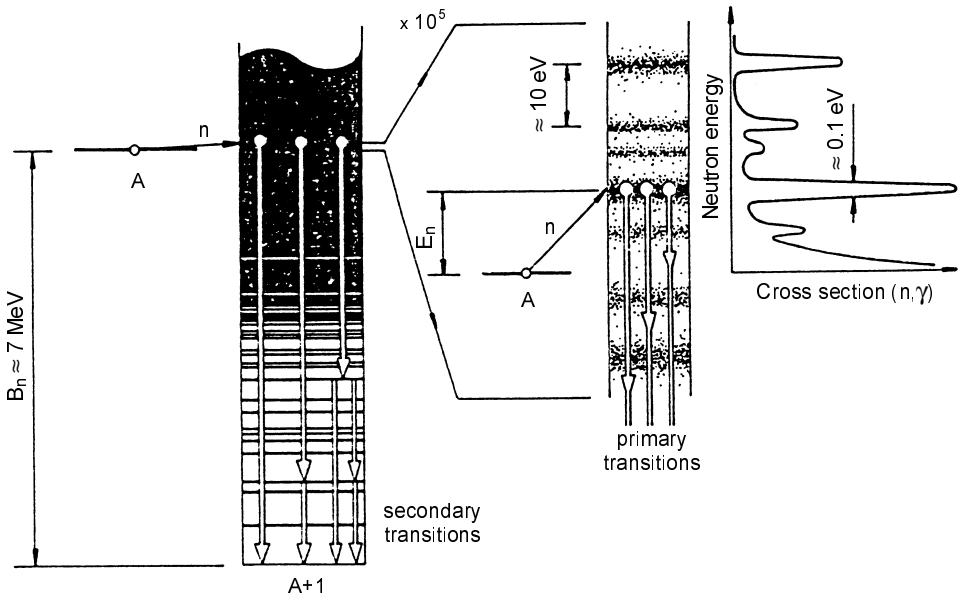
Fotonové silové funkce se začaly studovat na počátku padesátých let dvacátého století. Od té doby množství teoretického i experimentálního materiálu týkajícího se této problematiky podstatně vzrostlo. Experimentální data byla získávána zejména studiem radiačních záchytů pomalých neutronů, ale také elastickým a neelastickým rozptylem protonů, neutronů, fotonů i elektronů s různými počátečními energiemi. Významné informace přináší též analýza reakcí $(^3\mathrm{He}, \alpha\gamma)$ a $(^3\mathrm{He},^3\mathrm{He}'\gamma)$. K celkovému popisu fotonových silových funkcí pak podstatně přispěly různé teoretické přístupy.

V této práci je popsán experiment prováděný v Ústavu jaderné fyziky akademie věd v Řeži, při němž jsou měřeny tzv. dvoukrokové γ kaskády doprovázející záchyt tepelného neutronu na jádru atomu terbia ^{159}Tb. Radiační záchyt, zejména v případě srážek pomalých neutronů se středně těžkými nebo s těžkými jádry, je výrazně dominantní reakcí, kdy konkurujícím procesem je elastický rozptyl neutronu. Jednotlivé neutronové rezonance jsou velice úzké, jejich šířka se pohybuje kolem 0.1 eV. Takové šířce odpovídá doba života řádově 10^{-14} s. Jedná se tedy o velmi pomalé procesy, při kterých, dle Bohrovy hypotézy o složeném jádře, dochází k distribuci energie zachyceného neutronu mezi všechny konstituenty jaderného systému. V rámci Bohrova konceptu jsou vlastnosti jednotlivých rozpadových kanálů vždy zcela nezávislé na způsobu vzniku složeného jádra.

Schéma interakce (n,γ) s pomalými neutrony je načrtnuto na obrázku 1.1. Na tomto schématu můžeme pozorovat vysoce excitované výsledné jádro s hmotnostním číslem $A + 1$ vzniklé záchytem neutronu na terčovém jádře s hmotnostním číslem A. Excitační energie jádra po záchytu termálního neutronu je rovna součtu vazbové energie neutronu B_n, v našem případě $B_n = 6.375\,\mathrm{MeV}$, a kinetické energie neutronu, jenž je v případě tepelných neutronů velice malá $E_n = 1/40\,\mathrm{eV}$. Výsledné jádro se okamžitě po záchytu neutronu nachází v dobře definovaném kvantově-mechanickém stavu, jenž se rozpadá prostřednictvím emise primárního γ-kvanta. Emise sekundárních γ-kvant následuje až do okamžiku dosažení základního stavu výsledného jádra.

V průběhu deexcitace středně těžkého a těžkého jádra je mezi základním stavem a vazbovou energií neutronu B_n populováno mnoho energetických hladin. Pozorované spektrum emitovaných γ-kvant je tudíž velice složité. Tomuto spektru dominují spektrální čáry odpovídající vysokoenergetickým primárním přechodům a čáry příslušející sekundárním přechodům mezi nízkoležícími hladinami.

Kromě těchto dominantních spektrálních čar spektrum dále obsahuje veliké množství slabých a velice slabých čar odpovídajících nízkoenergetickým primárním přechodům či sekundárním přechodům mezi hladinami středně a vysoce excitovaných energetických stavů. Většina těchto slabých přechodů je skryta v téměř zcela kontinuální části pozorovaného γ-spektra. Je však třeba zdůraznit, že tyto řekněme "skryté" komponenty spekra, jsou zdrojem velice významných informací o PSFs, a jejich existence je tedy nezanedbatelná.



Obrázek 1.1: Schéma interakce (n,γ) s pomalými neutrony, viz literatura [1].

Experimentálně získaná spektra dvoukrokových γ kaskád byla porovnána s výstupy Monte Carlo simulace, založené na předpokladu platnosti tzv. *Extrémního Statistického Modelu* (ESM), při použití různých modelů PSFs. Ačkoliv je tento přístup značně časově náročný, jeví se obecně vhodnějším nežli "přímé" získávání tvaru a parametrů PSFs ze spekter možnými iterativními procedurami. Velice podstatnou výhodou uvažovaného přístupu je skutečnost, že nám umožňuje kontrolovat efekty nejrůznějších fluktuací a korektně zahrnout do výsledných výpočtů vliv úinnosti použitých detektorů.

Struktura práce je následující: V kapitole 2 jsou shrnuty dosavadní teoretické a experimentální poznatky týkající se nejpoužívanějších modelů fotonových silových funkcí a hustoty hladin. Celkový popis experimentálního uspořádání je uveden v kapitole 3. V této kapitole lze zároveň nalézt detailní rozbor využívané simulační metody. Pozornost je zaměřena také na problematiku citlivosti detekčního systému. Analýza experimentálních dat je zpracována v kapitole 4. Ve stejné kapitole je následně provedeno porovnání výsledků této analýzy s výstupy počítačových simulací. Kapitola 5 obsahuje shrnutí hlavních výsledků této práce.

Kapitola 2

Teoretický popis fotonových silových funkcí a hustoty energetických hladin

2.1 Hustota jaderných stavů

Zabýváme-li se studiem hustoty jaderných stavů v oblasti nízkých excitačních energií jáder, je možné se opřít o experimentálně získané poznatky. Dosavadní měření totiž nasvědčují skutečnosti, že do jistých hodnot excitačních energií je množství hladin relativně malé a v mnoha případech je možné tyto hladiny dokonce experimentálně rozlišit a charakterizovat. Kvantová čísla a rozpadové vlastnosti charakterizující tyto hladiny jsou v rámci jaderných modelů dobře popsány. S narůstající excitační energií se však zvyšuje počet hladin na jednotku energie. Pro popis takového systému se pak často využívá statistického modelu.

Na základě experimentálního studia se objevila další oblast excitačních energií, tvořená relativně úzkým intervalem excitačních energií a spinů, v níž je možné s vysokou mírou věrohodnosti stanovit kompletní systém energetických hladin. Konkrétně se jedná o neutronové rezonance těsně nad vazbovou energií neutronů. Pozorování těchto neutronových resonancí je principiálně založeno na metodě studia doby letu neutronu. V energetickém intervalu nacházejícím se mezi oběma výše zmíněnými oblastmi jsou již dosavadní informace o hustotě hladin v jádrech s hmotnostním číslem $A \geq 60$ nedostatečné, můžeme se tedy spoléhat pouze na jisté interpolační modely.

Roku 1936 Bethe [2], na základě ryze statistických úvah, odvodil vý-

raz pro hustotu jaderných stavů. Vycházel přitom z předpokladu, že kompletní informace o spektru studovaného systému je ekvivalentní znalosti partiční funkce tohoto systému. Pro Fermiho plyn neinteragujících fermionů s rovnoměrně rozloženými nedegenerovanými jednočásticovými hladinami s fixním spinem tak obdržel vztah

$$\rho(E) = \frac{1}{4\sqrt{3}} \frac{\exp\left(2\sqrt{aE}\right)}{E}, \tag{2.1}$$

kde E je excitační energie a parametr a je tzv. parametr hustoty hladin definovaný vztahem

$$a = \frac{\pi^2}{6} g(\varepsilon_{\mathrm{F}}). \tag{2.2}$$

Zde ve výrazu (2.2) funkce $g(\varepsilon_{\mathrm{F}})$ popisuje hustotu jednočásticových hladin na Fermiho energii. Reálnější forma tohoto modelu již uvažuje jádro jako dvoukomponentní plyn (systém neutronů a protonů) a vystihuje také snahu fermionů se vzájemně párovat. K separaci takto spárovaných nukleonů je potřeba dodat energii, kterou lze započítat jako tzv. energetický posuv Δ. Výsledný model se nazývá *Model Fermiho plynu se zpětným posuvem*, (anglicky Back-Shifted Fermi Gas) BSFG [3]

$$\rho(E) = f(J) \frac{\exp\left(2\sqrt{a(E-\Delta)}\right)}{12\sqrt{2}\sigma_c a^{1/4}(E-\Delta)^{5/4}}. \tag{2.3}$$

Uvažujeme-li gaussovskou distribuci projekce spinu M, pak faktor distribuce spinu $f(J)$ bude dán předpisem [4]

$$f(J) = \exp\left(-\frac{J^2}{2\sigma_c^2}\right) - \exp\left(-\frac{(J+1)^2}{2\sigma_c^2}\right) \simeq \frac{2J+1}{2\sigma_c^2} \exp\left(-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma_c^2}\right). \tag{2.4}$$

Parametr σ_c se nazývá spinový parametr. Existují různé předpisy určující hodnotu tohoto parametru. V práci [4] je hodnota parametru σ_c definována vztahem

$$\sigma_c^2 = 0.0888\sqrt{a(E-\Delta)}A^{2/3}. \tag{2.5}$$

My budeme v této práci kromě vztahu (2.5) používat také tvar [5]

$$\sigma_c^2 = 0.0146 \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - \Delta)}}{2a} A^{5/3}, \tag{2.6}$$

Parametry a a Δ se pro jednotlivá jádra liší. Jejich hodnoty lze získat fitováním experimentálních dat v nízkoenergetické oblasti a v sektoru neutronových rezonancí.

Jiný přístup k popisu hustoty energetických hladin navrhli Gilbert a Cameron [4]. Ti si povšimli, že chování hustoty hladin ρ v oblasti nízkých excitačních energií je dobře popsatelné specifickou exponenciální závislostí. Tento model je znám jako *Model s konstantní teplotou T* (anglicky Constant Temperature Formula) CTF [6]

$$\rho(E, J) = \frac{f(J)}{T} \exp\left(\frac{E - E_0}{T}\right). \tag{2.7}$$

V této teorii [6] je spinový parametr uvažován jako nezávislý na excitační energii

$$\sigma_c = (0.98 \pm 0.23) A^{(0.29 \pm 0.06)}. \tag{2.8}$$

Autoři [4] rozlišují dvě oblasti excitační energie. V nízkoenergetické oblasti předpokládají platnost CTF, zatímco v oblasti vyšších excitačních energií, typicky nad $4 - 6$ MeV, upřednostňují tvar (2.3).

Oba výše popsané modely, BSFG a CTF, jsou odvozeny za předpokladu nezávislosti hustoty energetických hladin na paritě. Tento předpoklad je však velice rozporuplný zejména pro hladiny v nízkoenergetické oblasti. Pro vyšší excitační energie je již předpoklad paritní nezávislosti hustoty hladin oprávněnější, avšak ani zde nemůžeme tuto závislost zcela vyloučit. Pro sférická jádra je "dostačující" hodnota excitační energie, při které již lze předpokládat paritní nezávislost hustoty hladin, na úrovni několika MeV. Se zvyšující se deformací jádra tato hodnota excitační energie zřejmě klesá.

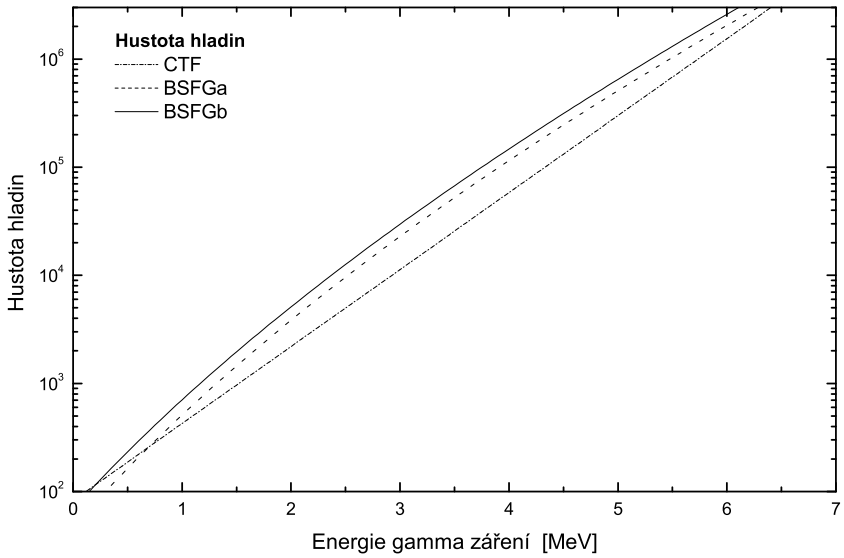
Nepřímé experimentální ověření tvaru hustoty energetických hladin v současnosti probíhá zejména v rámci dvou typů experimentů:

a) První typ experimentu je založen na analýze tvaru neutronových evaporačních spekter z reakcí indukovaných protony, neutrony a α-částicemi v rámci Hauserova-Feshbachova statistického přístupu. Tento přístup umožňuje stanovení absolutní hodnoty hustoty hladin. Výsledky těchto experimentů jsou pro širokou škálu studovaných jader v souladu

s BSFG modelem [7, 8]. Pouze pro jádra s uzavřenou valenční slupkou a nukleonovým číslem $A \approx 208$ se jeví přijatelněji funkční závislost CTF modelu (2.7).

b) V druhém typu experimentů jsou informace o hustotách hladin získávány ze spekter primárních elektromagnetických přechodů v reakcích (^{3}He, $\alpha\gamma$) a (^{3}He,^{3} He'γ) [9, 10, 11]. Tyto experimenty přináší informaci pouze o tvaru energetické závislosti hustoty hladin, nikoliv o absolutní hodnotě této hustoty. Absolutní hodnota a sklon hustoty hladin jsou pak získány z informace o počtu diskrétních hladin v blízkosti základního stavu jádra a umístění neutronových rezonancí. Pro jádra s $A \leq 170$ jsou experimentální výsledky v rozumném souhlasu s BSFG.

Energetická závislost hustoty hladin pro testované modely CTF (2.7) a BSFGa, resp. BSFGb, definované vztahem (2.3) se spinovým parametrem σ_c určeným výrazem (2.5), resp. (2.6), je zobrazena na obrázku 2.1.



Obrázek 2.1: Energetická závislost testovaných modelů hustoty hladin pro spiny $J = 0$ až 10.

2.2 Teorie elektromagnetického pole

2.2.1 Maxwellovy rovnice

Maxwellovy rovnice mají v obecném případě tvar

$$\begin{aligned} \mathrm{rot}\vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= \vec{j}, & (2.9)\\ \mathrm{div}\vec{D} &= \rho, & (2.10)\\ \mathrm{rot}\vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0, & (2.11)\\ \mathrm{div}\vec{B} &= 0. & (2.12) \end{aligned}$$

Pro zdroje elektromagnetického záření, t.j. hustotu náboje ρ a hustotu proudu $\vec{j}$, platí rovnice kontinuity

$$\mathrm{div}\vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (2.13)$$

Indukce $\vec{B}$ a $\vec{D}$ jsou svázány s intenzitami $\vec{H}$ a $\vec{E}$ pomocí vztahů (za předpokladu izotropního prostředí)

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \varepsilon\vec{E}, & (2.14)\\ \vec{B} &= \mu_0\left(\vec{H} + \vec{M}\right) = \mu\vec{H}, & (2.15) \end{aligned}$$

kde $\vec{P}$ je polarizace a $\vec{M}$ je magnetizace studovaného prostředí. Místo $\vec{H}$ a $\vec{E}$ se zavádí vektorový potenciál $\vec{A}$ a skalární potenciál φ

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \mathrm{rot}\vec{A}, & (2.16)\\ \vec{E} &= -\mathrm{grad}\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. & (2.17) \end{aligned}$$

Rovnice (2.16) a (2.17) ale nedefinují skalární a vektorový potenciál jednoznačně. Můžeme na ně tedy naklást další podmínku. Nejčastěji se jedná o tzv. Lorentzovu podmínku

$$\mathrm{div}\vec{A} + \varepsilon\mu\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0. \quad (2.18)$$

Tato podmínka, podobně jako Maxwellovy rovnice samotné, je invariantní vůči Lorentzovým transformacím.

2.2.2 Řešení vlnové rovnice - sférické vlny

Emisi nebo absorpci fotonu mikrosystémem lze chápat jako interakci uvažovaného mikrosystému s vnějším elektromagnetickým polem. Předpokládáme-li, že zdroj vnějšího elektromagnetického pole je vně zkoumaného mikrosystému, pak vlnová rovnice uvnitř mikrosystému má tvar

$$\Box\varphi = 0, \tag{2.19}$$
$$\Box\vec{A} = 0. \tag{2.20}$$

Vektorové pole $\vec{A}$ může být vždy vybráno tak, aby splňovalo Lorentzovu podmínku (2.18). V případě reálných nevirtuálních fotonů lze navíc vybrat tzv. transverzální kalibrační podmínku

$$\varphi = 0, \tag{2.21}$$
$$\mathrm{div}\vec{A} = 0. \tag{2.22}$$

Elektromagnetické pole v takovém případě tedy popisujeme pouze vektorovým potenciálem $\vec{A}$, který vyhovuje rovnici

$$\Box\vec{A}\,(\vec{r},t) = 0. \tag{2.23}$$

Řešení rovnice (2.23) je vhodné hledat ve tvaru rozkladu do báze tzv. multipólových polí

$$\vec{L}f_L(kr)Y_{LM}(\hat{r}) = \sqrt{L(L+1)}\vec{Y}_{L,L,M}(\hat{r})f_L(kr), \tag{2.24}$$
$$\left(\vec{\nabla}\times\vec{L}\right)f_L(kr)Y_{LM}(\hat{r}) = \sqrt{L(L+1)}\left(\vec{\nabla}\times\vec{Y}_{L,L,M}(\hat{r})\right)f_L(kr), \tag{2.25}$$
$$\vec{\nabla}f_L(kr)Y_{LM}(\hat{r}), \tag{2.26}$$

kde $(L = J, J\pm 1)$, $\vec{Y}_{LJM}$ je sférický vektor definovaný vztahem

$$\vec{Y}_{LJM} = \sum_{m,\mu,m+\mu=M}(Lm1\mu|JM)Y_{Lm}(\hat{r})\vec{\chi}_\mu \tag{2.27}$$

a $f_L(kr)$ reprezentuje možné funkce $j_L(kr)$ (Besselova sférická funkce), $h_L^{(1)}(kr)$ (Hankelova funkce 1. druhu) nebo $h_L^{(2)}(kr)$ (Hankelova funkce 2. druhu). Pro daná JM dostáváme tři vektory, které řeší vlnovou rovnici (2.23)

$$\vec{A}_{JM}^{(\mathrm{mag})}(\vec{r},t) = f_J(kr)\vec{Y}_{J,J,M}(\hat{r})e^{-i\omega t}, \tag{2.28}$$

$$\vec{A}_{JM}^{(\mathrm{el})}(\vec{r},t) = i\left\{\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}f_{J-1}(kr)\vec{Y}_{J-1,J,M}(\hat{r}) - \sqrt{\frac{J}{2J+1}}f_{J+1}(kr)\vec{Y}_{J+1,J,M}(\hat{r})\right\}e^{-i\omega t}, \tag{2.29}$$

$$\vec{A}_{JM}^{(\mathrm{long})}(\vec{r},t) = i\left\{\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}f_{J+1}(kr)\vec{Y}_{J+1,J,M}(\hat{r}) + \sqrt{\frac{J}{2J+1}}f_{J-1}(kr)\vec{Y}_{J-1,J,M}(\hat{r})\right\}e^{-i\omega t}. \tag{2.30}$$

Každý vektor v kartézském prostoru může být rozložen do báze vektorů $\vec{A}_{JM}^{(\mathrm{el})}(\vec{r},t)$, $\vec{A}_{JM}^{(\mathrm{mag})}(\vec{r},t)$, $\vec{A}_{JM}^{(\mathrm{long})}(\vec{r},t)$. Všechny tyto vektory splňují vlnovou rovnici (2.23), a proto obecné řešení rovnice (2.23) může být rozloženo do těchto vektorů pro $J = 1, 2, \ldots, \infty$ a $M = -J, \ldots, J$.

2.2.3 Řešení vlnové rovnice - rovinné vlny

Vektory (2.28), (2.29) a (2.30) reprezentují řešení vlnové rovnice pomocí tzv. sférických vln (multipólová pole). Vlnovou rovnici (2.23) ale můžeme také řešit pomocí rovinných vln

$$\vec{A}_0 e^{\pm i\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)}, \tag{2.31}$$

které splňují vlnovou rovnici. Zavedeme-li souřadný systém (x', y', z'), kde třetí osa $\vec{e}_{z'}$ je paralelní s $\vec{k}$, potom lze rovinné vlny jako řešení vlnové rovnice rozdělit na lineárně a kruhově polarizované.

V případě lineárně polarizované vlny můžeme pracovat v systému (x', y', z'), kde $\vec{e}_{z'} \| \vec{k}$, potom $\vec{A}_z = 0$. Obecně tak musí vektor $\vec{A}$ ležet v rovině kolmé na $\vec{e}_{z'}$. Řešení vlnové rovnice $\vec{A}$ je tedy lineární kombinací vektorů

$$\vec{A}_{\vec{k},x'}(\vec{r}',t) = C_k\vec{e}_{x'}e^{i\left(\vec{k}\vec{r}'-\omega t\right)}, \tag{2.32}$$

$$\vec{A}_{\vec{k},y'}(\vec{r}',t) = C_k\vec{e}_{y'}e^{i\left(\vec{k}\vec{r}'-\omega t\right)}, \tag{2.33}$$

kde výraz (2.32), resp. (2.33), označuje rovinnou vlnu lineárně polarizovanou ve směru $\vec{e}_{x'}$, resp. ve směru $\vec{e}_{y'}$. Pracujeme-li s kruhově polarizovanou rovinnou vlnou, definujeme novou bázi

$$\vec{\xi}_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\vec{e}_{x'} + i\vec{e}_{y'}\right), \tag{2.34}$$

$$\vec{\xi}_{0} = \vec{e}_{z'}, \tag{2.35}$$

$$\vec{\xi}_{-1} = +\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\vec{e}_{x'} - i\vec{e}_{y'}\right), \tag{2.36}$$

kde tyto vektory reprezentují vlastní vektory kvadrátu spinu $\hat{\vec{S}}^2$ a jeho třetí komponenty $S_{z'}$, a obdržíme kruhově polarizované rovinné vlny

$$\vec{A}_{\vec{k},\tau=+1}\left(\vec{r},t\right) = C_k\vec{\xi}_{+1}e^{i\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)}, \tag{2.37}$$

$$\vec{A}_{\vec{k},\tau=-1}\left(\vec{r},t\right) = C_k\vec{\xi}_{-1}e^{i\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)}. \tag{2.38}$$

Zde výraz (2.37), resp. (2.38), definuje pravotočivou, resp. levotočivou, kruhově polarizovanou vlnu.

Tvar faktoru C_k lze získat normováním rovinné vlny, přičemž $\vec{A}_{\vec{k},\tau} + \vec{A}^{\star}_{\vec{k},\tau}$ reprezentuje jeden foton v krychli o objemu L^3 a energie fotonu s frekvencí ω je $\hbar\omega$, potom pro C_k můžeme psát

$$C_k = \sqrt{\frac{\hbar}{2\varepsilon_0 L^3\omega}}. \tag{2.39}$$

Vektory (2.37) a (2.38) vytvářejí úplný systém vektorů a každý vektorový potenciál $\vec{A}(\vec{r},t)$ (každé řešení rovnice (2.23)) může být do tohoto systému rozloženo

$$\begin{aligned}\vec{A}(\vec{r},t) &= \sum_{\vec{k},\tau}\left(\vec{A}_{\vec{k},\tau}(\vec{r},t)a_{\vec{k},\tau} + \vec{A}^{\star}_{\vec{k},\tau}(\vec{r},t)a^{\star}_{\vec{k},\tau}\right) = \\ &= \sum_{\vec{k},\tau} C_k\left[\vec{\xi}_{\tau}e^{i\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)}a_{\vec{k},\tau} + \vec{\xi}^{\star}_{\tau}e^{-i\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)}a^{\star}_{\vec{k},\tau}\right].\end{aligned} \tag{2.40}$$

Pokud se jedná o transverzální pole, potom $\tau = \pm 1$. Jestliže se jedná o pole netransverzální, pak $\tau = 0, \pm 1$. V rozpisu (2.40) jsou členy $a_{\vec{k},\tau}$ koeficienty rozkladu.

2.2.4 Vztah mezi rovinnými a sférickými vlnami

Máme tedy dvě báze vektorů, do kterých můžeme rozložit obecné řešení vlnové rovnice $\Box\vec{A}(\vec{r},t)=0$ (obecně netransverzální)

a) sférické vlny: $\vec{A}^{(\mathrm{mag})}_{JM}(\vec{r},t)$, $\vec{A}^{(\mathrm{el})}_{JM}(\vec{r},t)$ a $\vec{A}^{(\mathrm{long})}_{JM}(\vec{r},t)$, přičemž $J=1,2,\ldots,\infty$ a $M=-J,-J+1,\ldots,+J$,

b) rovinné vlny: $\vec{A}_{\vec{k},\tau}(\vec{r},t)$, kde $\tau=0,\pm1$ a $\vec{k}\equiv(k,\vartheta,\varphi)$, přičemž $k\in\langle0,\infty)$, $\vartheta\in\langle0,\pi)$ a $\varphi\in\langle0,2\pi)$.

Pokud se omezíme na reálné fotony, máme pouze transverzální pole a můžeme z našich úvah vyloučit $\vec{A}^{(\mathrm{long})}_{JM}(\vec{r},t)$ a $\vec{A}_{\vec{k},\tau=0}(\vec{r},t)$, které nesplňují transverzální podmínku (2.22). Každá z uvedených bází je kompletní a tudíž jeden vektor z jedné báze lze získat jako lineární kombinaci vektorů báze druhé. Vztah mezi rovinnými vlnami a sférickou bází je

$$\vec{A}_{\vec{k},\tau=\pm1}(\vec{r},t)=-C_k\sqrt{2\pi}\sum_{J=1}^{\infty}i^J(2J+1)^{\frac{1}{2}}\left[\vec{A}^{\mathrm{el}}_{J\tau}(\vec{r},t)+\tau\vec{A}^{\mathrm{mag}}_{J\tau}(\vec{r},t)\right]. \quad (2.41)$$

Vztah (2.41) platí pouze v souřadném systému, ve kterém $z'\|\vec{k}$. Protože $\vec{A}^{(\mathrm{el})}_{JM}$ a $\vec{A}^{(\mathrm{mag})}_{JM}$ jsou tenzorové operátory, potom, s ohledem na rotace souřadného systému, můžeme přejít k obecnému systému souřadnic, kde již $z'\nparallel\vec{k}$

$$\vec{A}_{\vec{k},\tau=\pm1}(\vec{r},t)=-C_k\sqrt{2\pi}\sum_{J=1}^{\infty}i^J(2J+1)^{\frac{1}{2}}\left[\vec{A}^{\mathrm{el}}_{J\tau}(\vec{r},t)+\tau\vec{A}^{\mathrm{mag}}_{J\tau}(\vec{r},t)\right]\mathcal{D}^{\star J}_{\tau M}\left(\vec{e}_z\to\vec{k}\right). \quad (2.42)$$

Zde $\mathcal{D}^{\star J}_{\tau M}\left(\vec{e}_z\to\vec{k}\right)$ představuje Wiegnerovu $\mathcal{D}$-funkci.

2.2.5 Interakce elektromagnetického pole s mikrosystémem

Interakce mezi mikrosystémem a elektromagnetickým polem je doprovázena absorpcí nebo emisí jednoho nebo více fotonů. Zabýváme-li se emisí jednoho fotonu, pak z klasické elektrodynamiky je známo, že interakce elektromagnetického pole s potenciálem φ a vektorovým potenciálem $\vec{A}$ se systémem nábojů s nábojovou hustotou $\rho(\vec{r})$ a proudovou hustotou $\vec{j}(\vec{r})$ je určena interakčním hamiltoniánem

$$H_{\text{int}} = \int \left[\rho(\vec{r})\varphi(\vec{r},t) - \vec{j}(\vec{r})\cdot\vec{A}(\vec{r},t)\right] \mathrm{d}^3 r = -\int \vec{j}(\vec{r})\cdot\vec{A}(\vec{r},t)\mathrm{d}^3 r, \quad (2.43)$$

kde jsme již aplikovali transverzální kalibrační podmínku (2.21). Proudová hustota $\vec{j}(\vec{r})$ ve Schrödingerově obrazu je dána vztahem

$$\vec{j}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^{N} \frac{e_i \vec{p}_i}{M_i} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i). \quad (2.44)$$

Ve vztahu (2.44) značí N počet částic v mikrosystému, e_i je náboj, $\vec{p}_i$ impuls, M_i hmota a $\vec{r}_i$ radiusvektor i-té částice. Provedeme-li kvantování vektorového potenciálu

$$\hat{\vec{A}}(\vec{r},t) = \sum_{\vec{k}} C_k \sum_{\tau} \left\{ \vec{\xi}_\tau e^{i\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)} a_{\vec{k}\tau} + \vec{\xi}^{\star}_\tau e^{-i\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)} a^{+}_{\vec{k}\tau} \right\}, \quad (2.45)$$

potom lze interakční hamiltonián zapsat ve tvaru

$$\vec{H}_{\text{int}} = \hat{B} e^{-i\omega t} + \hat{B}^{+} e^{i\omega t}, \quad (2.46)$$

kde operátory $\hat{B}$ a $\hat{B}^{+}$ jsou definovány

$$\hat{B} = -\int \mathrm{d}^3 r \vec{j}(\vec{r}) \sum_{k} C_k \sum_{\tau} \vec{\xi}_\tau e^{i\vec{k}\vec{r}} a_{\vec{k},\tau}, \quad (2.47)$$

$$\hat{B}^{+} = -\int \mathrm{d}^3 r \vec{j}(\vec{r}) \sum_{k} C_k \sum_{\tau} \vec{\xi}^{\star}_\tau e^{-i\vec{k}\vec{r}} a^{+}_{\vec{k},\tau}. \quad (2.48)$$

Pravděpodobnost přechodu za čas Δt ze stavu $|i\rangle = |i,0\rangle$ do koncových stavů $|f\rangle = |f,\vec{k}\tau\rangle$, kde τ je fixováno a $\vec{k}$ leží v intervalu impulsů fotonů odpovídajícímu jednotkovému okolí energie $\hbar\omega$ a směru letu fotonů $\mathrm{d}\Omega_k \equiv \widehat{\mathrm{d}k}$ okolí směru $\vec{k}$, je dána Fermiho zlatým pravidlem

$$w_{i\to f}(t_0,t) \approx \frac{2\pi}{\hbar} \Delta t \left|\langle f|\hat{B}^{+}|i\rangle\right|^2 \rho_{\text{fin}}, \quad (2.49)$$

kde ρ_{fin} je počet koncových stavů (t.j. jádro ve stavu $|f\rangle$ a jeden foton s impulsem odpovídajícím energii v jednotkovém okolí $\hbar\omega$ a směru letu v $\mathrm{d}\Omega_k \equiv \widehat{\mathrm{d}k}$ okolí směru $\vec{k}$)

$$\rho_{\text{fin}} = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}(\hbar\omega)} = \frac{L^3}{(2\pi)^3}\widehat{\mathrm{d}k}k^2\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}(\hbar\omega)} = \frac{L^3}{(2\pi)^3}\frac{\omega^2}{c^3\hbar}\widehat{\mathrm{d}k}. \tag{2.50}$$

Pro pravděpodobnost, že za jednotku času mikrosystém emituje foton s impulsem v intervalu $(\hbar k, \hbar k + \mathrm{d}\hbar k)$ a polarizací τ do prostorového úhlu $\mathrm{d}\Omega = \widehat{\mathrm{d}k}$ získáváme vztah

$$w_{i\to f} = \frac{w_{i\to f}(t_0,t)}{\Delta t} = T_{i\to f}(\vec{k},\tau)\mathrm{d}\Omega = \frac{L^3\omega^2 C_k^2}{4\pi^2\hbar^2c^3}\left|\int \mathrm{d}^3r\, \vec{\xi}_\tau^{\star}\vec{j}_{fi}\,(\vec{r})\, e^{-i\vec{k}\vec{r}}\right|^2 \mathrm{d}\Omega. \tag{2.51}$$

Ve vztahu (2.51) je pravděpodobnost elektromagnetického přechodu vyjádřena pomocí rovinných vln. Jako praktičtější se ovšem jeví vyjádřit tuto pravděpodobnost pomocí vln sférických. V analogii ke vztahům (2.28) a (2.29) zavádíme symboly (pouze vynecháváme časovou závislost)

$$\vec{A}^{(\text{el})}_{JM}(\vec{r}) = i\left\{\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}f_{J-1}(kr)\vec{Y}_{J-1,J,M}(\hat{r}) - \sqrt{\frac{J}{2J+1}}f_{J+1}(kr)\vec{Y}_{J+1,J,M}(\hat{r})\right\}, \tag{2.52}$$

$$\vec{A}^{(\text{mag})}_{JM}(\vec{r}) = f_J(kr)\vec{Y}_{J,J,M}(\hat{r}), \tag{2.53}$$

a následně tzv. elektrické a magnetické multipólové operátory

$$\widehat{\mathcal{M}}(\text{mag},JM) \equiv -i\frac{(2J+1)!!}{k^J(J+1)}\left[J(J+1)\right]^{\frac{1}{2}}\int \hat{\vec{j}}(\vec{r})\vec{A}^{(\text{mag})}_{JM}\mathrm{d}^3r, \tag{2.54}$$

$$\widehat{\mathcal{M}}(\text{el},JM) \equiv \frac{(2J+1)!!}{k^J(J+1)}\left[J(J+1)\right]^{\frac{1}{2}}\int \hat{\vec{j}}(\vec{r})\vec{A}^{(\text{el})}_{JM}\mathrm{d}^3r, \tag{2.55}$$

kde $\hat{\vec{j}}(\vec{r})$ je operátor proudové hustoty definovaný vztahem (2.44). Splňuje-li hamiltonián komutační relace

$$\left[\hat{H}_{\text{sys}}, \hat{J}^2\right] = \left[\hat{H}_{\text{sys}}, J_z\right] = 0, \tag{2.56}$$

jsou vlastní stavy mikrosystému též vlastními stavy kvadrátu impulsmomentu a jeho třetí komponenty. Počáteční, resp. koncový stav lze proto definovat jako $|i\rangle = |\alpha_i j_i m_i\rangle$, resp. $|f\rangle = |\alpha_f j_f m_f\rangle$. Zde α reprezentuje všechna ostatní kvantová čísla (kromě j a m), která charakterizují stav

mikrosystému. Veličinu $T_{i\to f}(\vec{k})\mathrm{d}\Omega$ představující pravděpodobnost toho, že za jednotku času studovaný mikrosystém přejde z iniciálního stavu $|\alpha_i, j_i\rangle$ (mikrosystém nemá určenou projekci m_i neboť není orientován) do stavu finálního $|\alpha_f, j_f\rangle$ (mikrosystém ani v koncovém stavu nemá určenou projekci m_f), přičemž dojde k emisi fotonu s impulsem $\hbar\vec{k}$, který směřuje do prostorového úhlu $\mathrm{d}\Omega$ kolem směru vektoru $\hbar\vec{k}$, lze napsat ve tvaru

$$T_{i\to f}(\vec{k}) \equiv \sum_{\tau=\pm 1} T_{i\to f}(\vec{k},\tau) = \frac{1}{2j_i+1}\frac{L^3 C_k^2 \omega}{2\pi\hbar^2 c}\sum_J \frac{k^{2J+1}}{\left[(2J+1)!!\right]^2}\frac{J+1}{J}\cdot$$
$$\cdot 2\left\{\left|\langle\alpha_f, j_f||\mathcal{M}(\mathrm{el}, J)||\alpha_i, j_i\rangle\right|^2 + \left|\langle\alpha_f, j_f||\mathcal{M}(\mathrm{mag}, J)||\alpha_i, j_i\rangle\right|^2\right\}, \quad (2.57)$$

kde jsme sčítali přes obě polarizace $\tau = \pm 1$, neboť polarizace emitovaného fotonu neměříme.

Pokud chceme určit celkovou pravděpodobnost emise fotonu ze jednotku času při přechodu $|\alpha_i, j_i\rangle \to |\alpha_f, j_f\rangle$ bez ohledu na směr výletu fotonu s impulsem o velikosti $\hbar k$ a bez ohledu na jeho polarizaci, potom musíme vyintegrovat $T_{i\to f}(\vec{k})\mathrm{d}\Omega$ přes celý prostorový úhel

$$T_{i\to f}(k) = \int_{(4\pi)} T_{i\to f}(\vec{k})\mathrm{d}\Omega_k = \frac{4L^3 C_k^2 \omega}{\hbar^2 c}\frac{1}{2j_i+1}\sum_J \frac{k^{2J+1}}{\left[(2J+1)!!\right]^2}\frac{J+1}{J}\cdot$$
$$\cdot\left\{\left|\langle\alpha_f, j_f||\mathcal{M}(\mathrm{el}, J)||\alpha_i, j_i\rangle\right|^2 + \left|\langle\alpha_f, j_f||\mathcal{M}(\mathrm{mag}, J)||\alpha_i, j_i\rangle\right|^2\right\}. \quad (2.58)$$

Ve výrazu (2.58) je sice sumace prováděna přes $J = 1, 2, \ldots, \infty$, ale pro daný přechod mezi iniciálním stavem j_i a finálním stavem j_f studovaného systému ne všechny hodnoty J přispívají do (2.58). Díky přítomnosti maticových elementů ve výrazu (2.58) jsou výběrovými pravidly povoleny pouze J splňující trojúhelníkovou nerovnost Wiegnerova - Eckartova teorému

$$|j_f - j_i| \leq J \leq j_i + j_f. \quad (2.59)$$

Vedle výběrových pravidel (2.59) pro impulsmoment, existují také výběrová pravidla pro paritu. Předpokládáme-li, že hamiltonián uvažovaného systému, $\hat{H}_{\mathrm{sys}}$, komutuje s operátorem parity $\hat{P}$

$$\left[\hat{H}_{\mathrm{sys}}, \hat{\mathcal{P}}\right] = 0 \quad (2.60)$$

a platí, že každý vlastní stav hamiltoniánu mikrosystému je současně vlastním stavem operátoru parity s vlastní hodnotou ± 1

$$\mathcal{P}|i\rangle = \pi_i|i\rangle, \tag{2.61}$$
$$\mathcal{P}|f\rangle = \pi_f|f\rangle, \tag{2.62}$$

lze pro uvažované přechody odvodit identity

$$\langle f|\widehat{\mathcal{M}}(\mathrm{el}, JM)|i\rangle = \pi_i\pi_f(-1)^J\langle f|\widehat{\mathcal{M}}(\mathrm{el}, JM)|i\rangle, \tag{2.63}$$
$$\langle f|\widehat{\mathcal{M}}(\mathrm{mag}, JM)|i\rangle = \pi_i\pi_f(-1)^{J+1}\langle f|\widehat{\mathcal{M}}(\mathrm{mag}, JM)|i\rangle. \tag{2.64}$$

Ze vztahů (2.63) a (2.64) plyne, že pro daný přechod $|i\rangle \to |f\rangle$ se v sumě (2.58) pro pravděpodobnost přechodu mohou vyskytovat pouze

- elektrické multipólové operátory splňující $(-1)^J\pi_i\pi_f = 1$,
- magnetické multipólové operátory splňující $(-1)^{J+1}\pi_i\pi_f = 1$.

Tyto výrazy reprezentují paritní výběrová pravidla pro pravděpodobnost elektromagnetických přechodů.

2.3 Fotonové silové funkce

Parciální šířka γ-rozpadu z iniciálního stavu i s impulsmomentem j_i do finálního stavu f s impulsmomentem j_f doprovázeného emisí fotonu typu X, multipolarity J s energií $E_\gamma = E_i - E_f$ je popsána dle výrazu (2.58) vztahem

$$\Gamma_{i\gamma f}^{(XJ)} = \frac{8\pi(J+1)}{J\left[(2J+1)!!\right]^2}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2J+1} B(XJ)\downarrow . \tag{2.65}$$

Zde výraz $B(XJ)\downarrow$ je redukovaná pravděpodobnost přechodu pro případ deexcitace jádra. V případě excitace jádra se tato redukovaná pravděpodobnost přechodu někdy označuje $B(XJ)\uparrow$, kdy lze psát

$$B(XJ)\downarrow = \frac{2j_f+1}{2j_i+1}B(XJ)\uparrow = \frac{1}{2j_i+1}\left|\langle ij_i||\mathcal{H}^{(XJ)}||fj_f\rangle\right|^2, \tag{2.66}$$

kde $\mathcal{H}^{(XJ)}$ představuje obecný zápis operátoru elektromagnetického přechodu typu X a multipolarity J.

Chceme-li rozumně popsat jaderný rozpad v oblasti s vysokou hustotou energetických hladin, jeví se jako vhodné řešení přechod od parciálních diferenciálních šířek $\Gamma_{i\gamma f}^{(XJ)}$ ke střední hodnotě této veličiny $\overline{\Gamma}_{i\gamma f}^{(XJ)}$. Místo průměrné hodnoty redukované pravděpodobnosti přechodu se pak obvykle udává fotonová silová funkce $f^{(XJ)}$ pro přechod typu X a multipolarity J, jenž je standardně definována vztahem

$$\overline{\Gamma}^{(XJ)}(E_i, j_i, \pi_i \to E_f) = \frac{f^{(XJ)} E_\gamma^{2J+1}}{\rho(E_i, j_i, \pi_i)}, \tag{2.67}$$

kde veličina ρ je dána výrazem (2.3) resp. (2.7).

Ze vztahu (2.65) a vztahu (2.67) lze následně odvodit numerické vztahy mezi fotonovými silovými funkcemi, $f^{(XJ)}$, a redukovanými pravděpodobnostmi přechodů, $B(XJ)\downarrow$. Pro přechody nejnižších multipolarit ($E1$,$M1$,$E2$) tak dostáváme vztahy

$$\frac{1}{\Delta}\sum_{\Delta} B(E1)\downarrow [\mathrm{e^2fm^2}] = 0.995 \times 10^6 f^{(E1)}[\mathrm{MeV}^{-3}], \tag{2.68}$$

$$\frac{1}{\Delta}\sum_{\Delta} B(M1)\downarrow [\mu_N^2] = 86.6 \times 10^6 f^{(M1)}[\mathrm{MeV}^{-3}], \tag{2.69}$$

$$\frac{1}{\Delta}\sum_{\Delta} B(E2)\downarrow [\mathrm{e^2fm^4}] = 1.25 \times 10^{12} f^{(E2)}[\mathrm{MeV}^{-5}]. \tag{2.70}$$

Zde se předpokládá, že se jedná o rozpad do základního stavu jádra s hodnotou $J_{GS} = 0$. Sumace na levé straně výrazů jsou provedeny přes energetické intervaly Δ.

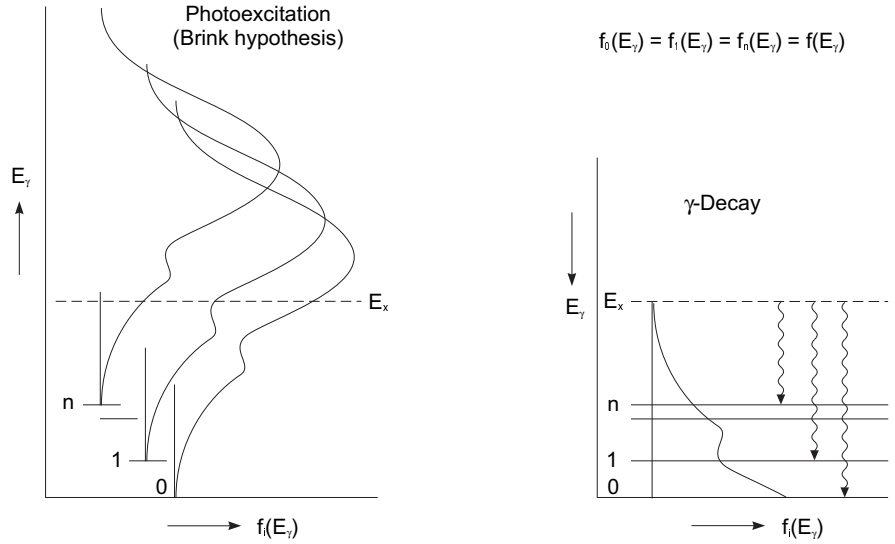
Dle principu detailní rovnováhy existuje vzájemný vztah mezi parciální radiační šířkou γ-přechodu $\Gamma_{i\gamma f}^{(XJ)}$ vyjádřenou vztahem (2.65) a XJ-komponentou fotoabsorpčního účinného průřezu $\sigma_{f\gamma i}^{(XJ)}$

$$\Gamma_{i\gamma f}^{(XJ)} = \frac{E_\gamma^2}{(\pi\hbar c)^2}\frac{2j_f+1}{2j_i+1}\sigma_{f\gamma i}^{(XJ)}. \tag{2.71}$$

Na základě tohoto vztahu lze alternativně definovat fotonovou silovou funkci $f^{(XJ)}$ předpisem

$$f^{(XJ)}(E_\gamma) = \frac{1}{(\pi\hbar c)^2} \frac{\overline{\sigma}^{(XJ)}_{\mathrm{tot}}(E_f \rightarrow E_i)}{(2J+1)E_\gamma}, \tag{2.72}$$

kde předpokládáme, že absorpční účinný průřez je nezávislý na konkrétních vlastnostech iniciálního stavu (excitační energii, spinu a paritě) a fotonová silová funkce $f^{(XJ)}(E_\gamma)$ závisí pouze na energii emitovaného γ-kvanta, viz obrázek 2.2. Tento předpoklad byl poprvé navržen Brinkem [12] pro $E1$ přechody a je znám jako Brinkova hypotéza. Může být obecně modifikován pro libovolný typ a multipolaritu záření. Následující výzkumy ovšem ukázaly, že Brinkova hypotéza se ve své striktní podobě pravděpodobně jeví jako příliš hrubá aproximace reality. V současné době se v některých modelech již uvažuje, že konkrétní vlastnosti PSFs závisí nejen na energii fotonů, ale také na dalších charakteristikách finálního stavu jádra. Základní myšlenka Brinkovy hypotézy se však jeví až pozoruhodně pravdivá.



Obrázek 2.2: Schématické znázornění Brinkovy hypotézy v případě fotoexcitace a radiačního neutronového záchytu [1].

Jestliže se detailněji zaměříme na fluktuační vlastnosti parciální radiační šířky $\Gamma^{(XJ)}_{i\gamma f}$, pak se předpokládá, že studovaný systém vykazuje značné fluktuace. Tyto fluktuace jsou popsány tzv. Porterovým-Thomasovým (P-T) rozdělením [13], jehož matematické vyjádření je

$$P(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^{-x/2} \mathrm{d}x, \tag{2.73}$$

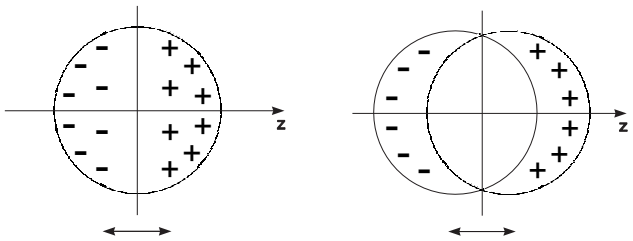
kde $x = \Gamma_{i\gamma f}/\overline{\Gamma}_{i\gamma f}$ a $\overline{\Gamma}_{i\gamma f}$ je průměrná rozpadová šířka pro přechod mezi iniciálním stavem i a finálním stavem f. Porterovo-Thomasovo rozdělení je ve skutečnosti speciálním případem χ^2 rozdělení s $\nu = 1$ stupněm volnosti.

2.3.1 $E1$ fotonová silová funkce

Roku 1947 Baldwin a Kleiber [14] zjistili, že fotoabsorpční účinný průřez nad separační energií neutronu je popsán širokou rezonancí. Tato rezonance byla ve skutečnosti předpovězena již o několik let dříve [15] a byla interpretována jako projev kolektivních vibrací protonové a neutronové kapaliny se vzájemně opačnými fázemi vyvolaných elektrickým polem vstupního záření. Tento pohyb měl elektrický dipólový charakter, a celý pozorovaný jev byl tedy označen jako *Gigantická dipólová elektrická resonance* (GDER).

V klasickém přiblížení lze zdroj GDER identifikovat ve dvou základních modelových představách. Prvním zdrojem je vibrace protonové a neutronové kapaliny, které jsou společně uzavřeny ve sféře s fixní povrchovou plochou, viz obrázek 2.3a. Jako druhý zdroj GDER je uvažována vzájemně protiběžná vibrace protonové a neutronové nestlačitelné kapaliny, viz obrázek 2.3b. Ukazuje se, že pro sférická jádra je šířka GDER $\Gamma_G \approx 4$ MeV a její pozici lze dobře popsat vztahem

$$E_{\mathrm{G}} = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6}\ \mathrm{MeV}. \tag{2.74}$$



(a) (b)

Obrázek 2.3: Možné klasické modely GDER, viz literatura [1].

Rozpady jader pod separační energií neutronu popisuje nízkoenergetický chvost GDER . Otázkou však zůstává, jaký je přesný tvar tohoto chvostu.

V nejčastěji užívaném modelu $E1$ fotonových silových funkcí, jenž je obecně nazýván *Brinkovým–Axelovým modelem* (BA), je ve vztahu (2.72) uvažována Lorentzova forma výrazu $\overline{\sigma}_{tot}^{(XJ)}(E_\gamma)$. V tomto případě má vztah vyjadřující $E1$ fotonovou silovou funkci tvar

$$f_{\mathrm{BA}}^{(E1)}(E_\gamma) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} C_\Sigma \frac{E_\gamma \Gamma_G}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_G^2}, \tag{2.75}$$

zde E_G symbolizuje pozici a Γ_G pološířku studované rezonance. Obě tyto veličiny jsou obvykle uváděny v jednotkách MeV. Výraz C_Σ má ve vztahu (2.75) význam normalizační konstanty a je velmi často získán pomocí fitu aplikovaného na fotojaderná data, přičemž lze uvažovanou konstantu obecně vyjádřit ve tvaru

$$C_\Sigma = \sigma_G \Gamma_G, \tag{2.76}$$

kde σ_G je účinný průřez v maximu rezonance, nejčastěji udáván v jednotkách mb. Tvar fotonových silových funkcí daný předpisem (2.75) popisuje dobře experimentální fotonukleární data v okolí maxima GDER, tedy v energetické oblasti $E_\gamma \geq 10\,\mathrm{MeV}$.

Pro jádra se statickou kvadrupólovou deformací, jako je například námi studované jádro ^{160}Tb, je $E1$ fotonová silová funkce reprezentována superpozicí dvou funkcí, které jsou dány funkčním předpisem (2.75), se dvěma sadami Lorentzových parametrů E_G, Γ_G a σ_G. Tato skutečnost je důsledkem rozštěpení GDER, které může být popsáno v rámci hydrodynamického modelu, v němž je tvar GDER svázán s vlastnostmi povrchových oscilací jádra nacházejícího se v základním stavu. Zde jeden mód odpovídá oscilaci podél osy symetrie jádra a druhý mód odpovídá oscilaci kolmé na tuto osu symetrie. Lze nahlédnout, že intenzita oscilace kolmé na osu symetrie jádra by měla být dvakrát větší než intenzita oscilace podél této osy symetrie.

Některá experimentální data, zejména údaje o intenzitách primárních přechodů v (n,γ) reakcích, vedou k závěru, že jednoduchý BA model absorpčního účinného průřezu je v případě sférických jader nacházejících se v energetických stavech blízkých neutronové vazbové energii neadekvátní. Na druhou stranu v případě jader deformovaných bylo pro tyto energie E_γ dosaženo přijatelné shody mezi BA modelem a pozorovanou realitou.

V 80. letech 20. století byl pro popis $E1$ PSF v oblasti nízkých energií γ-kvant ($E_\gamma \ll E_G$) ve sférických jádrech navržen model založený na semimikroskopickém slupkovém modelu s využitím teorie konečných Fermiho systémů. Byl navržen trojicí autorů (S.G. Kadmenskij, V.P. Markushev a V.I. Furman), viz literatura [16], a proto se pro něj často používá zkratka KMF model. V tomto modelu je fotonová silová funkce $f^{(E1)}$ závislá nejen na energii E_γ, ale také na excitační energii jádra, která se dá vyjádřit pomocí teploty koncového stavu T_f vztahem

$$f^{(E1)}_{\mathrm{KMF}}(E_\gamma, T_f) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} F_K \sigma_G \Gamma_G \frac{E_G \Gamma_G(E_\gamma, T_f)}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2}, \tag{2.77}$$

kde člen $\Gamma_G(E_\gamma, T_f)$ je určen výrazem

$$\Gamma_G(E_\gamma, T_f) = \frac{\Gamma_G}{E_G^2} \times (E_\gamma^2 + 4\pi^2 T_f^2). \tag{2.78}$$

Hodnota parametru F_K byla stanovena autory [16] na $F_K \approx 0.7$. Teplotu T_f vystupující ve vztahu (2.77), která v jaderné fyzice odpovídá výrazu kT z klasické termodynamiky, lze vyjádřit jako

$$T_f = \sqrt{\frac{E_x - \Delta_p}{a}}, \tag{2.79}$$

kde a je parametr hustoty hladin, viz vztah (2.3), a Δ_p je korekce párování, viz [17].

Předpovědi získané pomocí KMF modelu byly porovnány s experimentálními intenzitami primárních $E1$ přechodů do nízkoenergetických hladin pozorovaných v (n,γ) reakcích pro několik sférických jader [18, 19]. V těchto případech bylo pro energii záření $E_\gamma \approx 6-7$ MeV dosaženo rozumného souhlasu experimentálních dat s daty získanými prostřednictvím tohoto modelu. Je potřeba zdůraznit, že KMF model není aplikovavatelný na popis emise γ-záření v energetické oblasti blízké maximu GDER. Z tvaru rovnice (2.77) je zřejmá divergence nastávající v případě $E_\gamma = E_G$.

V rámci snahy sestrojit tvar $E1$ PSF platný na celém energetickém intervalu byl pro sférická jádra navržen model kombinující oba předchozí přístupy (BA a KMF). V oblasti $E_\gamma \ll E_G$ je uvažována závislost blízká (2.77). Tvar (2.75) je naopak aplikován v okolí maxima GDER $E_\gamma \approx E_G$. Výsledný model $E1$ PSF můžeme nazvat jako *zobecněný Lorentzián* (anglicky generalized Lorentzian) GLO

$$f^{(E1)}_{\mathrm{GLO}}(E_\gamma, T_f) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2}\sigma_G\Gamma_G\left[\frac{E_\gamma\Gamma_G(E_\gamma,T_f)}{(E_\gamma^2-E_G^2)^2+E_\gamma^2\Gamma_G^2(E_\gamma,T_f)}+F_K\frac{4\pi^2T_f^2\Gamma_G}{E_G^5}\right]. \tag{2.80}$$

Zásadním rozdílem mezi modely (2.77, 2.80) a modelem (2.75) je skutečnost, že KMF a GLO model nedosahují nulové hodnoty v limitě $E_\gamma \to 0$ a zároveň $T_f \neq 0$. Výsledky analýzy experimentů $^{143}\mathrm{Nd}(\mathrm{n},\gamma\alpha)$ jsou často uvažovány jako experimentální ověření této vlastnosti modelů KMF a GLO, otázka experimentálního potvrzení chování KMF a GLO modelu v limitě $E_\gamma \to 0$ a zároveň $T_f \neq 0$ však zůstává stále otevřená.

Za účelem překonání problémů s popisem $E1$ PSF v deformovaných jádrech byla provedena fenomenologická modifikace vztahu (2.78) zavedením empirického faktoru k_0

$$\Gamma_G(E_\gamma,T_f) = \left[k_0+\frac{E_\gamma-E_{\gamma 0}}{E_G-E_{\gamma 0}}(1-k_0)\right]\frac{\Gamma_G}{E_G^2}(E_\gamma^2+4\pi^2T_f^2). \tag{2.81}$$

Za vztahu (2.81) vyplývá, že šířka rezonance $\Gamma_G(E_\gamma, T_f)$ závisí na hodnotě faktoru k_0. Tato hodnota byla stanovena zpracováním velkého množství průměrných totalních radiačních šířek $\overline{\Gamma}_\gamma$, studiem energetické závislosti účinného průřezu pro (n,γ) reakce a analýzou γ spekter produkovaných při reakci (n,γ) ve středně těkých a těžkých jádrech. Uvažujeme-li hodnotu $k_0 > 1$, potom se jedná o navýšení $\Gamma_G(E_\gamma, T_f)$ v $E_\gamma = E_{\gamma 0}$, kdy navržená hodnota $E_{\gamma 0}$ je $E_{\gamma 0} \approx 4.5\mathrm{MeV}$ [20, 21], v porovnání s výsledky (2.78). V případě $k_0 = 1$ získáme přesně vztah (2.78).

Závislost parametru k_0 na hmotovém čísle A je podstatně ovlivněna tvarem hustoty energetických hladin, viz [21]. Konkrétně v případě BSFG bylo navrženo

$$k_0 = \begin{cases} 1.0 \quad \text{pro} \quad A < 148, \\ 1.0 + 0.09(A-148)^2\exp\left[-0.18(A-148)\right] \quad \text{pro} \quad A \geq 148, \end{cases} \tag{2.82}$$

zatímco pro hustotu hladin danou CTF v [22] platí

$$k_0 = \begin{cases} 1.5 \quad \text{pro} \quad A < 145, \\ 1.5 + 0.131(A-145)^2\exp\left[-0.154(A-145)\right] \quad \text{pro} \quad A \geq 145. \end{cases} \tag{2.83}$$

Porovnáním vypočítaných hodnot s experimentálními daty pocházejícími z (n,γ) reakcí pro tři deformovaná jádra izotopů gadolinia byla určena hodnota $k_0 = 4$ [20]. Obecně lze očekávat, bez ohledu na stupeň deformace jádra, souhlas experimentálních a teoretických dat pro široké spektrum deformovaných jader. Ad hoc zavedení parametru k_0 ve vztahu (2.81) však zůstává teoreticky stále neopodstatněné.

Pokud dosadíme výraz (2.81) pro $\Gamma_G(E_\gamma, T_f)$ do rovnice (2.75), resp. rovnice (2.80), pak hovoříme o tzv. *posíleném Lorentziánu s energeticky závislou šířkou* (anglicky Enhanced Lorentzian with energy dependent width) EELO, resp. o tzv. *posíleném zobecněném Lorentziánu* (anglicky Enhanced generalized Lorentzian) EGLO. V případě (2.75) se musí v rámci EELO samozřejmě původní funkce Γ_G stát funkcí E_γ a T_f, tedy $\Gamma_G \to \Gamma_G(E_\gamma, T_f)$, a součin $\Gamma_G \cdot \Gamma_G$ v rovnici (2.75) je nahrazen součinem $\Gamma_G \cdot \Gamma_G(E_\gamma, T_f)$.

Vedle výše popsaných modelů $E1$ PSF byl testován také model definovaný v práci [1], jenž představuje kombinaci mezi modely BA (2.75) a KMF (2.77), proto jeho označení KMF-BA. Tento model předpokládá platnost tvaru funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF}}$ (2.77) na energetickém intervalu $E_\gamma < E_L$ MeV, zatímco pro energii záření $E_\gamma > E_H$ MeV je uvažován tvar funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{BA}}$ (2.75). Pro interval energií E_L MeV $< E_\gamma < E_H$ MeV je tvar fotonové silové funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}$ určen lineární kombinací modelů KMF a BA

$$f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}(E_\gamma, T_f) = \frac{E_\gamma - E_L}{4} f_{\mathrm{BA}} + \frac{E_H - E_\gamma}{4} f_{\mathrm{KMF}}. \tag{2.84}$$

Navzdory zjevně umělému zavedení tvaru funkce (2.84) a přítomnosti nespojitostí v první derivaci této funkce se ukazuje [1], že model KMF-BA velmi dobře aproximuje reálná experimentální data.

Tvary testovaných PSFs jsou na obrázku 2.4. Použili jsme data získaná měřením reakce (γ, n) na jádru ^{160}Gd. Zde parametry rozštěpené GDER jsou $(E_G = 12.07\,\mathrm{MeV}; \Gamma_G = 2.98\,\mathrm{MeV}; \sigma_G = 196\,\mathrm{mb})$ a $(E_G = 15.88\,\mathrm{MeV}; \Gamma_G = 5.10\,\mathrm{MeV}; \sigma_G = 248\,\mathrm{mb})$. Parametry funkcí $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ a $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$ jsou $k_0 = 4.0$ a $E_{\gamma 0} = 4.5\,\mathrm{MeV}$. Krajní hodnoty energetického intervalu pro funkci $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}$ (2.84) jsou $E_L = 4.0\,\mathrm{MeV}$ a $E_H = 8.0\,\mathrm{MeV}$.

Studium radiačních záchytů lehkých či těžkých iontů potvrzuje, že existence GDER je obecnou vlastností jader do velmi vysokých excitačních ener-

gií v řádu stovek MeV. Ukazuje se, že poloha GDER zůstává stabilní i pro vysoce excitovaná jádra a její případná závislost na excitační energii je minimální. Výsledky analýzy experimentů s lehkými a těžkými ionty se tak stávají velice významným potvrzením Brinkovy hypotézy v její nejobecnější formulaci.

Je ale nutné také poznamenat, že experimentální informace o $E1$ pro energie $E_\gamma < B_n$ není příliš bohatá. S vyjímkou výše zmíněných dat, týkajících se intenzit primárních přechodů v (n, γ) reakcích, se v podstatě jedná pouze o data pocházející z reakce $(\gamma, \gamma^{'})$, pro oblast excitačních energií $E_\gamma \approx 2 - 4$ MeV [33], a v poslední době také z experimentů $(^3\mathrm{He}, ^3\mathrm{He}^{'}\gamma)$ a $(^3\mathrm{He}, \alpha\gamma)$, viz také [9, 10, 25].

2.3.2 $M1$ fotonová silová funkce

V oblasti vyšších excitačních energií jsou relevantní informace o $M1$ fotonových silových funkcích spíše velice vzácné. Nedostatek informací pro vyšší energie je způsoben zejména silnou dominancí $E1$ intenzit nad ostatními typy multipolarit pro energie γ-záření převyšující práh částicové emise[1].V nízkoenergetické oblasti do vazbové energie neutronu B_n je však již množství experimentálních informací týkajících se $M1$ PSF srovnatelné s experimentálními poznatky o $E1$ PSF. Významné informace o $M1$ fotonových silových funkcích byly získány jednak studiem γ-záření doprovázejícího radiační záchyt pomalých neutronů, ale také neelastickými rozptylovými experimenty využívajícími elektrony, protony či fotony jako nalétávající částice.

Ve sférických jádrech se $M1$ PSFs velmi často aproximují pomocí tzv. jednočásticového modelu (anglicky single particle model) SP [26] . V tomto modelu se předpokládá nezávislost $f_\mathrm{SP}^{(M1)}$ na energii elektromagnetického přechodu. Odhady hodnoty $f_\mathrm{SP}^{(M1)}$ byly doposud získávány zejména měřením absolutních intenzit primárních γ přechodů doprovázejících záchyty rezonančních neutronů. Za účelem potlačení vlivu Porterových - Thomasových fluktuací (2.73) na měření se musely parciální radiační šířky γ přechodů, které spojují neutronový záchytový stav s nízkoležícími hladinami, středovat přes dostatečný počet neutronových rezonancí. Toho může být dosaženo analýzou intenzit elektromagnetických přechodů doprovázejících tzv. zprůmě-

[1]Fotojaderná experimentální data nejsou schopna rozlišit jednotlivé typy multipolarit. V důsledku očekávané silné dominance $E1$ intenzity v energetické oblasti nad prahem částicové emise je tento druh dat uvažován jako zdroj informací pouze o $E1$ intezitě.

rované rezonanční neutronové záchyty (anglicky average resonance neutron captures) ARC a jejich vhodnou normalizací [27]. Normalizaci ARC lze získat průměrováním parciálních radiačních šířek určených zvlášť pro každou neutronovou rezonanci pomocí měření doby letu neutronu v kombinaci s běžnými γ-spektroskopickými metodami.

Analýzou experimentálních ARC dat byla zjištěna hodnota poměru funkcí $f^{(E1)}/f^{(M1)}$ na energii $E_\gamma \approx 7$ MeV, jenž je pro většinu jader s hmotnostním číslem $A \gtrsim 100$ roven 7 ± 1 [27].

Druhým často používaným modelem pro $M1$ je model tzv. spin-flipové rezonance (anglicky spin-flip resonance) SF. Parametry této rezonance byly studovány zejména neelastickým $(\mathrm{p}, \mathrm{p}')$ rozptylem, při energii nalétávajících protonů $T_\mathrm{p} \approx 200$ MeV, na středně těžkých a těžkých deformovaných jádrech. Tímto způsobem byla v deformovaných jádrech objevena dvouhrbá struktura $f_\mathrm{SF}^{(M1)}$ s maximy situovanými na energiích $\approx 34A^{-1/3}$ a $\approx 44A^{-1/3}$ [28]. Studium neelastického rozptylu elektronů na sférickém jádře ^{197}Au stanovilo polohu $f_\mathrm{SF}^{(M1)}$ na energii 7.9 MeV a její šířku $\Gamma \approx 3$ MeV [29]. Analýza ARC dat lokalizuje $f_\mathrm{SF}^{(M1)}$ na $\approx 41A^{-1/3}$ s šířkou $\Gamma \approx 2.5 - 4.0$ MeV [30, 41]. Tvar $f_\mathrm{SF}^{(M1)}$ je obvykle uvažován ve formě dané rovnicí (2.75).

Experimentální data nejsou v současné době schopna jednoznačně stanovit, který z modelů $f_\mathrm{SP}^{(M1)}$ a $f_\mathrm{SF}^{(M1)}$ lépe vystihuje experimentální data pro sférická jádra v nízkoenergetické oblasti.

V polovině 80. let byly provedeny experimenty s neelastickým rozptylem elektronů na deformovaných jádrech vzácných zemin [31]. Výsledkem těchto experimentů bylo potvrzení existence kolektivního $M1$ módu, jenž byl pro deformovaná jádra teoreticky navržen již na konci 70. let v rámci jednoduchého geometrického přístupu, jehož anglické označení je *Two-Rotor-Model* [32]. V tomto modelu je $M1$ mód chápán jako nůžky, jejichž přirozený pohyb výborně reprezentuje vzájemný protiběžný pohyb protonové a neutronové kapaliny. Z těchto důvodů je uvažovaný mód označován jako *nůžkový mód* (anglicky scissors mode), značíme SC. Experimentálním a teoretickým studiem širokého spektra jader byla energetická poloha nůžkového módu stanovena přibližně na 3 MeV. Jako velice účinný nástroj studia nůžkového módu se ukázala reakce (γ, γ'), využívající γ-záření jako vysoce selektivní a citlivý detekční nástroj pro vyšetřování nízkopoložených dipólových excitací. Konkrétně (γ, γ') experimenty odhalily podstatnou fragmentaci intenzity γ-záření v okolí energie 3 MeV, ve kterém je uvažovaný nůžkový mód

dominantní [33]. Podrobnou analýzou získaných dat byla nalezena v případě Sm a Nd izotopových řetězců závislost totální intenzity nůžkového módu na kvadrátu deformace studovaných jader δ^2 [33]. V případě jádra ^{160}Tb je deformace $\delta \sim 0.3$.

Celková síla pozorovaných přechodů v (γ, γ') experimentech v dobře deformovaných sudo-sudých jádrech v oblasti vzácných zemin je přibližně $3\mu_{\mathrm{N}}^2$. V sudo-sudých jádrech je celková intenzita $f_{\mathrm{SC}}^{(M1)}$ rozložena pouze do několika stavů, které jsou ve většině případů lokalizovány v intervalu o šířce $400 - 500$ keV. Pozorovaná síla v lichých, resp. licho-lichých jádrech, je většinou mnohem nižší. To je způsobeno větší fragmentací síly v důsledku vyšší hustoty hladin v těchto jádrech, a tedy sníženou detekční schopností (γ, γ') experimentů. Stanovení hodnoty Γ_{SC} z těchto experimentů v lichých a licho-lichých jádrech se jeví jako velice problematické.

Rezonanční struktura na energii $E_\gamma = 3$ MeV se objevuje také při analýze dvoukrokových γ - kaskád doprovázejících záchyt tepelných neutronů lichým jádrem ^{163}Dy (TSC experiment). Celková síla nůžkového módu pozorovaná v tomto TSC experimentu se s vysokou pravděpodobností pohybuje v okolí hodnoty $6\mu_{\mathrm{N}}^2$ [34]. Tvar nůžkového módu uvažovaný v práci [34] byl stejný jako v rovnici (2.75) - Lorentzovský tvar - přičemž parametry E_G, Γ_G a σ_G byly nahrazeny parametry E_{SC}, Γ_{SC} a σ_{SC} a jejich hodnoty byly určeny jako $E_{SC} = 3.0\,\mathrm{MeV}$, $\Gamma_{SC} = 0.6\,\mathrm{MeV}$ a $\sigma_{SC} = 0.9\,\mathrm{mb}$, viz [34]. Významným závěrem práce [35] bylo potvrzení existence nůžkové rezonance nejen v TSC spektrech nad základním stavem, ale také v TSC spektrech nad stavy excitovanými. Bohužel ani v rámci těchto TSC experimentů nebylo dosaženo bližší specifikace šířky nůžkové rezonance, jenž je TSC daty stanovena v intervalu $\Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.5 - 1.0$ MeV.

Rezonance na energii $E_\gamma \approx 2.5 - 3$ MeV byla pozorována také ve spektrech γ záření doprovázejícího záchyt neutronů s vyšší energií, $E_{\mathrm{n}} = 10 - 800$ keV [36, 37] a $E_{\mathrm{n}} = 0.5 - 3.0$ MeV [38], v deformovaných jádrech. Ze stability pozice pozorované rezonance s rostoucí energií nalétavajících neutronů lze usuzovat, že existence rezonance je způsobena tvarem fotonové silové funkce, nikoliv tvarem hustoty energetických hladin. Vliv hustoty hladin na parametry studované rezonance však nelze zcela vyloučit.

Podobná síla nůžkové resonance jako v TSC experimentech, tj. asi $6\mu_N^2$, byla pozorována v případě deformovaných jader i v reakcích $(^3\mathrm{He},^3\mathrm{He}'\gamma)$ a $(^3\mathrm{He}, \alpha\gamma)$ [9, 10, 25].

Jako velice zajímavá se jeví skutečnost, že pološířka rezonanční struktury, pozorovaná v experimentech s rychlými neutrony a v reakcích $(^3\mathrm{He},^3\mathrm{He}'\gamma)$

a (^{3}He, $\alpha\gamma$) dosahuje hodnot $\Gamma_{\mathrm{SC}} \gtrsim 1.0$ MeV, zatímco v (γ, γ') a TSC experimentech je tato šířka zřejmě podstatně menší. Také hodnota účinného průřezu v maximu nůžkové rezonance je odlišná pro různé typy experimentů. V případě měření s ^{3}He se velikost účinného průřezu pohybuje kolem hodnoty $\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.5$ mb [39]. Reakcí s rychlými neutrony byla získána hodnota účinného průřezu $\sigma_{\mathrm{SC}} \approx 0.2 - 0.4$ mb [36]. Bohužel ani z tvaru TSC spekter nelze pro účinný průřez získat konkrétnější omezení. V tomto případě se hodnota účinného průřezu pohybuje v intervalu $\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.2 - 1.0$ mb [34].

Odlišnosti mezi jednotlivými typy experimentů se objevují také ve stanovení polohy studované nůžkové rezonance. Experimenty (γ, γ') a TSC experimenty lokalizují nůžkovou rezonanci na energii $E_{\mathrm{SC}} \approx 3.0$ MeV, kdežto experimenty s ^{3}He a s rychlými neutrony pro jádra s $A \approx 160$ určují polohu nůžkové rezonance na energii $E_{\mathrm{SC}} \approx 2.7$ MeV. Tento rozpor se doposud nepodařilo vysvětlit. Z praktických důvodů byla při analýze všech typů experimentálních dat předpokládána platnost Brinkovy hypotézy v její striktní podobě.

Tvary $M1$ PSFs jsou zobrazeny na obrázku 2.4. Parametry nůžkové rezonance a spin-flipových rezonancí jsou specifikovány v grafech.

2.3.3 $E2$ fotonová silová funkce

Vedle dipólových přechodů se ve statistické části spekter γ-záření vycházejícího z reakcí složeného jádra předpokládá také slabý vliv elektrických kvadrupólových přechodů. V případě rozpadů excitovaných jader s nízkou hodnotou spinu však hraje tento typ přechodů pouze okrajovou roli.

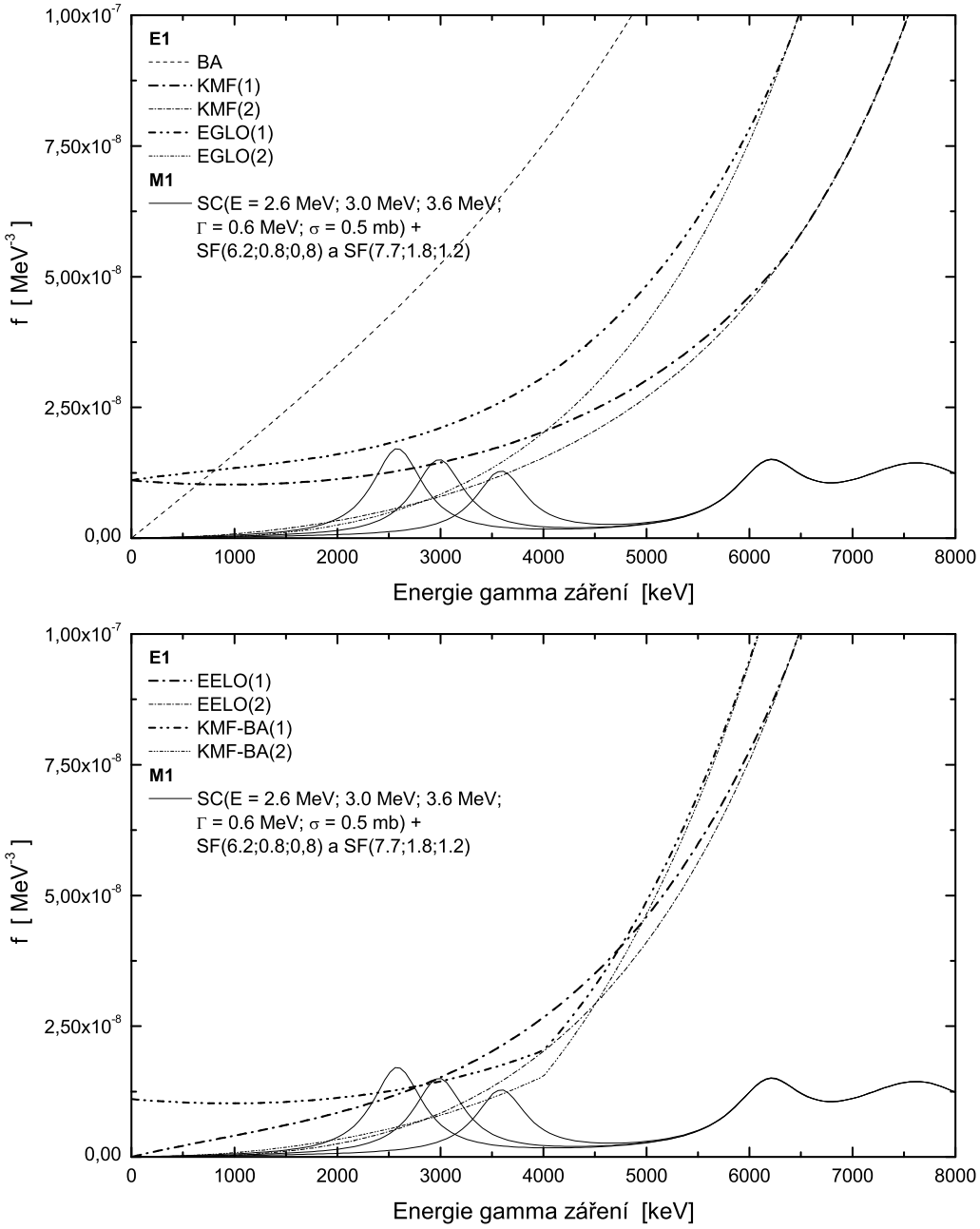
Relevantní informace o $E2$ intenzitě může být získána zejména analýzou dat neelastických rozptylových experimentů s nabitými částicemi, neboť účinný průřez reakcí tohoto typu obsahuje multipólové maticové elementy [40]. Rezonanční chování $E2$ intenzity bylo poprvé pozorováno na počátku 70. let dvacátého století [41], kdy byly prováděny neelastické rozptylové experimenty na jádrech, přičemž jako nalétávající částice byly využity elektrony, protony a α-částice. Pozorované jevy byly interpretovány jako projev isoskalární *gigantické kvadrupólové elektrické rezonance* (anglicky giant quadrupole electric resonance) GQER. Z makroskopického hlediska je chování této rezonance relativně dobře pochopeno. Obecně je uznávána představa reprezentace GQER primárně povrchovými oscilacemi neutronů pohy-

bujících se společně s protony. Těžišťová energie GQER, jenž je aproximována hodnotou $E_R = 63A^{-1/3}\,\mathrm{MeV}$ [42], je téměř shodná s těžišťovou energií GDER. Systematika šířek rezonancí Γ_R a účinného průřezu σ_R v maximu isoskalární GQER rezonance byla zavedena v [43] následujícím způsobem: $\Gamma_R = 6.11 - 0.012A\,\mathrm{MeV}$ a $\sigma_R = 1.5 \cdot 10^{-4} Z^2 E_R^2 A^{-1/3}/\Gamma_R\,\mathrm{mb}$, kde Γ_R a E_R jsou uvažovány v jednotkách MeV.

Doposud bylo ve studovaných (n,γ) reakcích (radiační záchyt tepelných neutronů a rezonanční záchyt) pozorováno pouze několik primárních $E2$ přechodů [44, 43]. Výrazný nedostatek dat týkajících se individuálních $E2$ přechodů a nepochybné zkreslení jejich intenzit směrem k vyšším hodnotám v důsledku působení P-T fluktuací navíc výrazně snižuje celkovou aplikovatelnost doposud získaných experimentálních informací na analýzu $E2$ fotonových silových funkcí.

Protože je však $E2$ PSF velmi slabá, používá se často pro její aproximaci opět tzv. jednočásticový model (jako v případě $M1$ PSF), viz strana 33, v němž je $f_{\mathrm{SP}}^{(E2)} = \mathrm{konst}$. Průměrné parciální radiační šířky stanovené z primárního γ-záření pozorovaného při (n,γ) reakcích jsou téměř o dva řády nižší v porovnání s těmito šířkami příslušejícími $E1$ přechodům.

Jaderné pechody v rozpadech složených jader charakterizované vyššími multipolaritami typu $M2$, $E3$,..., jsou uvažovány pouze jako zcela okrajové jevy. Do dnešní doby bylo pozorováno pouze několik přechodů těchto typů, zejména pak v oblasti nízkých excitací.



Obrázek 2.4: Tvary testovaných $E1$ a $M1$ PSFs. Tvar $E1$ PSFs(1), resp. $E1$ PSFs(2), odpovídá primárním, resp. sekundárním, přechodům v TSC kaskádě. Pro model BA je $f^{(E1)}_{\mathrm{BA}(1)} = f^{(E1)}_{\mathrm{BA}(2)}$, neboť předpokládá platnost Brinkovy hypotézy. V případě $M1$ PSF jsou uvedeny tři různé polohy nůžkové rezonance.

Kapitola 3

Experimentální uspořádání a modelové simulace

3.1 Dvoukrokové γ-kaskády

Základní principy metody *Dvoukrokových γ-kaskád*, (Two-Step Cascades) TSC, byly představeny roku 1958 [45] a později byly modifikovány pro případ Ge detektorů [46]. Tato metoda je založena na dvoudetektorovém koincidenčním měření γ-kvant emitovaných při radiačním záchytu tepelných neutronů. Každá jednotlivá událost v probíhajícím měření může být charakterizována amplitudou signálu získaného v obou detektorech koincidenční aparatury a jejich vzájemnou časovou diferencí. V poli našeho zájmu jsou pak takové události, jimž odpovídající signál koincidenční aparatury je ve shodě s pevně stanovenou energetickou sumou E_Σ a časovou diferencí T_0. Výběrem energetické sumy rovné energetickému rozdílu mezi záchytovým stavem neutronu a nízkoležící hladinou, dále nazývanou finální TSC hladina, můžeme studovat dvoukrokové γ-kaskády mezi neutronovým záchytovým stavem a fixní finální TSC hladinou. Spektrum energií deponované v jednom detektoru obsahuje, při splnění výše uvedených podmínek na energetickou sumu a časovou diferenci, všechny energie zahrnuté v TSC deexcitačním procesu. Takové spektrum je následně nazýváno TSC spektrem.

Jestliže TSC probíhá přes dobře rozlišitelnou energetickou hladinu, pak příspěvěk takové kaskády do TSC spektra bude reprezentován diskrétní spektrální čárou. V případě populace mezistavů ve výšších energetických polohách, kde lze očekávat větší hustotu hladin, již budou dvoukrokové γ-kaskády vytvářet kvazikontinuální TSC spektrum. Jelikož intenzita dvou-

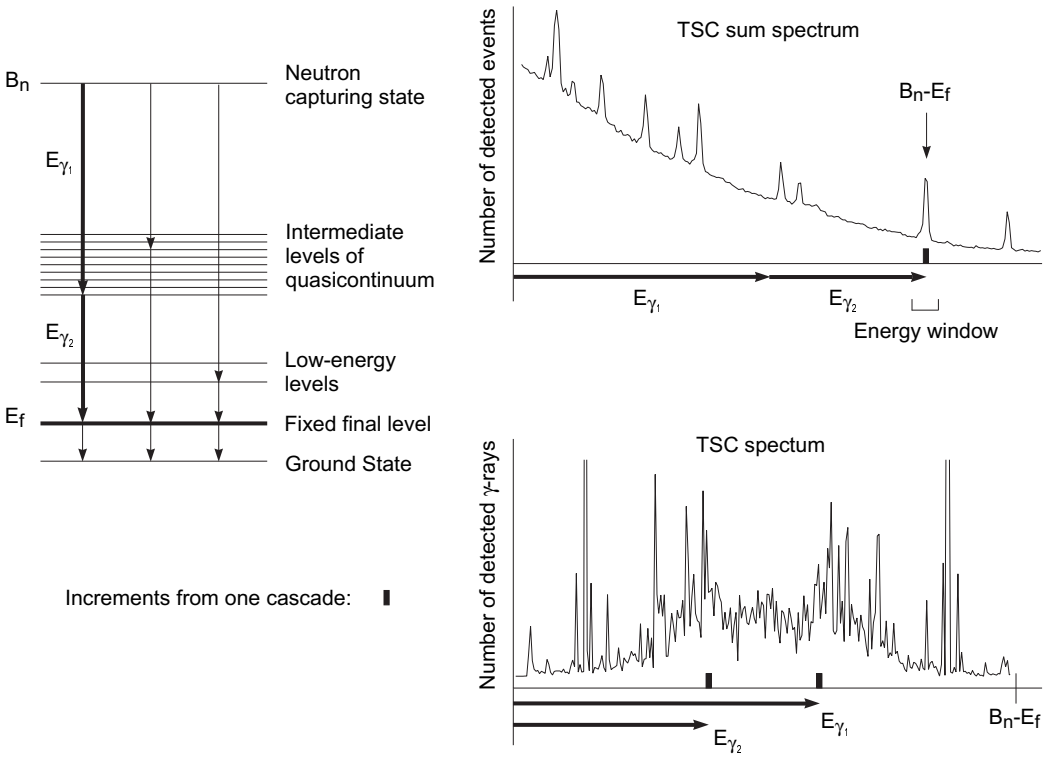
krokové kaskády $I_{\gamma\gamma}$ spojující počáteční stav i s finální (koncovou) hladinou f skrze mezihladinu m dvěma přechody charakterizovanými energiemi E_{γ_1} a E_{γ_2} je dána vztahem

$$I_{\gamma\gamma} = \frac{\Gamma_{i\gamma m}}{\Gamma_{i\gamma}} \frac{\Gamma_{m\gamma f}}{\Gamma_{m\gamma}} = \text{konst} \times E_{\gamma_1}^3 E_{\gamma_2}^3 f\left(E_{\gamma_1}\right) f\left(E_{\gamma_2}\right), \tag{3.1}$$

nese tvar a velikost TSC spektra informaci o fotonových silových funkcích lokalizovaných v energetické oblasti $1-5$ MeV, viz rovnice (2.67). Ve vztahu (3.1) výraz $\Gamma_{i\gamma f}$ značí parciální radiační šířku elektromagnetického přechodu mezi iniciální hladinou i a finální hladinou f, zatímco veličina $\Gamma_{i\gamma}$ je totální radiační šířka iniciální hladiny i. Střední hodnota funkce $f(E_\gamma)$ je dle teoretického předpokladu hladkou funkcí energie E_γ. Ve skutečnosti jsou však hodnoty této funkce v kaskádě vystaveny působení P-T fluktuací.

Jelikož veliké množství elektromagnetických přechodů probíhá přes kvazikontinuální část energetického spektra studovaného jádra, lze obecně předpokládat, že odpovídající část TSC spektra je popsatelná v rámci statistického modelu, a může být proto využita pro testování nejrůznějších modelů fotonových silových funkcí či hustoty hladin. Schématické znázornění získaných TSC spekter je zobrazeno na obrázku 3.1. Na tomto obrázku je také schéma sumačního TSC spektra, jenž obsahuje celkovou energii TSC deponovanou v obou detektorech koincidenční aparatury.

TSC spektrum obsahuje také pozadí způsobené Comptonovým jevem a náhodnými koincidencemi. Dvě γ-kvanta s celkovou energií převyšující přednastavenou energetickou sumu E_Σ mohou způsobit detekci nepravé události, pokud vhodný přebytek energie unikne v důsledku Comptonova rozptylu. Podobným způsobem dvě γ-kvanta, tentokráte s korektní hodnotou celkové energie, ale pocházející ze dvou odlišných neutronových záchytů, mohou být náhodně detekována ve stejný koincidenční čas T_0, a mohou tedy opět vyvolat nepravou událost. Ve snaze co nejlepší eliminace tohoto pozadí byla TSC spektra extrahována ze sumačních TSC spekter skenovací procedurou. V rovině (energetická suma) $\times$ (časová diference koincidenční aparatury) bylo definováno osm pravoúhlých oblastí obklopujících peak odpovídající předem zvolené finální TSC hladině, kterými byla daná dvoukroková kaskáda vymezena. Takto definované oblasti nám poslouží jako nástroj k eliminaci pozadí obsaženého v TSC spektru. Korekce na pozadí je následně odvozena z vhodně uvažované lineární kombinace koincidenčních spekter pro osm oblastí obklopujících výslednou střední oblast, jenž je předmětem našeho zájmu, viz obrázek 3.2. Detailní popis procedury eliminace

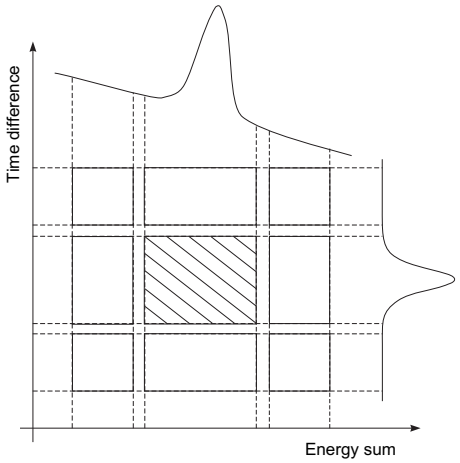


Obrázek 3.1: Schématické znázornění TSC spekter, viz literatura [1].

pozadí v koincidenčních spektrech je možné nalézt v článku [47].

Protože detektory koincidenční aparatury nerozeznávají mezi primárními a sekundárními γ-kvanty, chovají se TSC spektra, jakoby pocházela ze spektrometru, jehož funkce energetické odezvy je tvořena dvěma linkami lokalizovanými symetricky vzhledem ke středu TSC spektra. Tato symetrie je patrná, pakliže provedeme korekci na energeticky závislou účinnost použitých detektorů. Je tedy zjevné, že výše zavedený pojem "TSC spektrum" ve skutečnosti odpovídá koincidenčnímu spektru zkorigovanému na pozadí a účinnost použitých detektorů, a tím symetrizovanému vzhledem ke středu TSC spektra. Tato spektra jsou tedy fakticky bez pozadí.

Procesy n-krokových deexcitací záchytového stavu, kdy $n > 2$, přispívají do TSC spektra tehdy, pokud je jedním detektorem současně (v rámci časové rozlišovací schopnosti použité koincidenční aparatury) detekováno několik fotonů příslušejících do n-krokové kaskády. Pravděpodobnost současné detekce všech fotonů s narůstajícím n klesá, avšak pravděpodobnost dosažení

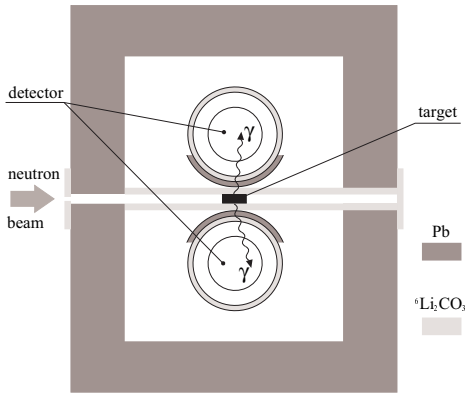


Obrázek 3.2: Grafické znázornění procedury eliminace pozadí v TSC experimentu, viz literatura [1]

finálního stavu ve třech a více krocích je výrazně vyšší nežli v případě dvoukrokové deexcitace. Příspěvky tříkrokových a vícekrokových kaskád do TSC spektra jsou tedy nezanedbatelné. V dalším zpracovaní experimentálních dat, ale také v počítačových simulacích, jsou tyto příspěvky korektně uvažovány.

Jako zcela nezbytné se jeví započítání efektu vetování. Tento efekt nastává v důsledku γ-rozpadu finální TSC hladiny. Pokud jsou ve dvou detektorech plně absorbovány fotony z dvoukrokové γ-kaskády ukončené na finální TSC hladině, mohou být současně detekovány fotony z následujících rozpadů této finální TSC hladiny. V důsledku porušení podmínky na detekovanou energetickou sumu E_Σ tak dochází k eliminaci dané události z TSC spektra. Následkem toho jsou TSC intenzity, vyjma intenzit přechodů směřujících do základního stavu, redukovány. Odhad korekce na efekt vetování je možný, pokud je známa energetická závislost absolutní detekční účinnosti obou detektorů.

Kromě těchto jevů se v TSC spektrech projevují ještě další efekty, jako například příspěvky fotonů ze zpětného odrazu na materiálu detekční aparatury nebo anihilačních fotonů. Vliv těchto příspěvků lze výrazně eliminovat vložením tenké olověné vrstvy mezi vzorek a detektor. Pro energie γ-záření $E_\gamma \gtrsim 500$ keV vložení olověného stínění neovlivní významněji účinnost detektorů [47, 48]. Jelikož se budeme zabývat pouze intenzitami elektromagnetických přechodů v intervalu $1 - 5$ MeV, nehrají v našem případě tyto



Obrázek 3.3: Schématické zobrazení experimentálního uspořádání TSC měřící aparatury, viz literatura [1, 47].

efekty významnější roli.

Při aplikaci procedury eliminující pozadí v koincidenčních spektrech může nastat situace, kdy výsledné TSC spektrum bude vykazovat tzv. bipolární strukturu, poprvé popsanou v práci [49]. Tento případ nastává tehdy, pokud energie jednoho fotonu v dvoukrokové γ-kaskádě je zcela absorbována prvním detektorem, zatímco druhý foton interaguje v druhém detektoru Comptonovým rozptylem. Tvar bipolární struktury je jednoznačně určen funkcí odezvy detektoru a volbou parametrů pravoúhlých oblastí definovaných v proceduře eliminující pozadí v koincidenčních spektrech [48], viz obrázek 3.2. Bipolární struktura se však vyskytuje pouze v krajních polohách TSC spektra, a nezasahuje tak do oblasti našeho zájmu. Navíc se ukazuje, že celková plocha této struktury na energetickém intervalu, na němž se bipolární struktra vyskytuje, je nulová. Bližší specifikace vlastností bipolární struktury je možné najít v článku [48].

Aparatura určená k získání TSC spekter γ-záření doprovázejícího radiační záchyt termálních neutronů na středně těžkých a těžkých jádrech byla vystavěna na výzkumném 10 MW lehkovodním reaktoru LWR-15 v Řeži. Šestimetrový zakřivený neutronový vodič poskytuje úzký svazek $2 \times 20\,\mathrm{mm}^2$ tepelných neutronů s tokem 3×10^6 neutron $\cdot\,\mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ v místě terčíku. Terčík je ve formě oxidu Tb_4O_7 a jedná se o prášek s čistou hmotností $m = 0.88\,\mathrm{g}$ umístěný v tenkém polyethylenovém sáčku. Spin a parita terčíkového

jádra ^{159}Tb jsou $J^{\pi} = 3/2^{+}$. Kvanta γ-záření emitovaná z terče jsou detekována dvojicí HPGe detektorů s relativní účinností 25% a 28%, kde účinnost polovodičových detektorů je vztažena k účinnosti scintilačního detektoru NaI(Tl) pro detekci fotonů. Silné neutronové stínění, zajištěné 5 mm silnou vrstvou $^{6}Li_2CO_3$, a γ-stínění, realizované olověnými vrstvami, redukuje pozadí γ-záření z neutronového rozptylu a neutronového radiačního záchytu v konstrukčním materiálu. Energetické rozlišení získaného sumačního spektra se pohybuje kolem 8 keV. Sběr dat v rámci měření probíhal přibližně 800 h. Šířka časového intervalu pro výběr pravých koincidencí byla zvolena přibližně $T_0 = 700$ ns. Detailní popis experimentálního uspořádání využívané měřící aparatury je uveden v [47]. Schématické znázornění detekčního systému je zobrazeno na obrázku 3.3.

Vzdálenost mezi cylindrickými plochami obou detektorů je 41 mm. Takto blízká geometrie je typická právě pro TSC měření. V této geometrii nelze zanedbat vliv úhlových korelací mezi prvním a druhým fotonem. Úhlovou korelační funkci lze vyjádřit ve tvaru [50]

$$W(\theta) = 1 + \sum_{L=2,4,\ldots} B_L(\gamma_1) A_L(\gamma_2) Q_L P_L(\cos\theta), \tag{3.2}$$

kde B_L a A_L charakterizují postupně první a druhý elektromagnetický přechod, P_L jsou Legendrovy polynomy řádu L a Q_L je tzv. tlumící koeficient vyjadřující potlačení úhlové korelační funkce způsobené konečnými rozměry detektoru. Tyto koeficienty mohou být vypočítány pro konkrétní parametry použitého detekčního systému a celkového experimentálního uspořádání. Ukazuje se, že v rámci dipól-dipólové dvoukrokové γ-kaskády v našem experimentálním uspořádání nepřesahuje korekce na úhlovou korelační funkci 5%. Pro kaskády obsahující dvojici kvadrupólových přechodů, resp. kombinaci přechodů $M1$ a $E2$, je však nutná korekce na úhlovou korelační funkci výrazně větší.

3.2 Počítačové Modelovní γ rozpadu

Za účelem testování nejrůznějších modelů fotonových silových funkcí jsme provedli simulace procesu elektromagnetického rozpadu složeného jádra doprovázejícího radiační záchyt tepelného neutronu. Výstupy těchto simulací, po dodatečném započtení modelové účinnosti použitých detektorů, mohou být následně porovnány se svými experimentálními protějšky.

3.2.1 Předpoklady a simulace

Algoritmus simulací je založen na předpokládané platnosti Extrémního Statistického Modelu (ESM). Ten lze shrnout do následujících bodů:

- Energetické hladiny produkovaného jádra vznikají jako výsledek diskretizačního procesu aplikovaného na určitý, předem známý, předpis hustoty energetických hladin.
- Parciální radiační šířky různých počátečních a/nebo koncových stavů jsou statisticky nezávislé.
- V obecném případě, pokud je výběrovými pravidly povoleno smíšení multipolarit, parciální radiační šířka $\Gamma_{i\gamma f}$ přechodu $i \to f$, inicializovaného na hladině i s excitační energií E_i lokalizovanou v intervalu $B_n > E_i > E_{\mathrm{crit}}$, kde B_n je neutronová vazbová energie, se jeví jako náhodná veličina, jejíž hodnota je dána vztahem

$$\Gamma_{i\gamma f} = \sum_{XJ} y^2_{ifXJ}(E_i - E_f)^{2J+1} \frac{f^{(XJ)}(E_i - E_f)}{\rho(E_i, J_i, \pi_i)}. \tag{3.3}$$

  Ve vztahu (3.3) je sčítáno přes všechny typy X a multipolarity J elektromagnetických přechodů, jejichž příspěvek do deexcitačního procesu je nezanedbatelný. Veličiny y_{ifXJ} jsou náhodné hodnoty z Gaussova normálního rozdělení s nulovou střední hodnotou a jednotkovým rozptylem.
- Narušení předpokladů ESM v simulacích nastává pod energetickou hladinou E_{crit}, přičemž předpokládáme, že pod touto hladinou je již, z různých typů experimentů, známo kompletní schéma energetických hladin studovaného jádra, včetně energií, spinů a parit těchto hladin, ale také větvících poměrů intenzit jednotlivých přechodů.

Vzhledem k uvedeným předpokladům mohou být energetické hladiny v reálných jádrech společně s parciálními radiačními šířkami, zodpovědnými za přechody mezi těmito hladinami, uvažovány jako náhodná diskretizace daného předpisu hustoty hladin a sady hodnot parciálních radiačních šířek odvozených z Porterova-Thomasova rozdělení. V typickém případě deformovaného jádra tuto sadu reprezentuje $10^{10} - 10^{13}$ parciálních radiačních

šířek. Pro jednu sadu hladin a všech parciálních radiačních šířek se užívá termín *jaderná realizace*. V principu existuje nekonečné množství simulovaných jaderných realizací, přičemž jedna z nich odpovídá reálné sadě hladin a parciálních radiačních šířek. V průběhu simulace těchto jaderných realizací není možné uložit zmíněné množství modelových parciálních radiačních šířek do paměti počítače. Nastává tak vážný problém s technickou realizací přijatého způsobu modelování. Ukazuje se ale, že problém s obrovským množstvím parciálních radiačních šířek může být elegantně vyřešen pomocí tzv. "prekurzorů", jak uvidíme v následujícím popisu simulační metody.

3.2.2 Algoritmus využívané simulační metody

Elektromagnetické kaskády jsou generovány, v rámci předpokladů popsáných podrobně v paragrafu 3.2.1, dle následujícího algoritmu [51]:

1. Diskretizací hustoty hladin $\rho(E, J, \pi)$ jsou získány energie E_i, spiny J_i a parity π_i všech vázaných hladin i nad kritickou energií E_{crit}.

   Integrováním funkce hustoty hladin (2.75) resp. (2.77), přes libovolný energetický interval, získáme průměrný počet hladin vyskytujících se v tomto uvažovaném intervalu. V našem statistickém přístupu množství těchto integrovaných hladin fluktuuje dle Poissonova rozdělení okolo středních hodnot.

2. Každé hladině i s energií $E_i > E_{\mathrm{crit}}$ připíše generátor náhodných čísel tzv. *prekurzor* ζ_i, viz obrázek 3.4. Pro korektní funkci popisovaného algoritmu je zcela nezbytné, aby tyto prekurzory byly jednotlivým hladinám připisovány náhodně. Proces získání všech parciálních radiačních šířek $\Gamma_{i\gamma i'}$ pro fixní hladinu i je inicializován pouze tehdy, pokud je generátor náhodných čísel přednastaven pomocí prekurzoru ζ_i. Kdykoliv tedy požadujeme kompletní sadu parciálních radiačních šířek pro danou energetickou hladinu i, na které je zapsán prekurzor ζ_i, získáme výše popsaným procesem stejnou sadu hodnot $\Gamma_{i\gamma i'}$. Jakmile jsou prekurzory ζ_i přiřazeny všem hladinám i s energiemi $E_i > E_{\mathrm{crit}}$, je zároveň známa sada parciálních radiačních šířek $\Gamma_{i\gamma i'}$ pro všechny možné přechody mezi páry hladin (ii'). Prekurzory ζ_i tak zajišťují unikátní výstupy procesu generace parciálních radiačních šířek. Stávají se proto stěžejním prvkem celého algoritmu.

3. Aplikace procesu generování parciálních radiačních šířek $\Gamma_{i_c\gamma i'}$ pro úplné sady přechodů $i_c \rightarrow i^{'}$, vedoucích z neutronové záchytové hladiny i_c do všech možných hladin $i^{'}$, přičemž $E_{i'} < B_n$. Generátor náhodných čísel je předem iniciován pomocí prekurzoru ζ_{i_c}, přiřazeného neutronové záchytové hladině.

4. Pro neutronovou záchytovou hladinu i_c je vypočtena totální radiační šířka $\Gamma_{i_c\gamma} = \sum_{i'} \Gamma_{i_c\gamma i'}$. Následně je získána sada intenzit $I_{ii'}$ pro všechny přechody ze záchytové hladiny i_c, které splňují jednoduchou rovnost $I_{i_c i'} = \Gamma_{i_c\gamma i'}/\Gamma_{i_c\gamma}$. Pokud tyto intenzity splňují podmínku $\sum_{i'} I_{i_c i'} = 1$, pak se jedná o tzv. větvící intenzity.

5. Vázaný stav, do kterého se rozpadá zvolená záchytová energetická hladina i_c, je určen náhodným číslem s_1, produkovaným generátorem náhodných čísel. Náhodý výběr tohoto vázaného stavu i_1 je specifikován splněním požadavku

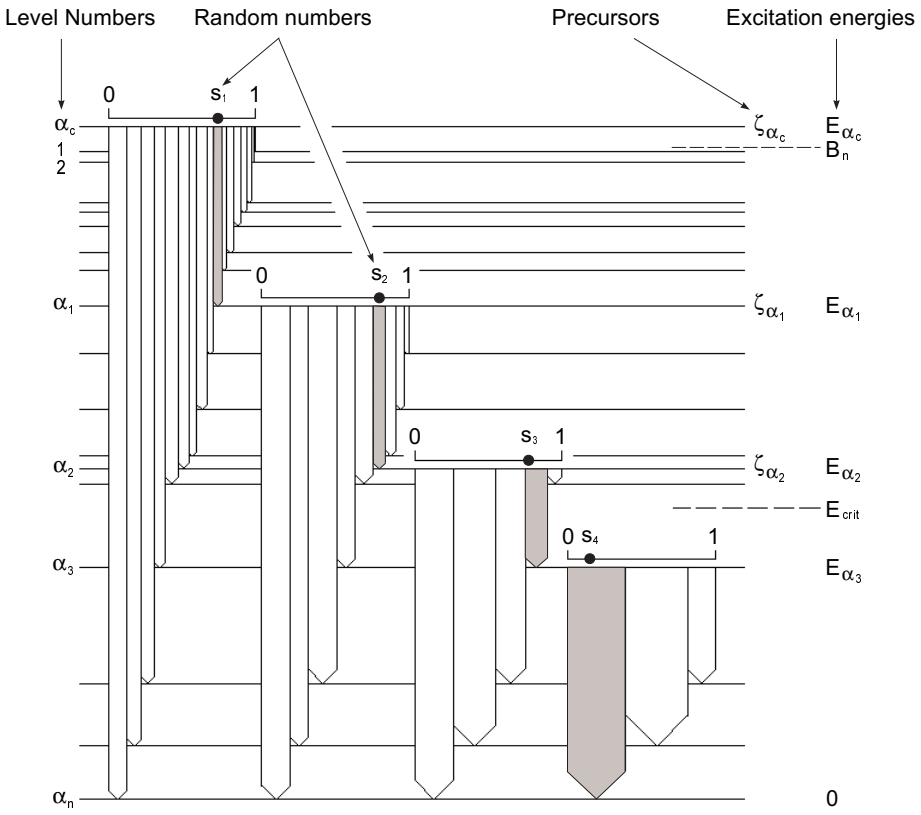
$$\sum_{i'=1}^{i_1-1} I_{i_c i'} \leq s_1 < \sum_{i'=1}^{i_1} I_{i_c i'}. \tag{3.4}$$

   Výsledně je tedy známa vázaná hladina i_1, na níž dosáhl první krok elektromagnetické kaskády.

6. Jestliže energie E_{i_1} hladiny i_1 je větší nežli kritická energie E_{crit}, pak jsou generovány realizace parciálních radiačních šířek $\Gamma_{i_1\gamma i'}$ pro úplnou sadu přechodů $i_1 \rightarrow i^{'}$, inicializovaných na fixní hladině i_1. Generátor náhodných čísel je opět přednastaven prostřednictvím již zapsaného prekurzoru ζ_{i_1}. Pro mezihladinu i_1 je vypočtena totální radiační šířka $\Gamma_{i_1\gamma}$ a následně jsou pro stejnou energetickou hladinu vypočteny všechny větvící intenzity $I_{i_1 i'}$.

   Pokud energie E_{i_1} klesne pod E_{crit}, pak jsou větvící intenzity $I_{i_1 i'}$ získávány výhradně z experimentálních dat. S využitím intenzit $I_{i_1 i'}$ je, dle postupu analogického s postupem popsaným v bodě 5, zvolena druhá mezihladina i_2, do které se hladina i_1 rozpadá.

7. Simulační procedura, popsaná v předcházejících bodech tohoto výčtu jednotlivých kroků využívaného algoritmu, pokračuje až do okamžiku, kdy n-tý krok uvažované γ-kaskády dosáhne základního stavu.



Obrázek 3.4: Schématický popis simulace γ-kaskádového procesu. Zde iniciální hladiny jsou značeny α_k, jejich energie E_{α_k} a prekurzory vepsané těmto hladinám ζ_{α_k}, viz literatura [1].

Ve zjednodušeném příkladě, zobrazeném na obrázku 3.4, je základního stavu dosaženo ve čtyřech krocích. Jakmile je populován základní stav, všechna data charakterizující jednotlivé události elektromagnetického kaskádového rozpadu jsou známa: energie E_{i_k}, spiny J_{i_k} a parity π_{i_k} všech zúčastněných mezihladin, multipolarity J, případně poměry mísení multipolarit δ, a typy X jednotlivých přechodů. Všechny tyto parametry jsou následně k dispozici pro modelování požadovaných veličin, v našem případě především TSC spekter.

8. Postup charakterizovaný v bodech 5 - 7 je mnohokrát opakován, dokud není dosaženo přijatelné statistické přesnosti modelované veličiny. Typický počet kaskád generovaný v rámci jedné jaderné realizace je zhru-

ba 5×10^4.

9. Za účelem vyhodnocení role Porterových-Thomasových fluktuací, je celý algoritmus, popsaný v bodech 1 - 8, mnohokrát opakován pro různé nezávislé jaderné realizace. Tímto způsobem jsou získány informace o modelovaných veličinách, např. TSC intenzitě. Výsledným produktem jsou pak střední hodnota a střední kvadratická odchylka (rms) modelované veličiny.

Ve výše popsaném algoritmu využívaném v námi přijaté simulační metodě se skrývají dva zásadní zdroje fluktuací. První zdroj vyvstává ze skutečnosti reálně konečného počtu událostí simulovaných v každé jaderné realizaci. Druhý se pak týká vlivu existujících diferencí mezi jednotlivými jadernými realizacemi. Problém konečného počtu událostí v rámci každé jednotlivé jaderné realizace lze principiálně vyřešit zvýšením počtu rozpadů simulovaných v rámci této realizace, tedy zvýšením počtu opakování bodů 5 - - 7 předcházejícího výčtu. Druhý zdroj fluktuací bohužel nelze explicitně vyřešit zvýšením počtu jaderných realizací. Po simulaci dostatečného počtu jaderných realizací lze však získat alespoň odhad vlivu diferencí mezi jednotlivými realizacemi. V našem případě je obvykle simulováno 50 realizací.

Výše popsaný algoritmus byl implementován do počítačového programu DICEBOX [51].

Samozřejmě se mohou nyní vyskytnout oprávněné námitky, že zde prezentovaný statistický model nemusí vystihovat veškeré detaily elektromagnetického rozpadu složeného jádra. Na druhou stranu ale věříme, že tento model je schopen popsat základní vlastnosti studovaného elektromagnetického rozpadu v přijatelném souhlasu s realitou, zejména v případě rozpadů těžkých jader.

3.2.3 Citlivost detekčního systému

V přijatém způsobu simulací musí být proces modelování γ-kaskád pomocí programu DICEBOX spojen se simulací citlivosti využívaného detektorového systému. Cílem takové simulace je v rámci daných modelových předpokladů získat měřitelná spektra, konkrétně TSC spektra přímo porovnatelná s odpovídajícími spektry experimentálními.

Detekční proces uměle modelovaných γ-kaskád byl imitován pomocí programu, jenž je schopen započítávat účinnost detektorů na simulované kaská-

dy. V průběhu těchto simulací byly důkladně ošetřeny parazitní příspěvky od tříkrokových a vícekrokových kaskád, popsané v kapitole 3.1, i vliv úhlových korelací definovaných úhlovou korelační funkcí (3.2). Před výslednou prezentací TSC intenzit jsou jak intenzity experimentální, tak simulované, korigovány na tyto efekty. Korekce na účinnost použitých detektorů přitom byla provedena vydělením TSC intenzity v daném spektru na energii E_γ součinem fotopeakových účinností detektoru odpovídajících energiím E_γ a $E_\Sigma - E_\gamma$. Tato procedura vytvoří TSC spektrum symetrické vzhledem ke svému středu, lze ji však použít pouze pro TSC intenzity zbavené pozadí. Příspěvky tříkrokových a vícekrokových kaskád ale nelze z experimentálních spekter odseparovat. Jejich vliv je dominantnější, pokud dvoukroková kaskáda končí na hladině blízké základnímu stavu. Nicméně, pokud jsou tyto příspěvky vzaty v úvahu přímo v simulacích, pak jejich přítomnost nepředstavuje žádný problém.

Pro každou finální TSC hladinu byly provedeny korekce na efekt vetování vynásobením experimentálních i simulovaných intenzit vhodným faktorem, jenž byl získán zprůměrováním příspěvků tříkrokových a vícekrokových kaskád a vlivu úhlových korelací přes soubor generovaných kaskád prošlých, ve vhodném intervalu, skrze finální hladinu.

Detektorová účinnost byla určena z pomocných měření s radioaktivními zdroji (^{137}Cs, ^{60}Co, ^{133}Ba, ^{152}Eu). Za stejným účelem pak byla provedena separovaná měření γ-spekter v reakcích $^{35}\mathrm{Cl}(\mathrm{n},\gamma)$. V průběhu analýzy dat získaných s Cl terčem byly vzaty v úvahu známé intenzity přechodů pro případ reakce $^{35}\mathrm{Cl}(\mathrm{n},\gamma)^{36}\mathrm{Cl}$, uvedené v [52]. Lze odhadovat, že detektorové účinnosti jsou v celém rozsahu energií určeny s přesností lepší než 7 %. V případě energií γ-záření lokalizovaných v intervalu 250 keV $-$ 1500 keV je tato přesnost ještě výrazně lepší, přibližně 4 %.

Kapitola 4

Analýza experimentálních dat a porovnání jejích vysledků se simulacemi

Dle postupu popsaného ve třetí kapitole jsme provedli analýzu experimentálních dat z reakce ^{159}Tb(n,γ)^{160}Tb. Zároveň jsme pomocí počítačového programu DICEBOX simulovali spektra pro cca 150 různých modelů PSFs. Výsledky analýzy experimentálních dat a výstupy počítačových simulací jsme vzájemně porovnali.

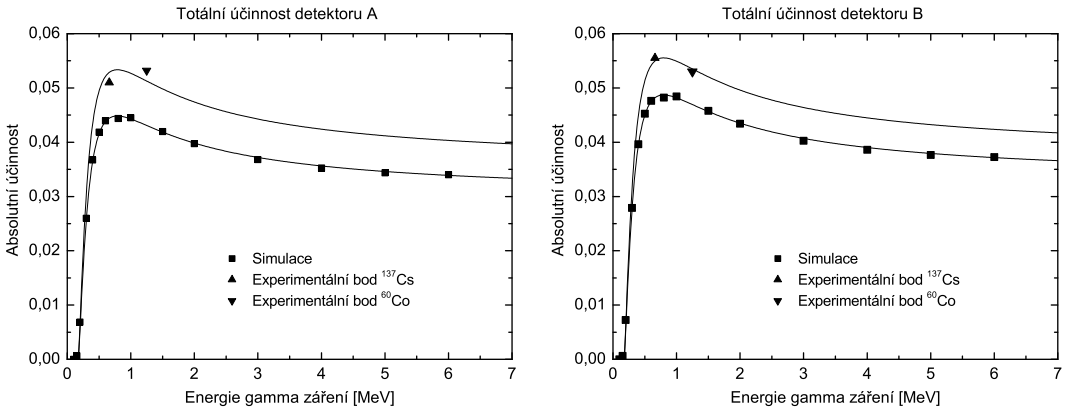
4.1 Zpracování experimentálních dat

Primárním krokem zpracování experimentálních dat je stanovení citlivosti detekčního systému a následné provedení účinnostní kalibrace. V našem případě byla emitovaná γ-kvanta detekována dvojicí HPGe detektorů, přičemž detektorová účinnost byla stanovena pomocí dodatečných měření s radioaktivními zdroji (^{137}Cs, ^{60}Co, ^{133}Ba, ^{152}Eu), resp. s využitím měření γ-spekter v reakcích $^{35}\mathrm{Cl}(\mathrm{n},\gamma)$.

Totální účinnost HPGe detektoru $\varepsilon_{\mathrm{tot}}$ můžeme definovat jako poměr počtu registrovaných γ-kvant N ku celkovému počtu γ-kvant N_0 emitovaných ze vzorku. Platí tedy vztah

$$\varepsilon_{\mathrm{tot}} = \frac{N}{N_0} = \frac{N}{A_p t} = \frac{N}{A w_p t}, \tag{4.1}$$

kde veličina A je aktivita vzorku, A_p je aktivita pozorovaného přechodu, w_p je pravděpodobnost tohoto přechodu a t je doba načítání γ-spektra. Totální účinnostní kalibrace pro oba detektory (detektor "A" a detektor "B") je zobrazena na obrázku 4.1. Na tomto obrázku je totální účinnostní kalibrace, získaná analýzou experimentálních dat, porovnána s výsledky počítačových simulací. Nesouhlas experimentálních a simulovaných dat je způsoben tím, že geometrie detekčního systému uvažovaná v simulacích se pravděpodobně lehce odlišuje od skutečné geometrie. Křivku, jenž fituje experimentální body studované závislosti, získáme z křivky fitující simulované body přenásobením konstantním faktorem. Tento postup vychází z předpokladu, že přesná geometrie detekčního systému sice není známá, avšak malá změna této geometrie nezmění tvar energetické závislosti absolutní účinnosti detektoru, pouze tuto závislost "posune" o absolutní faktor. Přesné stanovení totální účinnostní kalibrace je nezbytné pro korektní započítání vlivu efektu vetování. Jelikož je však v našem případě vliv efektu vetování na naměřená TSC spektra maximálně 10%, nepromítne se případná nepřesnost ve stanovení totální účinnosti použitých detektorů výraznějším způsobem do dalšího zpracování těchto spekter.

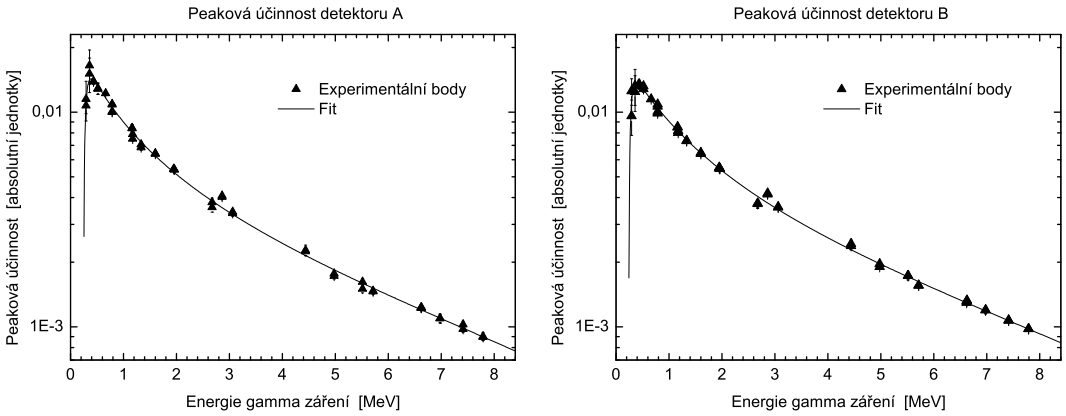


Obrázek 4.1: Totální účinnostní kalibrace pro HPGe detektor "A" a HPGe detektor "B". Experimentální výsledky jsou porovnány s výsledky počítačových simulací.

Peakovou účinnost $\varepsilon(E)$ pro přechod s energií E_γ lze definovat analogicky k (4.1), pouze nahradíme počet všech registrovaných částic N plochou peaku plného pohlcení S. Pro peakovou účinnost tak obdržíme vztah

$$\varepsilon(E) = \frac{S}{Aw_p t}. \tag{4.2}$$

Peaková účinnostní kalibrace vypracovaná pro oba HPGe detektory je zobrazena na obrázku 4.2.



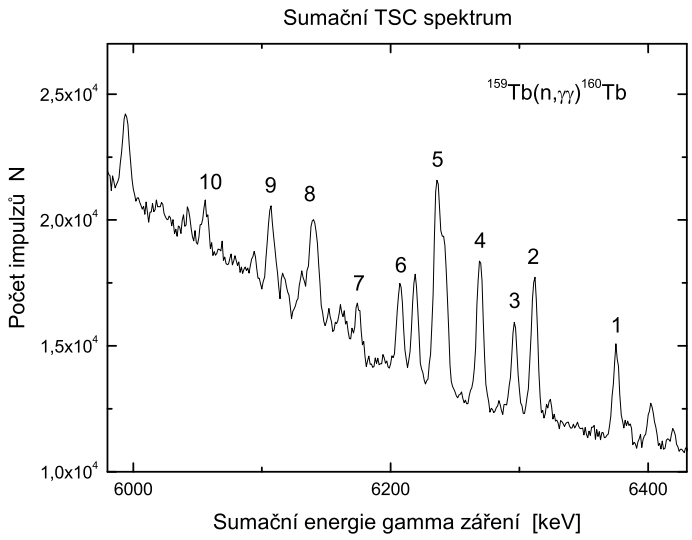
Obrázek 4.2: Peaková účinnostní kalibrace pro HPGe detektory "A" a "B" použité v experimentální aparatuře.

Sumační spektrum získané v reakci ^{159}Tb(n,γ)^{160}Tb je zobrazeno na obrázku 4.3. V tomto spektru se nám podařilo identifikovat deset výrazných energetických linek, které se tak stávají předmětem další analýzy. Poloha těchto linek odpovídá celkové energii TSC spojující záchytový stav s finální hladinou studovaného jádra. Zajímavé energetické stavy studovaného jádra a jim odpovídající linky obsažené v sumačním TSC spektru jsou uvedeny v tabulce 4.1. V prvním sloupci této tabulky je uvedeno oznaení daného stavu, v druhém sloupci je celková energie E_Σ γ-kvant emitovaných při přechodu jádra ^{160}Tb do tohoto koncového stavu z neutronového záchytového stavu a ve třetím sloupci je explicitně uvedena energie E_f, spin J a parita π uvažované finální TSC hladiny.

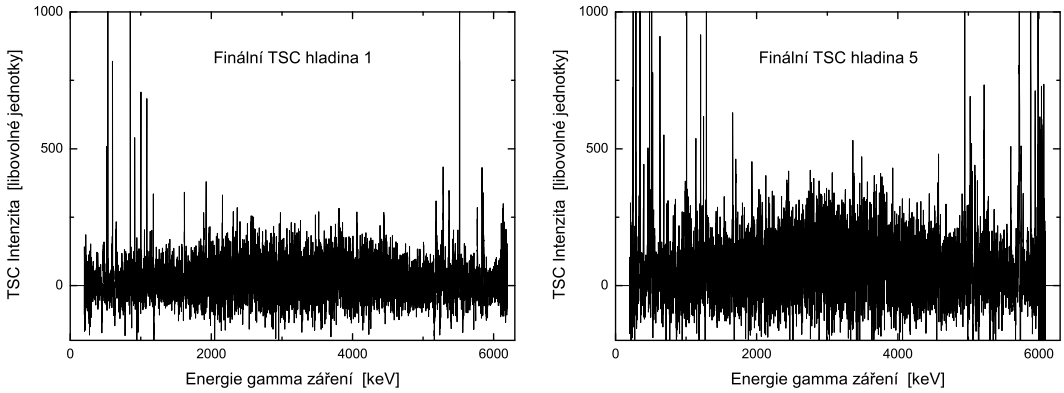
Jestliže na naměřená TSC spektra obsahující pozadí způsobené Comptonovým jevem a náhodnými koincidencemi aplikujeme skenovací proceduru, podrobně popsanou na straně 40, a následně provedeme korekci na energeticky závislou účinnost detektorů, získáme TSC spektra zbavená pozadí. Na obrázku 4.4 jsou uvedeny příklady takových TSC spekter, konkrétně pro finální TSC hladiny označené 1 a 5 v tabulce 4.1.

Označení	E_Σ [keV]	$E_f(J^\pi)$ [keV]
1	6375.0	$0(3^-)$
2	6311.3 , 6310.9	$63.7(1^-)$, $64.1(4^+)$
3	6296.1 , 6295.9	$78.9(4^-)$, $79.1(0^-)$
4	6269.4	$105.6(2^-)$
5	6241.8 , 6236.3 , 6235.5	$133.2(1^-)$, $138.7(1^+)$, $139.5(2^-)$
6	6207.2	$167.8(2^+)$
7	6174.6	$200.4(3^+)$
8	6142.2 , 6138.0 , 6130.8	$232.8(1^+)$, $237.0(3^-)$, $244.2(4^-)$
9	6106.2	$268.8(2^+)$
10	6056.6 , 6052.7	$318.4(3^+)$, $322.3(5^-)$

Tabulka 4.1: Uvažované finální TSC hladiny studovaného jádra ^{160}Tb. Energie E_Σ představuje rozdíl mezi neutronovým záchytovým stavem a energií finální TSC hladiny E_f.



Obrázek 4.3: Sumační TSC spektrum. Označení peaků ve spektru odpovídá značení v tabulce 4.1.



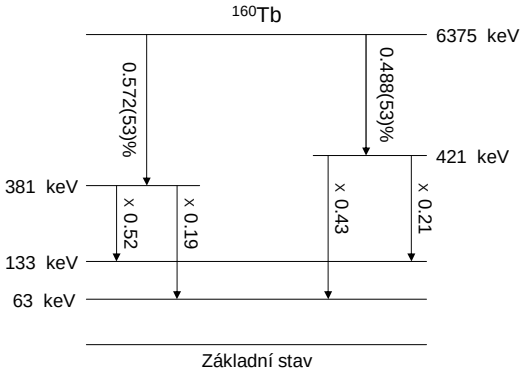
Obrázek 4.4: TSC spektra odpovídající dvoukrokovým přechodům do finální TSC hladiny 1 a 5.

4.2 Porovnání experimentálních dat se simulacemi

Chceme-li porovnat výsledky analýzy experimentálních TSC spekter s výsledky získanými počítačovou simulací, je rozumné provést normalizaci TSC spektra. TSC spektrum můžeme normovat tehdy, známe-li absolutní intenzitu alespoň jedné dvoukrokové γ-kaskády spojující neutronový záchytový stav s finální TSC hladinou. V našem případě jsme nejprve využili data uvedená v literatuře [53], konkrétně absolutní intenzity čtyř dvoukrokových γ-kaskád realizovaných v jádře ^{160}Tb. Kaskády použité pro normalizaci TSC spekter jsou schématicky znázorněny na obrázku 4.5.

V práci [54] se však ukázalo, že normalizace provedená s využitím absolutních intenzit uvedených v [53] není pravděpodobně zcela korektní. To může být způsobeno odlišnou normalizací intenzit γ-přechodů na jeden záchyt použitou při měření intenzit primárních a sekundárních přechodů v [53]. Tuto potenciální příčinu se nám podařilo vyloučit pomocí separovaných měření intenzit primárních a sekundárních přechodů v reakci $^{159}\mathrm{Tb}(\mathrm{n},\gamma)^{160}\mathrm{Tb}$ s jedním HPGe detektorem na reaktoru v Řeži. Tato měření ukázala, že poměry mezi intenzitami primárních a sekundárních přechodů v [53] se shodují s námi naměřenými hodnotami.

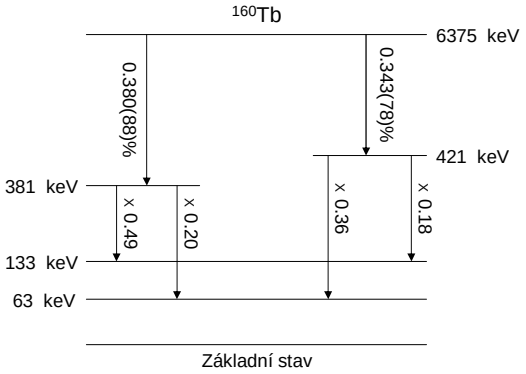
Normalizaci TSC spekter jsme následně vyřešili s pomocí jiného zdroje experimentálních dat [55]. Schéma rozpadových kaskád použitých pro normalizaci dle literatury [55] je na obrázku 4.6. Poměry mezi intenzitami primárních a sekundárních přechodů schématicky znázorněných na obrázku



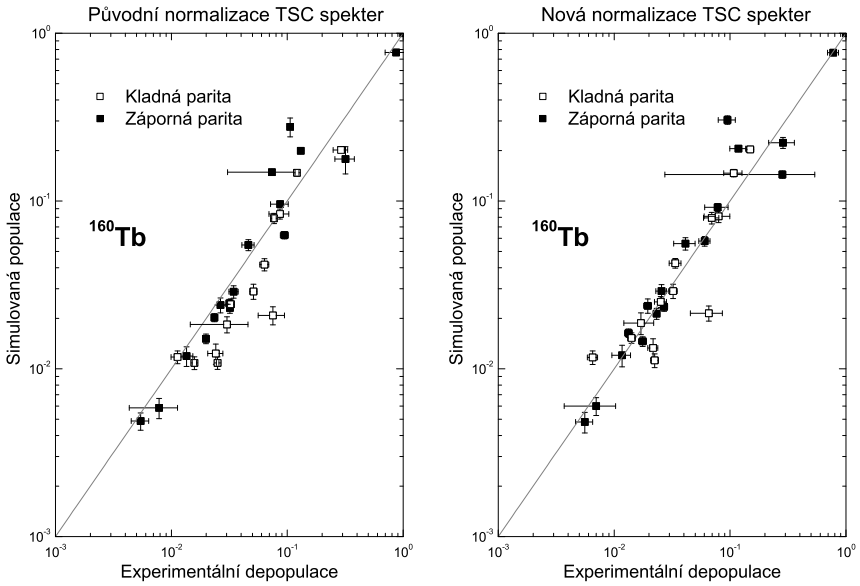
Obrázek 4.5: Kaskády použité pro původní normalizaci TSC spekter, viz literatura [53].

4.6 jsou ve vzájemné shodě s hodnotami těchto poměrů uvedenými v literatuře [53], resp. s našimi hodnotami naměřenými v reakci $^{159}\mathrm{Tb}(\mathrm{n},\gamma)^{160}\mathrm{Tb}$. Zlepšení normalizace TSC spekter využívající experimentální data uvedená v [55] je zjevné, porovnáme-li simulované populace všech nízkoenergetických hladin umístěných pod kritickou energií E_{crit}, viz kapitola 3.2.1, s experimentálními depopulacemi těchto hladin. Grafické zpracování tohoto porovnání pro všechny simulované nízkoenergetické hladiny je na obrázku 4.7. Pokud předpokládáme platnost ESM a máme správně stanoveny poměry mezi intenzitami primárních a sekundárních přechodů, pak v případě zcela korektní normalizace se musí simulovaná populace a experimentální depopulace každé hladiny nacházející se pod E_{crit} shodovat. Body vynesené v grafech na obrázku 4.7 by tedy měly ležet na diagonále. Z grafu na obrázku 4.7, jenž odpovídá normalizaci provedené pomocí absolutních intenzit [53], je zjevné, že body leží systematicky "pod diagonálou". Grafické znázornění poměrů mezi simulovanými populacemi a experimentálními depopulacemi nízkoenergetických hladin v případě normalizace zpracované dle literatury [55], uvedené na obrázku 4.7, již vykazuje výrazné zlepšení, neboť vynesené body jsou rovnoměrně přimknuty k diagonále. Odchylky bodů od diagonály mohou být způsobeny nepřesnostmi v měřených rozpadových vlastnostech hladin, či nevhodností použitého modelu. Ukazuje se, že simulované populace prakticky nezávisí na použitém modelu PSFs a hustoty hladin.

Podstatnou veličinou, pomocí níž můžeme vyhodnotit shodu mezi experimentálními daty a simulacemi, je totální radiační šířka $\Gamma_{\lambda\gamma}$ neutronového záchytového stavu λ, která je definována vztahem



Obrázek 4.6: Kaskády použité pro novou normalizaci TSC spekter, viz literatura [55].



Obrázek 4.7: Poměry simulovaných populací a experimentálních depopulací finálních TSC hladin pro původní [53] a novou [55] normalizaci TSC spekter.

$$\Gamma_{\lambda\gamma} = \sum_f \Gamma_{\lambda\gamma f} \approx \sum_{XJ} \int_0^{B_\mathrm{n}} \frac{\rho(B_\mathrm{n} - E_\gamma, J_f)}{\rho(B_\mathrm{n}, J_{B_\mathrm{n}})} f^{(XJ)} E_\gamma^{2J+1} \mathrm{d}E_\gamma. \tag{4.3}$$

Navzdory silnému vlivu P-T fluktuací na parciální radiační šířky $\Gamma_{\lambda\gamma f}$, je v případě totálních radiačních šířek $\Gamma_{\lambda\gamma}$ tento vliv potlačen, neboť ve vztahu

(4.3) se sčítá přes velké množství parciálních radiačních šířek $\Gamma_{\lambda\gamma f}$. Potlačení vlivu P-T fluktuací na $\Gamma_{\lambda\gamma}$ se potvrzuje také experimentálně, a dále tedy můžeme mluvit o průměrných totálních radiačních šířkách $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$. Hodnota $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ uvedená v literatuře [56] pro jádro ^{160}Tb je $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma} = 97 \pm 7\,\mathrm{meV}$.

Významné informace o PSFs nám poskytuje studium detailního tvaru TSC spekter. Za účelem minimalizace P-T fluktuací v těchto spektrech jsme provedli vysčítání intenzit TSC přechodů do finálních TSC hladin studovaného jádra, uvedených v tabulce 4.1, přes poměrně úzký energetický interval 100keV. Nevýhodou tohoto přístupu je skutečnost, že simulování TSC spekter pro takto úzký interval může být těmito fluktuacemi stále značně zatíženo. Navíc v případě TSC spekter s malou statistikou se mohou projevit také experimentální chyby, které se však s narůstající statistikou stávají, vzhledem k velikosti P-T fluktuací, zanedbatelnými. Spektra získaná tímto postupem budeme dále nazývat *zbinované TSC intenzity.*

Základní porovnání výsledků analýzy experimentálních dat a výstupů simulací jsme provedli srovnáním tvarů zbinovaných TSC intenzit pro modely uvedené v tabulce 4.2. V této tabulce je postupně uvedeno označení modelu, tvar $E1$, $M1$ a $E2$ PSFs použitých v tomto modelu a tvar hustoty hladin LD. Je-li v této práci pro $M1$ či $E2$ PSF uvažován jednočásticový model, pak hodnoty funkcí $f_{\mathrm{SP}}^{(M1)}$ a $f_{\mathrm{SP}}^{(E2)}$ jsou vždy $f_{\mathrm{SP}}^{(M1)} = 1.2 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{MeV}^{-3}$ a $f_{\mathrm{SP}}^{(E2)} = 1.0 \cdot 10^{-10}\ \mathrm{MeV}^{-5}$. Pokud jsou v tabulce 4.2 v případě $M1$ PSF uvažovány nůžková (SC) a spin-flipové (SF) rezonance, potom parametry těchto rezonancí jsou vždy $\{E_{\mathrm{SC}} = 3.0\mathrm{MeV}, \Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.6\mathrm{MeV}, \sigma_{\mathrm{SC}} = 1.0\mathrm{mb}\}$ a obdobně pro spin-flipové rezonance $\{6.2, 0.8, 0.8\}$ a $\{7.7, 1.8, 1.2\}$. V posledním sloupci je uvedena hodnota průměrné totální radiční šířky $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ stanovená simulací, přičemž zde neuvádíme neurčitost této hodnoty. Ta se typicky pohybuje v intervalu $2 - 3$ meV. Hodnoty $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ získané simulací pro každý testovaný model budeme uvádět také ve všech následujících tabulkách.

Zbinované TSC intenzity jsou pro modely uvedené z tabulce 4.2 zobrazeny na obrázcích 5.1 a 5.2. Z důvodu přehlednosti grafického zpracování vynášíme ve všech grafech zbinovaná TSC spektra pouze pro sedm vybraných finálních TSC hladin. Grafy zbinovaných TSC intenzit pro zbylé tři finální TSC hladiny, uvedené v tabulce 4.1, jsou z hlediska informace, kterou nesou, zcela ekvivalentní grafům na obrázku 5.1 a 5.2.

Z grafů na obrázku 5.1 a 5.2 je patrná existence dvouhrbé struktury v experimentálních zbinovaných TSC intenzitách pro všechny zobrazené finální

Model	$E1$	$M1$	$E2$	LD	$\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ [meV]
1000	BA	SP	SP	CTF	134
1001	BA	SP	SP	BSFGa	246
1100	BA	SC + SF	SP	CTF	120
1101	BA	SC + SF	SP	BSFGa	225
4000	KMF	SP	SP	CTF	65
4001	KMF	SP	SP	BSFGa	118
4100	KMF	SC + SF	SP	CTF	51
4101	KMF	SC + SF	SP	BSFGa	97

Tabulka 4.2: Modely PSFs a hustoty hladin. Označení jednotlivých typů PSFs je definováno v části 2.3. V případě hustoty hladin odpovídá označení CTF formuli (2.7) a označení BSFGa odpovídá vztahu (2.3) se spinovým parametrem určeným výrazem (2.5). Parametry nůžkové a spin-flipových rezonancí jsou specifikovány v textu výše.

TSC hladiny, přičemž pozice hrbů, jenž jsou umístěny symetricky vzhledem ke středu TSC spektra, je přibližně 2.6 a 3.6 MeV.

Pokud předpokládáme jednočásticový tvar $M1$ PSF, potom, nezávisle na volbě modelu $E1$ a $E2$ PSF a tvaru hustoty hladin, nejsou simulované zbinované TSC intenzity schopny reprodukovat pozorovanou dvouhrbou strukturu. Modely, které předpokládají jednočásticový tvar $M1$ PSF, můžeme proto z naší analýzy jednoznačně vyloučit.

Uvažujeme-li přítomnost nůžkové a spin-flipové rezonance ve tvaru $M1$ PSF, pak v práci [34] bylo zjištěno, že pro liché jádro ^{163}Dy musí být poloha nůžkové rezonance velmi přesně $E_{\mathrm{SC}} = 3.0$ MeV. Z grafů na obrázcích 5.1 a 5.2 však vyplývá, že v případě licho-lichého jádra ^{160}Tb je nůžková rezonance lokalizovaná spíše v okolí energií 2.6 a/nebo 3.6 MeV. V dalším textu se zaměříme na určení parametrů nůžkové rezonance.

Abychom stanovili přesnou polohu nůžkové rezonance v jádře ^{160}Tb, testovali jsme pomocí simulací šest různých možných umístění této rezonance. V každé simulaci jsme ponechali stejnou hodnotu šířky a účinného průřezu nůžkové rezonance $\{\Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.6$ MeV, $\sigma_{\mathrm{SC}} = 1.0$ mb$\}$ a měnili jsme pouze její polohu E_{SC}. Zároveň jsme studovali závislost polohy nůžkové rezonance na tvaru $E1$ PSF a tvaru hustoty hladin. Každou zvolenou polohu E_{SC} jsme proto testovali pro dva základní typy $E1$ PSF a tři tvary hustoty hladin. Testované modely jsou uvedeny v tabulce 4.3. V této tabulce je opět

postupně uvedeno označení modelu, tvary $E1$, $M1$ a $E2$ PSFs a tvary hustoty hladin LD použité v daném modelu. Explicitně je také uvedena zvolená poloha nůžkové rezonance E_{SC}. Parametry spin-flipových rezonancí ve tvaru $M1$ PSF jsme ponechali stejné jako v tabulce 4.2 {6.2, 0.8, 0.8} a {7.7, 1.8, 1.2}.

Model	$E1$	$M1$	$E2$	LD	E_{SC} [MeV]	$\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ [meV]
1100_26	BA	SC + SF	SP	CTF	2.6	125
1101_26	BA	SC + SF	SP	BSFGa	2.6	235
4101_26	KMF	SC + SF	SP	BSFGa	2.6	106
4106_26	KMF	SC + SF	SP	BSFGb	2.6	104
1100_28	BA	SC + SF	SP	CTF	2.8	122
1101_28	BA	SC + SF	SP	BSFGa	2.8	230
4101_28	KMF	SC + SF	SP	BSFGa	2.8	101
4106_28	KMF	SC + SF	SP	BSFGb	2.8	100
1100_32	BA	SC + SF	SP	CTF	3.2	118
1101_32	BA	SC + SF	SP	BSFGa	3.2	222
4101_32	KMF	SC + SF	SP	BSFGa	3.2	93
4106_32	KMF	SC + SF	SP	BSFGb	3.2	91
1100_34	BA	SC + SF	SP	CTF	3.4	115
1101_34	BA	SC + SF	SP	BSFGa	3.4	218
4101_34	KMF	SC + SF	SP	BSFGa	3.4	89
4106_34	KMF	SC + SF	SP	BSFGb	3.4	87
1100_36	BA	SC + SF	SP	CTF	3.6	113
1101_36	BA	SC + SF	SP	BSFGa	3.6	214
4101_36	KMF	SC + SF	SP	BSFGa	3.6	85
4106_36	KMF	SC + SF	SP	BSFGb	3.6	84
1100_38	BA	SC + SF	SP	CTF	3.8	112
1101_38	BA	SC + SF	SP	BSFGa	3.8	211
4101_38	KMF	SC + SF	SP	BSFGa	3.8	83
4106_38	KMF	SC + SF	SP	BSFGb	3.8	81

Tabulka 4.3: Testování polohy nůžkové rezonance E_{SC} pro různé modely PSFs a hustoty hladin. Označení jednotlivých typů PSFs je definováno v části 2.3. V případě hustoty hladin odpovídá označení CTF formuli (2.7) a označení BSFGa, resp. BSFGb, odpovídá vztahu (2.3) se spinovým parametrem určeným výrazem (2.5), resp. (2.6).

Grafy zbinovaných TSC intenzit pro modely uvedené v tabulce 4.3 jsou

pro polohu nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6\,\mathrm{MeV}$ zobrazeny na obrázku 5.3, pro $E_{\mathrm{SC}} = 2.8\,\mathrm{MeV}$ na obrázku 5.4, atd. až poloze $E_{\mathrm{SC}} = 3.8\,\mathrm{MeV}$ odpovídá obrázek 5.8. Již z prvního pohledu na tvar zbinovaných TSC intenzit můžeme vyloučit polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 3.2\,\mathrm{MeV}$ a $E_{\mathrm{SC}} = 3.4\,\mathrm{MeV}$. Naopak se nám podařilo vymezit energetické intervaly $E_{\mathrm{SC}} = 2.6 - 2.8\,\mathrm{MeV}$ a $E_{\mathrm{SC}} = 3.6 - 3.8\,\mathrm{MeV}$, na kterých lze lokalizovat nůžkovou rezonanci tak, aby simulované zbinované TSC intenzity dobře reprodukovaly dvouhrbou strukturu pozorovanou v experimentálních zbinovaných TSC spektrech.

Při detailní analýze tvaru zbinovaných TSC spekter je z grafického zpracování jasně patrná závislost zbinovaných TSC intenzit na volbě modelu $E1$ PSF. Vliv hustoty hladin na tvar zbinovaných TSC spekter je ale z grafů na obrázku 5.3 až 5.8 velice obtížně identifikovatelný. O pozorovatelném rozdílu lze hovořit v případě zbinovaných TSC spekter simulovaných s hustotou hladin určenou modelem CTF a BSFGa, resp. CTF a BSFGb. Jestliže však porovnáváme zbinovaná TSC spektra simulovaná s hustotou hladin BSFGa a BSFGb, potom prakticky nelze nalézt výraznější rozdíly ve tvaru těchto spekter.

Volba modelu hustoty hladin hraje mnohem významnější roli, zaměříme-li se na hodnotu průměrné totální radiační šířky $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$. V tabulce 4.2 i 4.3 pozorujeme výrazné rozdíly mezi hodnotami $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ pro odlišné modely $E1$ PSF, ale také pro různé tvary hustoty hladin. V obou tabulkách je zjevný výrazný rozdíl mezi hodnotami $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ pro modely s CTF a oběma variantami BSFG, tedy BSFGa a BSFGb. Poměr mezi hodnotami $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ stanovenými v simulacích předpokládajících tvar hustoty hladin určený modely CTF a BSFG je, prakticky nezávisle na tvaru PSFs, 2:1. To je způsobeno vyšším počtem hladin predikovaných modelem BSFG v energetické oblasti $E_{\mathrm{crit}} < E < B_{\mathrm{n}}$. V tabulce 4.3 můžeme také sledovat rozdíl v hodnotě $\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ mezi modely simulovanými s hustotou hladin určenou tvarem BSFGa a BSFGb. Velikost tohoto rozdílu je ovšem minimální.

Máme-li určeny energetické intervaly, na kterých se může vyskytovat nůžková rezonance v $M1$ PSF, můžeme se dále zabývat stanovením šířky Γ_{SC} a účinného průřezu σ_{SC} této rezonance. Za tímto účelem jsme simulovali elektromagnetické kaskády s pevně stanoveným tvarem $E1$ a $E2$ PSF a jedním vybraným modelem hustoty hladin LD. Tvar $M1$ PSF je určen nůžkovou a spin-flipovými rezonancemi, přičemž jediným proměnným parametrem je šířka Γ_{SC}, resp. účinný průřez σ_{SC} nůžkové rezonance. Konkrétně jsme zvo-

lili funkce $f_{\mathrm{KMF}}^{(E1)}$, $f_{\mathrm{SP}}^{(E2)}$ a hustotu hladin BSFGb. Poloha nůžkové rezonance je pevně stanovena na $E_{\mathrm{SC}} = 2.6\,\mathrm{MeV}$ a parametry spin-flipových rezonancí jsou $\{6.2,\ 0.8,\ 0.8\}$ a $\{7.7,\ 1.8,\ 1.2\}$. V tabulce 4.4 je zavedeno značení jednotlivých simulovaných modelů. Pro každý model je také specifikována poloha E_{SC}, šířka Γ_{SC} a účinný průřez σ_{SC} nůžkové rezonance. Grafy zbinovaných TSC spekter pro jednotlivé hodnoty účinného průřezu nůžkové rezonance σ_{SC}, resp. její šířky Γ_{SC}, jsou zobrazeny na obrázcích 5.9 a 5.10, resp. obrázcích 5.11, 5.12 a 5.13.

Z grafického zpracování zbinovaných TSC intenzit na obrázcích 5.9 a 5.10 nelze jednoznačně stanovit hodnotu účinného průřezu nůžkové rezonance σ_{SC}, pro kterou simulovaná TSC spektra nejlépe reprodukují experimentální data. Grafy zbinovaných TSC spekter omezují hodnotu σ_{SC} pouze na velice široký interval $\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.2 - 1.0\,\mathrm{mb}$. V případě šířky nůžkové rezonance Γ_{SC} jsme již schopni z tvaru zbinovaných TSC intenzit stanovit užší interval hodnot, pro než se shodují simulovaná a experimentální TSC spektra. Umístění a šířka tohoto intervalu však závisí na velikosti účinného průřezu σ_{SC}. Analýzou tvarů zbinovaných TSC spekter na obrázcích 5.11 a 5.12 zjišťujeme, že předpokládáme-li $\sigma_{\mathrm{SC}} = 1.0\,\mathrm{mb}$, je interval vhodných hodnot $\Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.6 - 0.9\,\mathrm{MeV}$. Pokud ale snížíme hodnotu účinného průřezu na $\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.4\mathrm{mb}$, viz obrázek 5.13, nachází se relevantní hodnoty Γ_{SC} v intervalu $\Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.4{-}0.7\mathrm{MeV}$. Získali jsme tak koridor možných účinných průřezů a šířek nůžkové rezonance, který lze v jazyce redukované pravděpodobnosti přechodu (2.65, 2.66) vymezit hodnotami $B(M1)\uparrow = 2.1\ \mu_{\mathrm{N}}^2$ $\{\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.4\,\mathrm{mb},\ \Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.4\,\mathrm{MeV}\}$, resp. $B(M1)\uparrow = 3.5\ \mu_{\mathrm{N}}^2$ $\{0.4\,\mathrm{mb},\ 0.7\,\mathrm{MeV}\}$ a $B(M1)\uparrow = 7.6\ \mu_{\mathrm{N}}^2$ $\{1.0\,\mathrm{mb},\ 0.6\,\mathrm{MeV}\}$, resp. $B(M1)\uparrow = 11.0\ \mu_{\mathrm{N}}^2$ $\{1.0\,\mathrm{mb},\ 0.9\,\mathrm{MeV}\}$. V důsledku tohoto vlivu vzájemné závislosti mezi účinným průřezem σ_{SC} a šířkou Γ_{SC} nůžkové rezonance na tvar zbinovaných TSC spekter nelze použít tato spektra pro jednoznačnou parametrizaci nůžkové rezonance.

Grafy zbinovaných TSC spekter na obrázku 5.3 až 5.8 ukazují, že má význam studovat vliv tvaru $E1$ PSFs na zbinované TSC intenzity. Provedli jsme proto srovnání experimentálních zbinovaných TSC spekter se zbinovanými TSC spektry získanými simulací, přičemž pro všechny simulované modely jsme uvažovali tvar $M1$ PSF daný nůžkovou rezonancí $\{\Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.6\,\mathrm{MeV},\ \sigma_{\mathrm{SC}} = 1.0\,\mathrm{mb}\}$ a spin-flipovými rezonancemi $\{6.2,\ 0.8,\ 0.8\}$ a $\{7.7,\ 1.8,\ 1.2\}$, jednočásticový tvar $E2$ PSF a hustotu hladin definovanou BSFGb. Pro všechny testované modely $E1$ PSF jsme navíc zkoušeli čtyři možné polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6,\ 2.8,\ 3.6$ a $3.8\,\mathrm{MeV}$.

Grafy zbinovaných TSC spekter pro $E1$ PSF určenou modelem EGLO

Model	E_{SC}	Γ_{SC}	σ_{SC}	$\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ [meV]
4106_26_s02	2.6	0.6	0.2	75
4106_26_s03	2.6	0.6	0.3	79
4106_26_s04	2.6	0.6	0.4	82
4106_26_s05	2.6	0.6	0.5	86
4106_26_s06	2.6	0.6	0.6	90
4106_26_s07	2.6	0.6	0.7	94
4106_26_s08	2.6	0.6	0.8	97
4106_26_s09	2.6	0.6	0.9	101
4106_26_g02	2.6	0.2	1.0	81
4106_26_g03	2.6	0.3	1.0	88
4106_26_g04	2.6	0.4	1.0	93
4106_26_g05	2.6	0.5	1.0	99
4106_26_g07	2.6	0.7	1.0	109
4106_26_g08	2.6	0.8	1.0	114
4106_26_g09	2.6	0.9	1.0	119
4106_26_g10	2.6	1.0	1.0	123
4106_26_s04g04	2.6	0.4	0.4	78
4106_26_s04g05	2.6	0.5	0.4	80
4106_26_s04g07	2.6	0.7	0.4	84
4106_26_s04g08	2.6	0.8	0.4	86

Tabulka 4.4: Testování šířky Γ_{SC} a účinného průřezu σ_{SC} nůžkové rezonance. Tvar $E1$, resp. $E2$ PSF je určen $f^{(E1)}_{KMF}$, resp. $f^{(E2)}_{SP}$. Model hustoty hladin je BSFGb. Energie E_{SC} a šířka Γ_{SC} nůžkové rezonance jsou uvedeny v jednotkách MeV, účinný průřez σ_{SC} v mb.

(2.80, 2.81) jsou, pro tři různá nastavení parametrů k_0 a $E_{\gamma 0}$ funkce $f^{(E1)}_{EGLO}$, zobrazeny na obrázcích 5.14, 5.15 a 5.16. Konkrétní hodnoty parametrů funkce $f^{(E1)}_{EGLO}$ jsou specifikovány v každém jednotlivém obrázku. Grafické zpracování zbinovaných TSC spekter na obrázku 5.14, 5.15 i 5.16 nám opět potvrdilo vhodné umístění nůžkové rezonance na energetických intervalech $E_{SC} = 2.6 - 2.8\,\text{MeV}$ nebo $E_{SC} = 3.6 - 3.8\,\text{MeV}$. Simulované zbinované TSC intenzity předpokládající tyto polohy nůžkové rezonance dobře reprodukují dvouhrbou strukturu objevující se v experimentálních datech. Zároveň však pozorujeme pouze velice slabý vliv konkrétních hodnot parametrů k_0 a $E_{\gamma 0}$ na tvar simulovaných zbinovaných TSC spekter. Model EELO pro $E1$ PSF, definovaný na straně 32, proto již testujeme pouze s parametry $k_0 = 2.0$ a

$E_{\gamma 0} = 4.5\,\mathrm{MeV}$ funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$. Grafické zpracování zbinovaných TSC spekter pro model $E1$ PSF určený tvarem EELO je na obrázku 5.17. Tvary $M1$ a $E2$ PSF a tvar hustoty hladin zde uvažujeme stejné jako v případě modelů s $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$. Z tvaru simulovaných zbinovaných TSC spekter na obrázku 5.17 je zjevné, že také v případě modelu EELO pro $E1$ PSF se nám podařilo nalézt vhodnou polohu nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$ a $3.8\,\mathrm{MeV}$, simulované TSC intenzity jsou však evidentně nadhodnocené.

Posledním modelem $E1$ PSF, který jsme pomocí simulací testovali, je model KMF-BA (2.84). Grafy zbinovaných TSC spekter jsou pro tři různé kombinace mezních energií E_L a E_H uvedeny na obrázku 5.18, 5.19 a 5.20. Pro každou kombinaci mezních energií jsme studovali vliv tvaru $E1$ PSF na umístění nůžkové rezonance. Parametry ostatních PSFs a hustoty hladin jsme použili identické modelům s $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ a $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$ uvedeným v tabulce 4.5. V grafech simulovaných zbinovaných TSC spekter se opět jeví jako vhodná poloha nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6\,\mathrm{MeV}$ a $E_{\mathrm{SC}} = 3.8\,\mathrm{MeV}$, je však patrná také poměrně výrazná závislost tvaru simulovaných zbinovaných TSC spekter na hodnotách mezních energií E_L a E_H.

Označení jednotlivých modelů testujících vliv $E1$ PSF na tvar zbinovaných TSC intenzit je zavedeno v prvním sloupci tabulky 4.5 a 4.6. Pro každý simulovaný model jsou v tabulkách dále uvedeny použité tvary $E1$, $M1$ a $E2$ PSFs, tvar hustoty hladin LD a poloha nůžkové rezonance E_{SC}. V tabulce 4.5 lze nalézt také hodnoty parametrů k_0 a $E_{\gamma 0}$ funkcí $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ a $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$, zatímco v tabulce 4.6 jsou specifikovány hodnoty mezních energií E_L a E_H.

Doposud jsme ve všech simulovaných modelech předpokládali jednočásticový tvar $E2$ PSF. Jak je ale uvedeno v kapitole 2.3.3, neelastické rozptylové experimenty s elektrony, protony či α-částicemi objevily rezonanční chování $E2$ intenzity, které bylo interpretováno jako projev GQER. Provedli jsme proto několik simulací testujících vliv volby modelu $E2$ PSF na tvar zbinovaných TSC intenzit. Označení osmi simulací provedených pro čtyři různé typy $E1$ PSFs, $M1$ PSF určenou nůžkovou rezonancí se dvěma možnými polohami $\{E_{\mathrm{SC}} = 2.6\,\mathrm{MeV}$ a $E_{\mathrm{SC}} = 3.6\,\mathrm{MeV}$, $\Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.6\,\mathrm{MeV}$, $\sigma_{\mathrm{SC}} = 1.0\,\mathrm{mb}\}$ a spin-flipovými rezonancemi $\{6.2, 0.8, 0.8\}$ a $\{7.7, 1.8, 1.2\}$, $E2$ PSF definovanou tvarem GQER s parametry $\{E_{\mathrm{R}} = 11.6\,\mathrm{MeV}$, $\Gamma_{\mathrm{SC}} = 4.18\,\mathrm{MeV}$, $\sigma_{\mathrm{SC}} = 3.82\,\mathrm{mb}\}$ a hustotu hladin BSFGb je uvedeno v tabulce 4.7. V pří-

Model	$E1$	$M1$	$E2$	LD	E_{SC}	k_0	$E_{\gamma 0}$	$\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ [meV]
6106_26(2045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	2.6	2.0	4.5	112
6106_28(2045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	2.8	2.0	4.5	107
6106_36(2045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	3.6	2.0	4.5	91
6106_38(2045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	3.8	2.0	4.5	88
6106_26(3045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	2.6	3.0	4.5	132
6106_28(3045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	2.8	3.0	4.5	127
6106_36(3045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	3.6	3.0	4.5	111
6106_38(3045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	3.8	3.0	4.5	108
6106_26(4045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	2.6	4.0	4.5	151
6106_28(4045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	2.8	4.0	4.5	147
6106_36(4045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	3.6	4.0	4.5	131
6106_38(4045)	EGLO	SC + SF	SP	BSFGb	3.8	4.0	4.5	128
7106_26(2045)	EELO	SC + SF	SP	BSFGb	2.6	2.0	4.5	83
7106_28(2045)	EELO	SC + SF	SP	BSFGb	2.8	2.0	4.5	78
7106_36(2045)	EELO	SC + SF	SP	BSFGb	3.6	2.0	4.5	62
7106_38(2045)	EELO	SC + SF	SP	BSFGb	3.8	2.0	4.5	59

Tabulka 4.5: Studium vlivu parametrů modelů EGLO a EELO $E1$ PSFs na tvar zbinovaných TSC spekter. Energie E_{SC} a $E_{\gamma 0}$ jsou uvedeny v jednotkách MeV. Označení jednotlivých typů PSFs je definováno v části 2.3. V případě hustoty hladin odpovídá označení BSFGb vztahu (2.3) se spinovým parametrem určeným výrazem (2.6).

padě, že $E1$ PSF je $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ či $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$, jsou parametry této funkce $k_0 = 2.0$ a $E_{\gamma 0} = 4.5$ MeV. Mezní energie pro funkci $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}$ jsou $E_L = 3.0$ MeV a $E_H = 6.0$ MeV. Grafy zbinovaných TSC spekter jsou zobrazeny na obrázcích 5.21 a 5.22. Porovnáme-li zbinovaná TSC spektra pro identické simulace, odlišující se pouze tvarem $E2$ PSF, pak lze tvrdit, že vliv $E2$ PSF na tvar zbinovaných TSC intenzit je zanedbatelný.

Zabýváme-li se parametrizací nůžkové rezonance a studiem vlivu tvaru $E1$ a $E2$ PSF, resp. modelu hustoty hladin LD na tuto parametrizaci, předpokládali jsme ve všech simulacích umístění nůžkové rezonance v $M1$ PSF. Jako zajímavá se jeví otázka, zda lze reprodukovat tvar experimentálních TSC spekter, umístíme-li rezonanční strukturu na energii 2.6 či 3.6 MeV do $E1$ PSF, resp., pokud uvažujeme tuto rezonanční strukturu v $M1$ PSF, jaký vliv na tvar simulovaných zbinovaných TSC intenzit má parametrizace

Model	$E1$	$M1$	$E2$	LD	E_{SC}	E_L	E_H	$\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ [meV]
10106_26(3060)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	2.6	3.0	6.0	126
10106_28(3060)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	2.8	3.0	6.0	121
10106_36(3060)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	3.6	3.0	6.0	105
10106_38(3060)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	3.8	3.0	6.0	103
10106_26(4080)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	2.6	4.0	8.0	109
10106_28(4080)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	2.8	4.0	8.0	105
10106_36(4080)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	3.6	4.0	8.0	88
10106_38(4080)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	3.8	4.0	8.0	86
10106_26(5080)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	2.6	5.0	8.0	105
10106_28(5080)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	2.8	5.0	8.0	101
10106_36(5080)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	3.6	5.0	8.0	85
10106_38(5080)	KMF-BA	SC + SF	SP	BSFGb	3.8	5.0	8.0	82

Tabulka 4.6: Studium vlivu modelů KMF-BA $E1$ PSFs na tvar zbinovaných TSC spekter. Energie E_{SC}, E_L a E_H jsou uvedeny v jednotkách MeV. Označení jednotlivých typů PSFs je definováno v části 2.3. V případě hustoty hladin odpovídá označení BSFGb vztahu (2.3) se spinovým parametrem určeným výrazem (2.6).

Model	$E1$	$M1$	$E2$	LD	E_{SC}	$\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ [meV]
4116_26	KMF	SC + SF	GQER	BSFGb	2.6	104
6116_26	EGLO	SC + SF	GQER	BSFGb	2.6	113
7116_26	EELO	SC + SF	GQER	BSFGb	2.6	81
10116_26	KMF-BA	SC + SF	GQER	BSFGb	2.6	125
4116_36	KMF	SC + SF	GQER	BSFGb	3.6	82
6116_36	EGLO	SC + SF	GQER	BSFGb	3.6	91
7116_36	EELO	SC + SF	GQER	BSFGb	3.6	61
10116_36	KMF-BA	SC + SF	GQER	BSFGb	3.6	105

Tabulka 4.7: Testování vlivu $E2$ PSFs na zbinované TSC intenzity. Označení jednotlivých typů PSFs je definováno v části 2.3. V případě hustoty hladin odpovídá označení BSFGb vztahu (2.3) se spinovým parametrem určeným výrazem (2.6).

spin-flipových rezonancí. Provedli jsme proto simulace, v nichž se rezonanční struktura s lorentzovským tvarem na energii 2.6 či 3.6 MeV nevyskytuje v $M1$, nýbrž v $E1$ PSF, a simulace předpokládající nepřítomnost spin-flipové rezonance ve tvaru $M1$ PSF, jenž je tedy určen pouze nůžkovou rezonancí.

Označení těchto simulací je společně s modelem $E1$, $M1$ a $E2$ PSF uvedeno v tabulce 4.8. V této tabulce je také specifikována poloha nůžkové rezonance E_{SC} a umístění rezonanční struktury E_{R} v $E1$ PSF. Grafy zbinovaných TSC spekter jsou pro modely uvažující rezonanční strukturu v $E1$ PSF, resp. modely s $M1$ PSF určenou pouze nůžkovou rezonancí, zobrazeny na obrázku 5.23, resp. 5.24. Grafy zbinovaných TSC spekter na obrázku 5.24 ukazují, že vliv spin-flipové rezonance v $M1$ PSF je zanedbatelný. Tvar zbinovaných TSC intenzit se absencí SF rezonance v $M1$ PSF nijak výrazně nezměnil. Naopak v případě grafů na obrázku 5.23 je zjevné, že umístění rezonanční struktury v $E1$ PSF zásadně ovlivnilo intenzity TSC pro jednotlivé finální TSC hladiny. Přestože se hodnoty průměrných totálních radiačních šířek získaných simulacemi odlišujícími se pouze umístěním rezonanční struktury lorentzovského tvaru na energii 2.6 či 3.6 MeV v $E1$, resp. $M1$ PSF, shodují, tvary simulovaných zbinovaných TSC intenzit nereprodukují experimentálně získaná zbinovaná TSC spektra. Analýzou TSC intenzit jsme tedy schopni jednoznačně vyloučit přítomnost rezonanční struktury lorentzovského tvaru v $E1$ PSF na energetickém intervalu $E_{\mathrm{R}} = 2.6 - 3.8$ MeV.

Model	$E1$	$M1$	$E2$	$E_{\mathrm{R}}/E_{\mathrm{SC}}$	$\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ [meV]
8106_26	KMF + SC	SF	SP	2.6	105
8106_36	KMF + SC	SF	SP	3.6	84
9106_26	EGLO + SC	SF	SP	2.6	111
9106_36	EGLO + SC	SF	SP	3.6	91
4106_26_noSF	KMF	SC	SP	2.6	102
6106_26_noSF	EGLO	SC	SP	2.6	109
7106_26_noSF	EELO	SC	SP	2.6	80
10106_26_noSF	KMF-BA	SC	SP	2.6	124

Tabulka 4.8: Simulace uvažující přítomnost rezonanční struktury na energii $E_{\mathrm{R}} = 2.6$ či 3.6 MeV v $E1$ PSFs a modely s $M1$ PSF určenou pouze tvarem nůžkové rezonance. Energie E_{R} a E_{SC} jsou uvedeny v jednotkách MeV. Šířka a účinný průřez rezonanční struktury v $E1$ PSF a nůžkové rezonance jsou ve všech případech $\Gamma_{\mathrm{R}} = \Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.6$ MeV a $\sigma_{\mathrm{R}} = \sigma_{\mathrm{SC}} = 1.0$ mb. Parametry SF rezonancí jsou $\{6.2, 0.8, 0.8\}$ a $\{7.7, 1.8, 1.2\}$. Hustota hladin je ve všech případech dána modelem BSFGb. Parametry funkcí $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ a $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$ jsou $k_0 = 2.0$ a $E_{\gamma 0} = 4.5$ MeV, mezní energie funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}$ jsou $E_L = 3.0$ MeV a $E_H = 6.0$ MeV. Označení jednotlivých typů PSFs je definováno v části 2.3.

Spin a parita terčíkového jádra ^{159}Tb jsou $J^\pi = 3/2^+$. Protože neutron nese spin $s_\mathrm{n} = 1/2$, může spin stavu produkovaného po záchytu termálního neutronu v jádře ^{160}Tb nabývat hodnot $J^\pi = 1^+$, resp. 2^+. Podle literatury [57] dominuje záchyt termálního neutronu na neutronových rezonancích, umístěných těsně nad vazbovou energií neutronu B_n, se spinem 2^+. Testovali jsme, zda jsou TSC intenzity citlivé na změnu spinu dominujících neutonových rezonancí. Pro čtyři možné modely $E1$ PSF jsme proto zaměnili spin dominujících neutronových rezonancí na 1^+. V tabulce 4.9 je zavedeno označení testovaných modelů, uvažované tvary $E1$, $M1$, $E2$ PSF a hustoty hladin. Specifikována je také poloha nůžkové rezonance. Grafy zbinovaných TSC spekter jsou pro modely uvedené v tabulce 4.9 zobrazeny na obrázku 5.25. Z tvaru TSC spekter je zřejmé, že TSC intenzity jsou citlivé na změnu spinu neutronových rezonancích. Zejména v případě finálních TSC hladin 2 a 5 došlo touto změnou, nezávisle na modelu $E1$ PSF, k výraznému zhoršení souhlasu mezi simulovanými a experimentálními TSC intenzitami. Analýza TSC spekter tak ukazuje, že přiřazení spinu neutronovým rezonancím s nejnižší energií uvedené v literatuře [57] se jeví jako korektní.

Model	$E1$	$M1$	$E2$	E_SC	$\overline{\Gamma}_{\lambda\gamma}$ [meV]
4106_26_rez	KMF	SC + SF	SP	2.6	105
6106_26_rez	EGLO	SC + SF	SP	2.6	112
7106_26_rez	EELO	SC + SF	SP	2.6	84
10106_26_rez	KMF-BA	SC + SF	SP	2.6	127

Tabulka 4.9: Studium vlivu změny spinu dominujících netronových rezonancí na TSC intenzity. Označení jednotlivých typů PSFs je definováno v části 2.3. Tvar hustoty hladin je určen modelem BSFGb. Šířka a účinný průřez nůžkové rezonance jsou $\Gamma_\mathrm{SC} = 0.6$ MeV a $\sigma_\mathrm{SC} = 1.0$ mb. Parametry spin-flipových rezonancí jsou $\{6.2, 0.8, 0.8\}$ a $\{7.7, 1.8, 1.2\}$.

Jako velice účinný nástroj pro potlačení experimentálních chyb a zbytkových fluktuací pocházejících z jednotlivých jaderných realizací se ukazuje postup vysčítání TSC intenzit v širších energetických intervalech lokalizovaných symetricky vzhledem ke středu TSC spektra. Intenzity získané tímto vysčítáním se označují jako *integrované TSC intenzity*. Pokud tvar simulovaných zbinovaných TSC intenzit dobře reprodukuje tvar experimentálních zbinovaných TSC spekter, potom integrované TSC intenzity poskytují ekvivalentní informaci o TSC jako zbinované TSC intenzity. Díky potlačení P-T fluktuací lze v případě integrovaných TSC spekter velmi dobře porovnávat

výsledky analýzy experimentálních dat s výstupy počítačových simulací.

Na obrázcích 5.26 a 5.27 jsou zobrazeny grafy integrovaných TSC intenzit pro vybrané simulované modely, přičemž interval, přes který se TSC intenzity vysčítávají, má velikost $\Delta E_\gamma = 2.5$ MeV. Značení jednotlivých modelů je zavedeno v tabulkách 4.2 až 4.8. Parametry funkcí $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ a $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$, resp. $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}$, jsou ve všech grafech integrovaných TSC spekter uvažovány $k_0 = 2.0$ a $E_{\gamma 0} = 4.5$ MeV, resp. $E_L = 3.0$ MeV a $E_H = 6.0$ MeV. Grafické zpracování integrovaných TSC intenzit potrvzuje skutečnosti, které jsme zjistili analýzou zbinovaných TSC spekter. V případě simulací předpokládajících tvar $E1$ PSF určený funkcí $f^{(E1)}_{\mathrm{BA}}$ pozorujeme, nezávisle na modelu hustoty hladin, výrazné nadhodnocení simulovaných TSC intenzit pro finální TSC hladiny 6, 7, 9 a 10, viz tabulka 4.1. Simulace s $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF}}$ a $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ velmi dobře reprodukují experimentální TSC intenzity pro všechny finální TSC hladiny. Modely uvažující tvar EELO pro $E1$ PSF jsou schopny reprodukovat experimentální TSC intenzity pouze pro finální TSC hladiny 6 až 10 a to tehdy, pokud poloha nůžkové rezonance v $M1$ PSF je $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$ MeV. Pro jiné polohy nůžkové rezonance modely s $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$ výrazně nadhodnocují simulované TSC intenzity. Uvažujeme-li tvar $E1$ PSF určený modelem KMF-BA, pak pro polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$ a 2.8 MeV souhlasí hodnoty simulovaných TSC intenzit s experimentálními daty pouze v případě finálních TSC hladin 6 až 10. Jsou-li však polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 3.6$, resp. 3.8 MeV, nacházíme souhlas mezi experimentálními a simulovanými TSC intenzitami pouze pro finální TSC hladiny 1 až 5.

První a druhý graf na obrázku 5.27 znázorňuje vliv modelu $E2$ PSF na tvar TSC spekter. Z grafů zbinovaných TSC intenzit jsme zjistili, že tento vliv je minimální. To se potvrzuje, nezávisle na volbě ostatních typů PSFs, také v případě integrovaných TSC intenzit. Třetí a čtvrtý graf na obrázku 5.27 ukazuje závislost TSC intenzit na parametrizaci spin-flipových rezonancí. Vidíme, že vliv absence SF rezonancí v $M1$ PSF je prakticky zanedbatelný. Je tedy zřejmé, že závislost tvaru TSC spekter na $M1$ PSF je určena výhradně parametrizací nůžkové rezonance. Poslední dva grafy na obrázku 5.27 vylučují možnost přítomnosti rezonanční struktury lorentzovského tvaru v $E1$ PSF na energii 2.6, resp. 3.6 MeV. Z grafů ze zřejmé, že simulované TSC intenzity se přibližují experimentálním hodnotám pouze pro finální TSC hladiny 2 a 8, v případě umístění rezonanční struktury na energii $E_{\mathrm{R}} = 3.6$ MeV také pro finální TSC hladinu 5. Pro finální TSC hladiny se zápornou paritou jsou TSC intenzity získané simulací předpokládající přítomnost rezonanční struktury v $E1$ PSF na 2.6, resp. 3.6 MeV výrazně

podhodnoceny. Naopak v případě finálních TSC hladin s kladnou paritou jsou takto získané TSC intenzity značné nadhodnocené.

Jestliže simulovaná zbinovaná TSC spektra odpovídají experimentálním zbinovaným TSC intenzitám na celé energetické oblasti, jenž je předmětem našeho zájmu, tedy přibližně $E = 1.0 - 5.5$ MeV, musí se shodovat také simulované a experimentální integrované TSC intenzity vyscítané přes všechny centrální intervaly energií s šířkami od 0.5 do 5.0 MeV. To je ukázáno na obrázku 5.28, kde jsou pro tři různé cenrální intervaly a dvě možné polohy nůžkové rezonance zobrazeny grafy integrovaných TSC intenzit čtyř vybraných simulovaných modelů. V těchto grafech můžeme detailně pozorovat vývoj shody mezi experimentálními a simulovanými TSC intenzitami v různě širokých centrálních energetických intervalech. Simulované TSC intenzity pro modely s tvarem $E1$ PSF určeným funkcemi $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF}}$ či $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ odpovídají pro všechny tři zvolené centrální intervaly experimentálním intenzitám. Naopak v případě simulací s $E1$ PSF určenou funkcemi $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$ a $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}$ pozorujeme pro některé finální TSC hladiny významné zhoršení shody mezi simulovanými a experimentálními intenzitami při rozšíření centrálního intervalu.

Kapitola 5

Závěry

Zpracovali jsme naměřená data TSC experimentu, studujícího jadernou reakci $^{159}\mathrm{Tb}(\mathrm{n},\gamma)^{160}\mathrm{Tb}$, do formy porovnatelné s výstupy počítačových simulací provedených pomocí programu DICEBOX. Hlavní výsledky získané tímto porovnáním jsou:

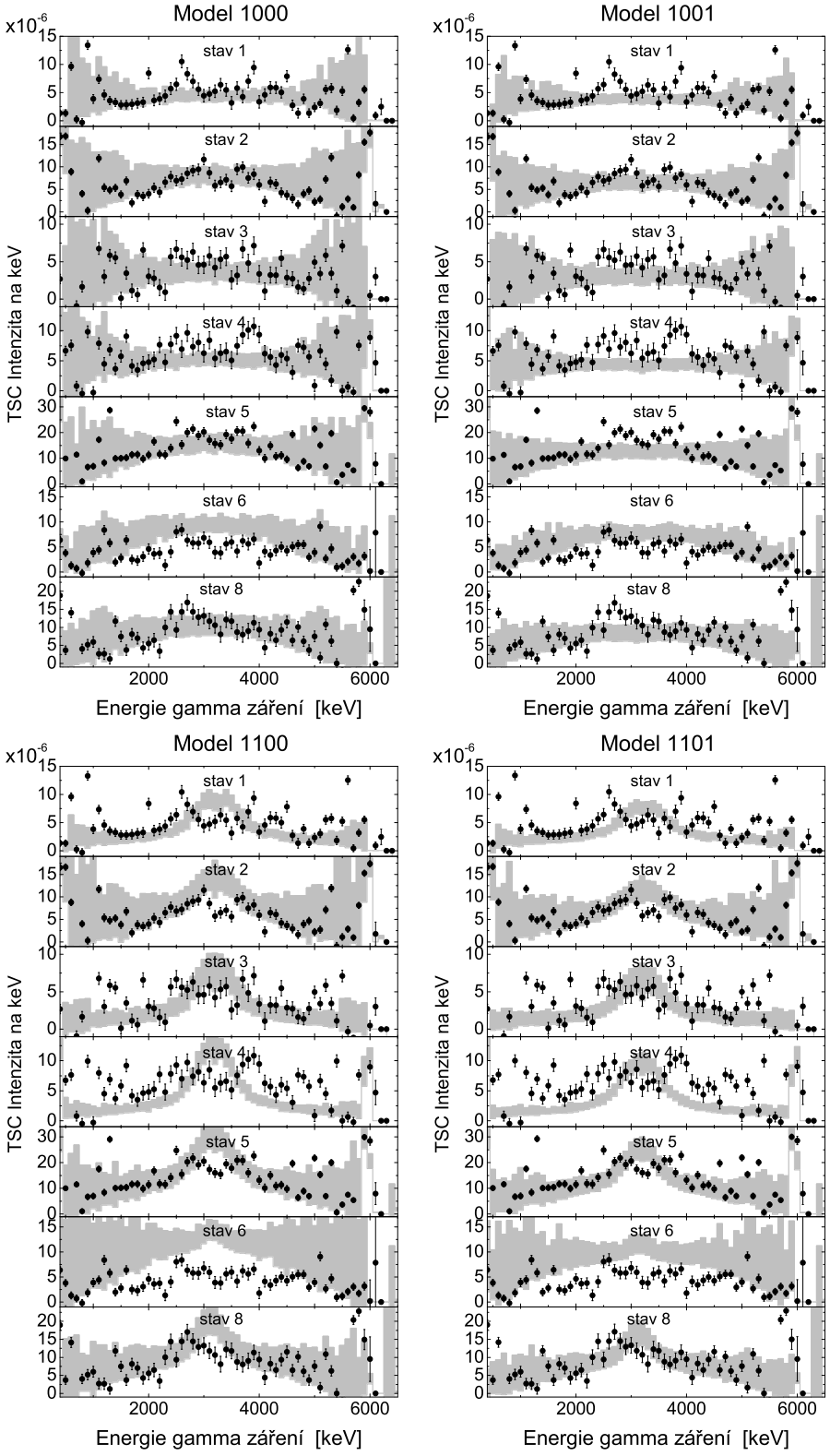
- Pomocí experimentálních dat uvedených v literatuře [55] a separovaných jednodetektorových měření intenzit primárních a sekundárních přechodů v reakci $^{159}\mathrm{Tb}(\mathrm{n},\gamma)^{160}\mathrm{Tb}$ se nám podařilo získat vhodnou normalizaci TSC spekter nahrazující původní nekorektní normalizaci zpracovanou s pomocí dat uvedených v kompilaci [53] a aplikovanou v práci [54].

- Z grafů zbinovaných i integrovaných TSC spekter se ukazuje, že simulované TSC intenzity nejlépe reprodukují experimentální data, předpokládáme-li tvar $E1$ PSF určený modely KMF a EGLO, nezávisle na testovaných hodnotách parametrů k_0 a $E_{\gamma 0}$.

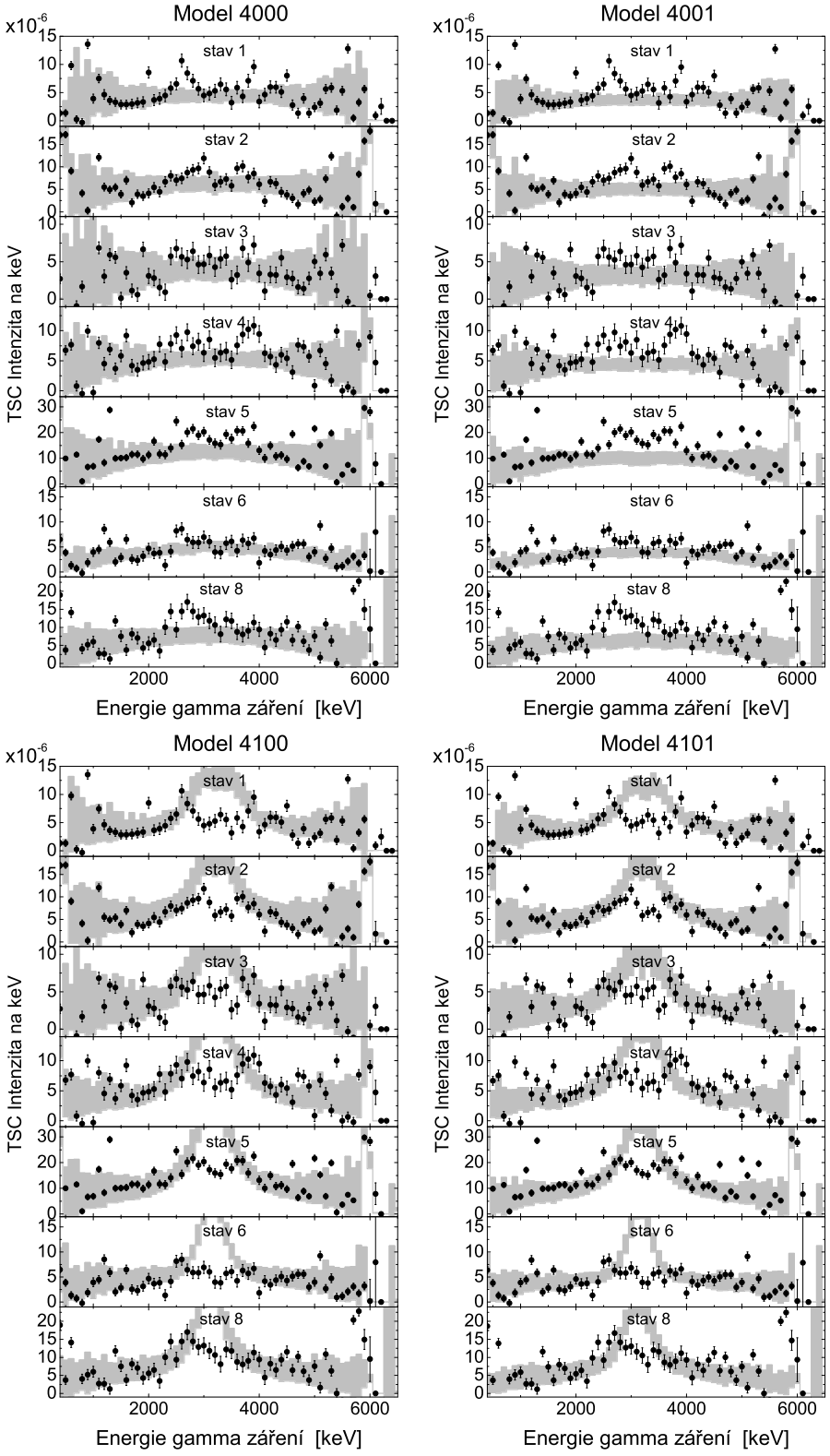
- Přítomnost dvouhrbé struktury v experimentálních zbinovaných TSC spektrech indikuje, že v případě licho-lichého jádra $^{160}\mathrm{Tb}$ hraje zásadní roli nůžková rezonance. Polohu této rezonance jsme vymezili na energie $E_{\mathrm{SC}} = 2.6 - 2.8$ MeV a/nebo $E_{\mathrm{SC}} = 3.6 - 3.8$ MeV. Hodnoty šířky Γ_{SC} a účinného průřezu σ_{SC} nůžkové rezonance nelze jednoznačně specifikovat. Podařilo se nám však vymezit koridor možných hodnot. Je-li hodnota $\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.4$ mb, resp. $\sigma_{\mathrm{SC}} = 1.0$ mb, pak vhodné šířky nůžkové rezonance jsou $\Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.4 - 0.7$ MeV, resp. $\Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.6 - 0.9$ MeV. Redukované pravděpodobnosti přechodů pro krajní hodnoty Γ_{SC} jsou $B(M1)\uparrow = 2.1 - 3.5\,\mu_{\mathrm{N}}^2$ pro $\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.4$ mb a $B(M1)\uparrow = 7.6 - 11.0\,\mu_{\mathrm{N}}^2$ pro

$\sigma_{\mathrm{SC}} = 1.0$ mb. Ukázali jsme také, že vliv parametrizace spin-flipových rezonancí na tvar dvouhrbé struktury je zanedbatelný.

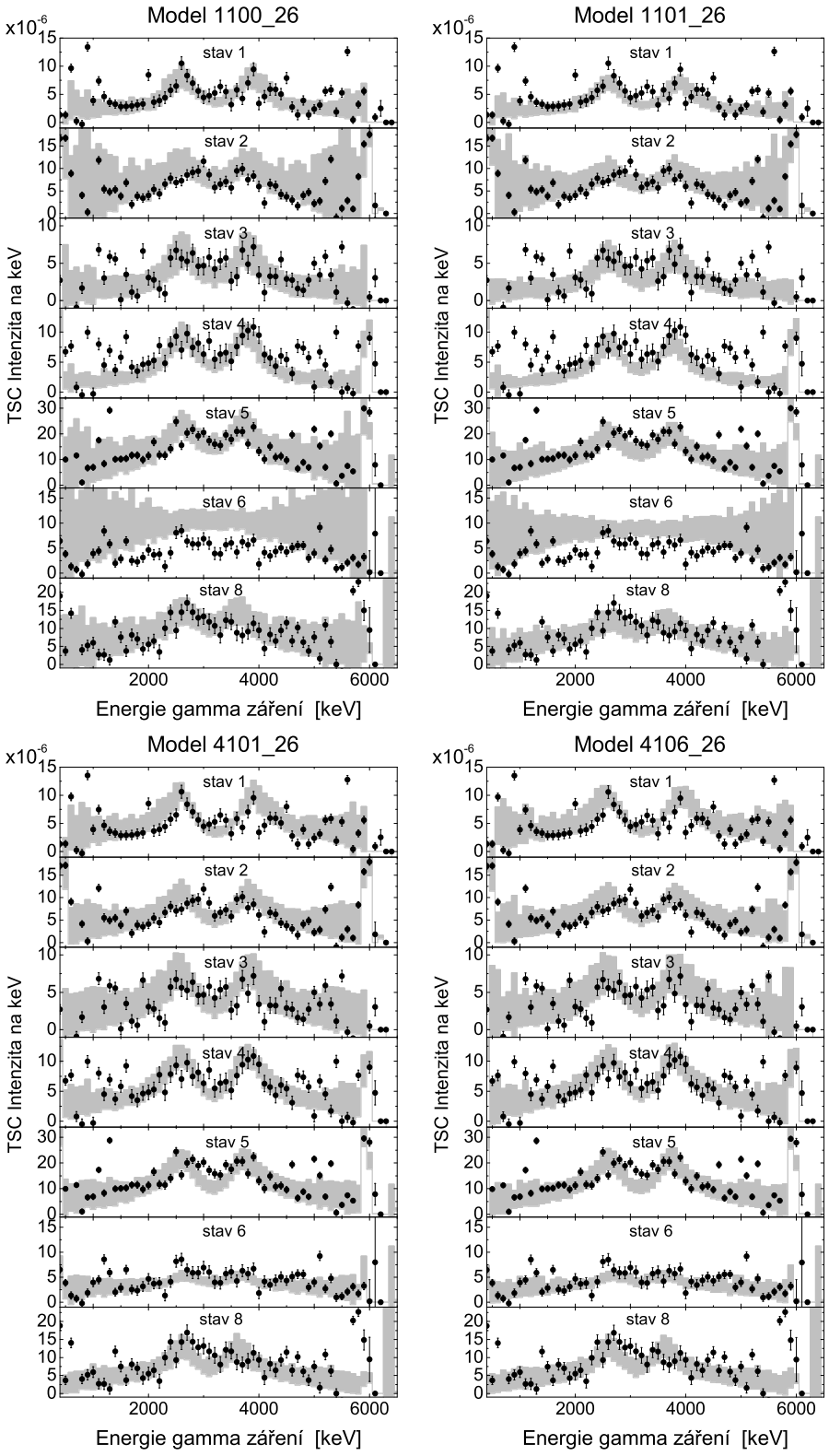
- Tvar TSC spekter je prakticky nezávislý na volbě modelu $E2$ PSF.
- Analýzou TSC intenzit lze jednoznačně vyloučit přítomnost rezonanční struktury lorentzovského tvaru v $E1$ PSF na energetickém intervalu $E_{\mathrm{R}} = 1.0 - 5.0$ MeV.
- Prokázali jsme citlivost TSC intenzit na změnu spinů dominujících neutronových rezonancí. Hodnoty spinů těchto rezonancí uvedené v literatuře [57] se jeví jako správné.



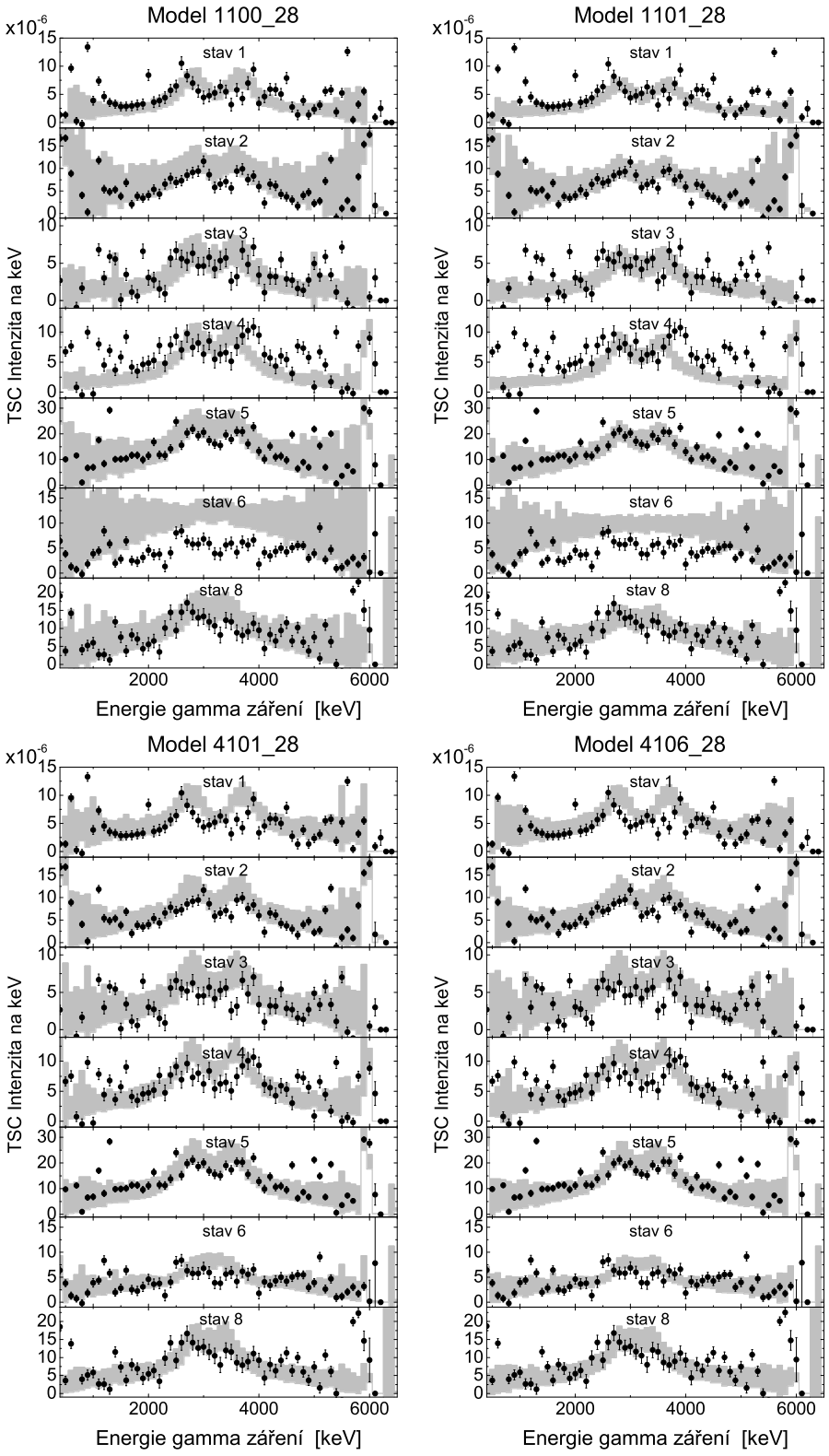
Obrázek 5.1: Zbinované TSC intenzity. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



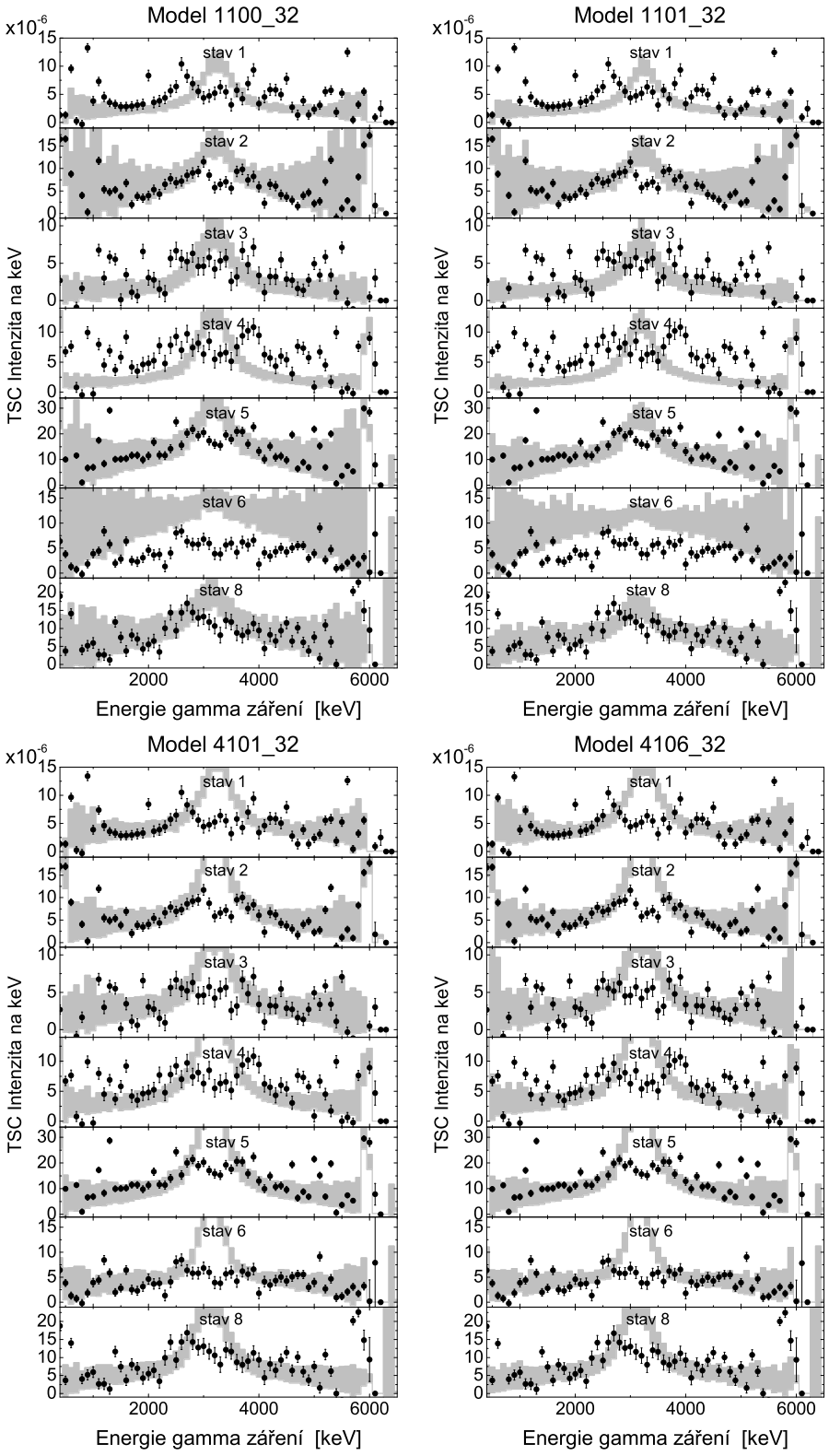
Obrázek 5.2: Zbinované TSC intenzity. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



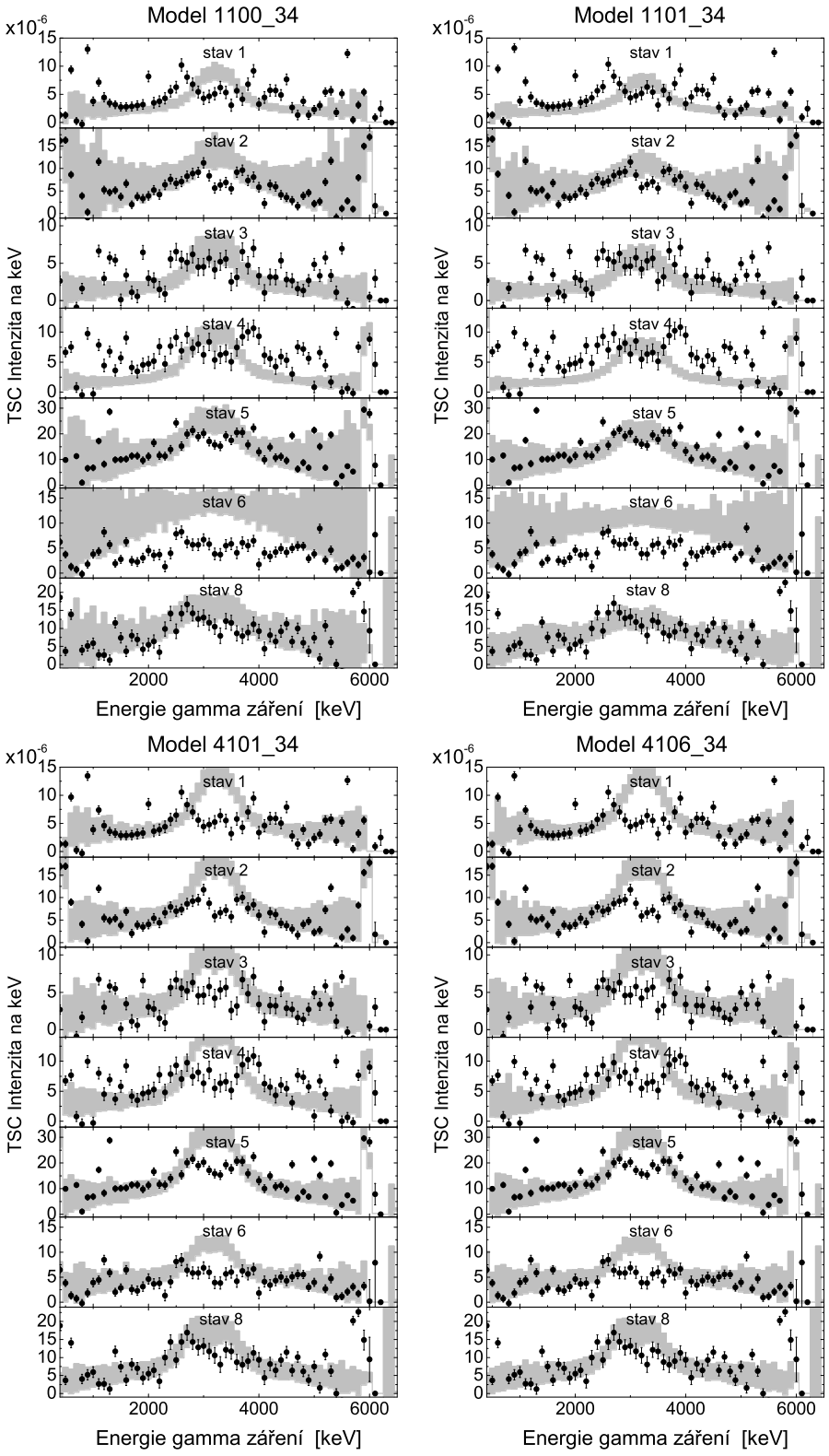
Obrázek 5.3: Zbinované TSC intenzity pro polohu nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$ MeV. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



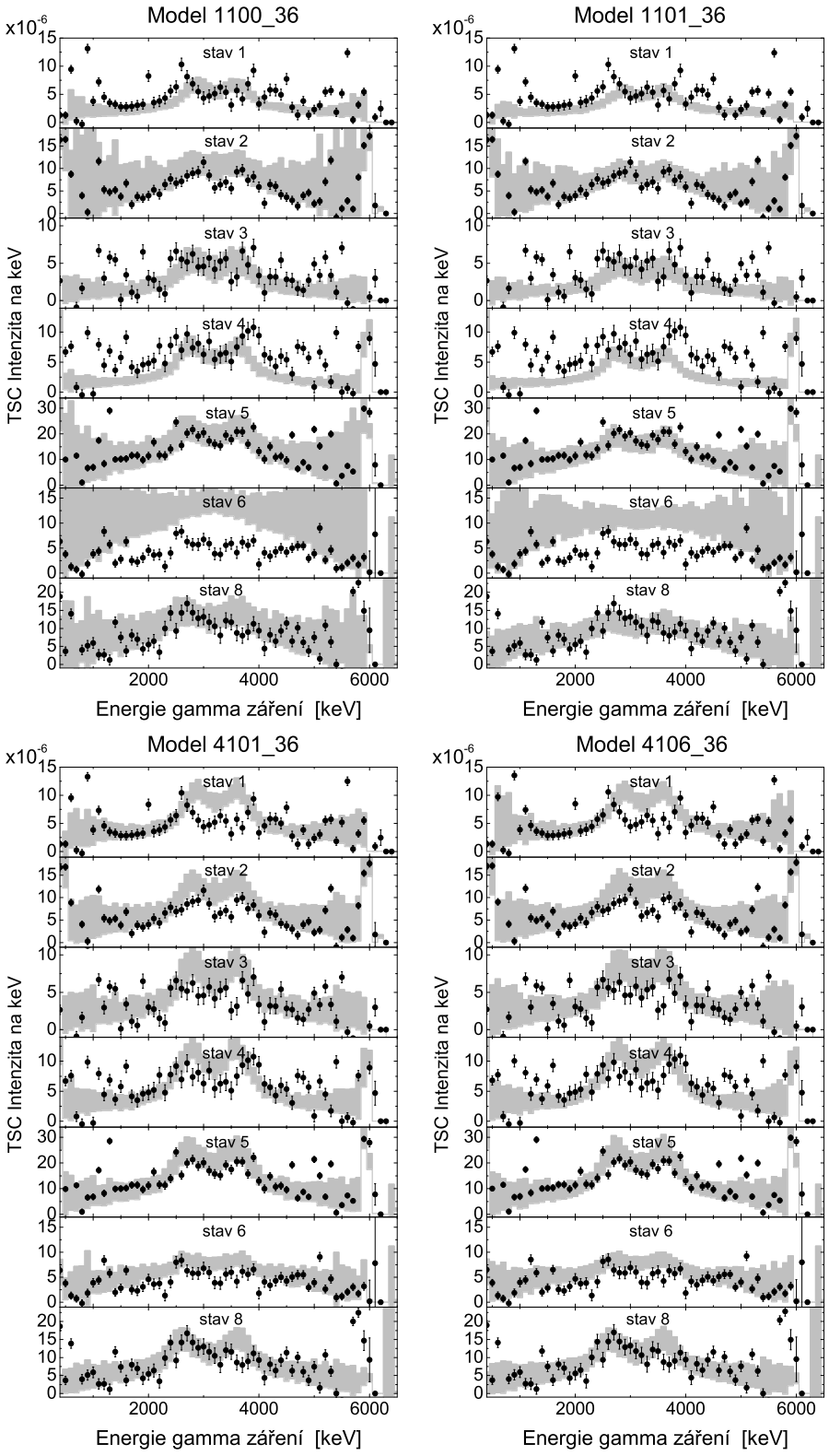
Obrázek 5.4: Zbinované TSC intenzity pro polohu nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.8$ MeV. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se znaením v tabulce 4.1.



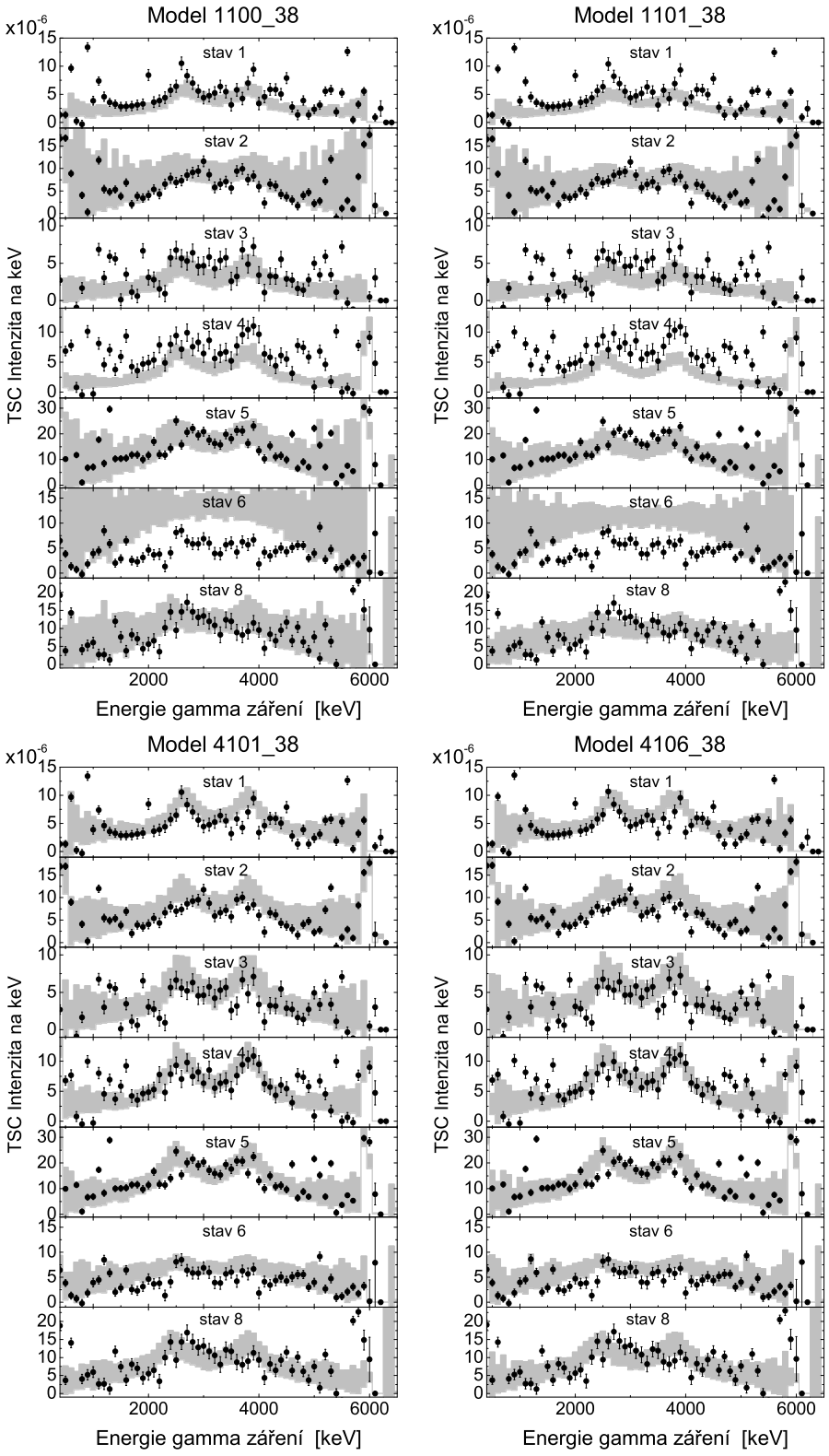
Obrázek 5.5: Zbinované TSC intenzity pro polohu nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 3.2$ MeV. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



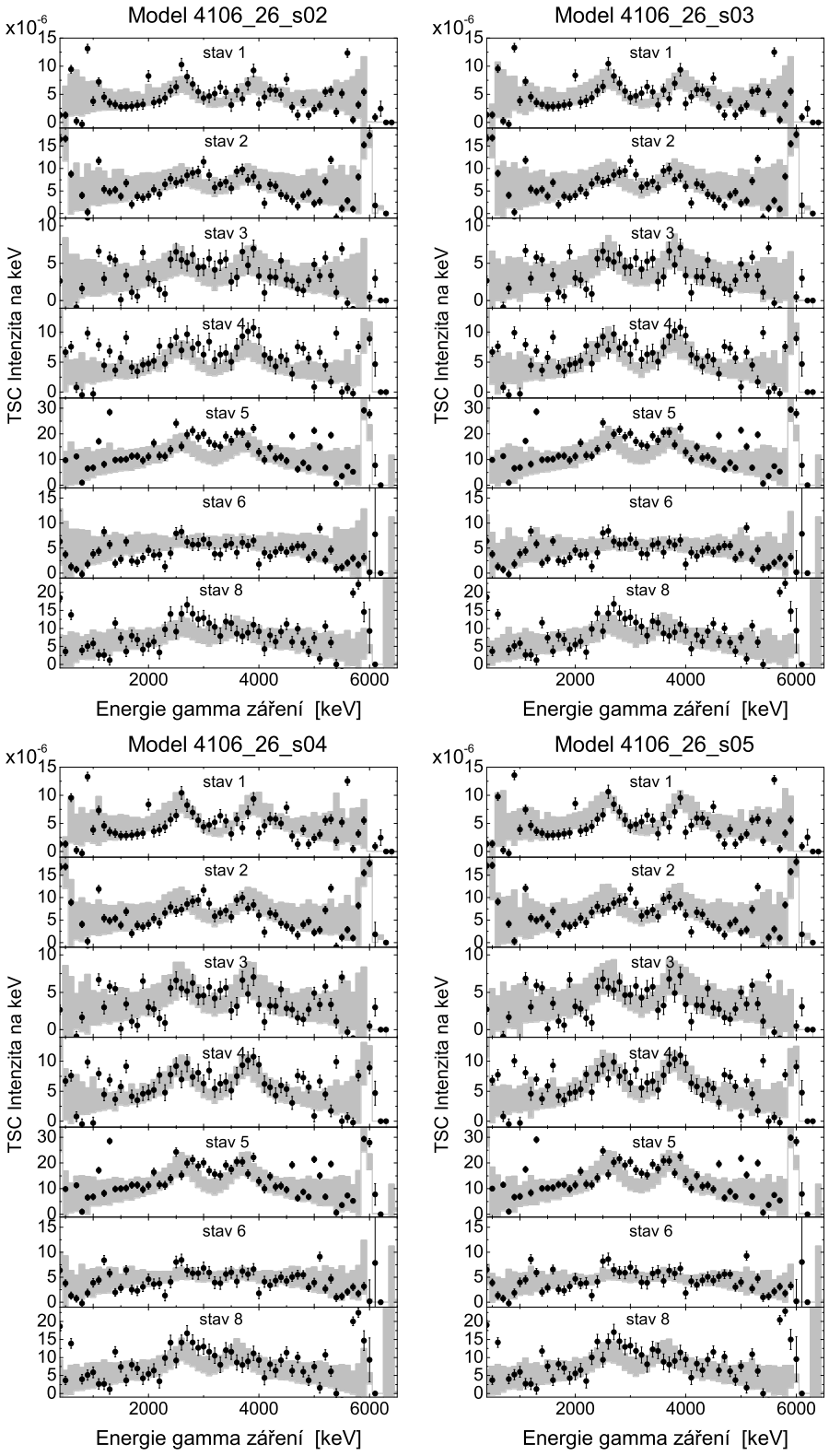
Obrázek 5.6: Zbinované TSC intenzity pro polohu nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 3.4$ MeV. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



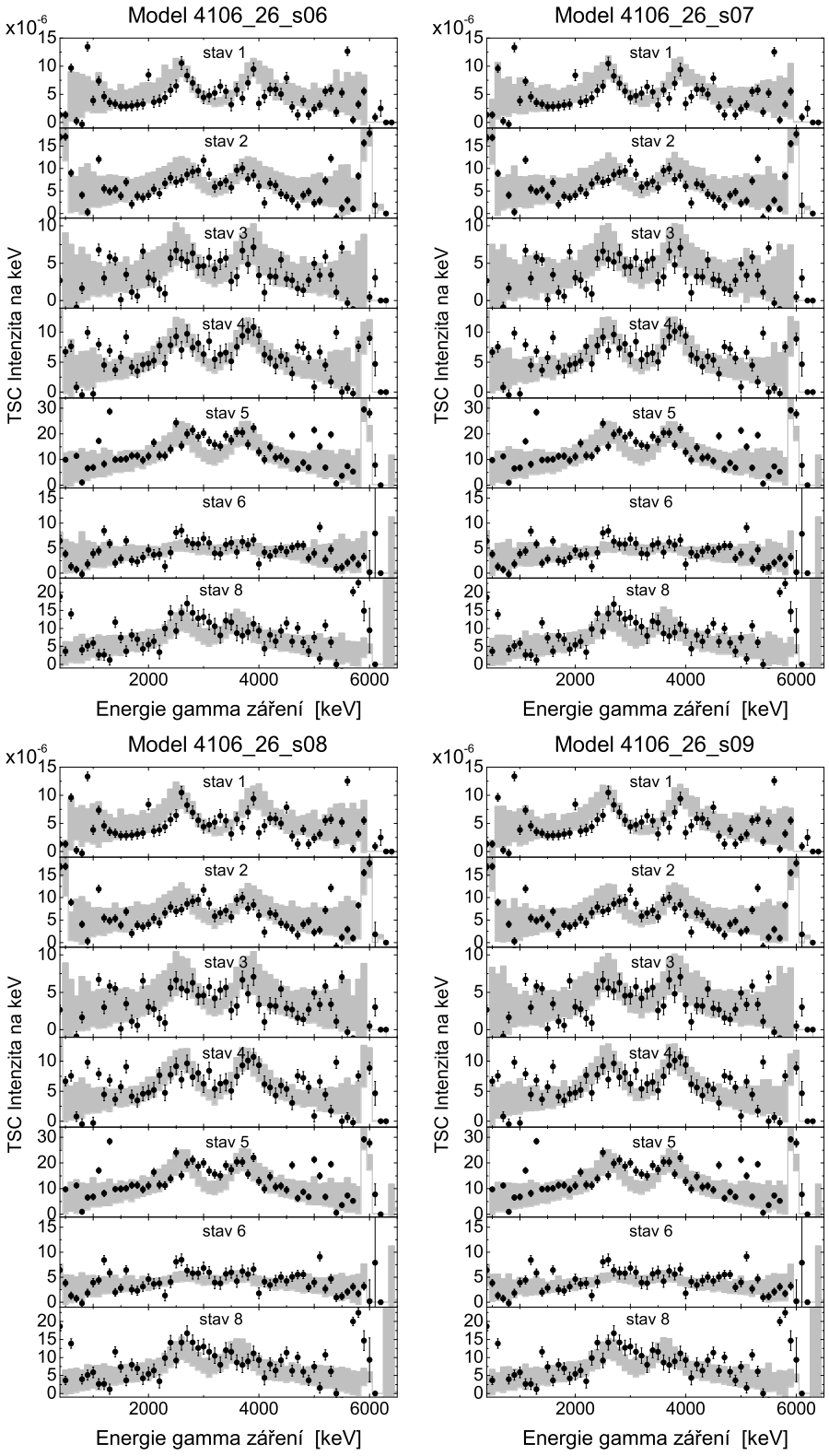
Obrázek 5.7: Zbinované TSC intenzity pro polohu nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 3.6$ MeV. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



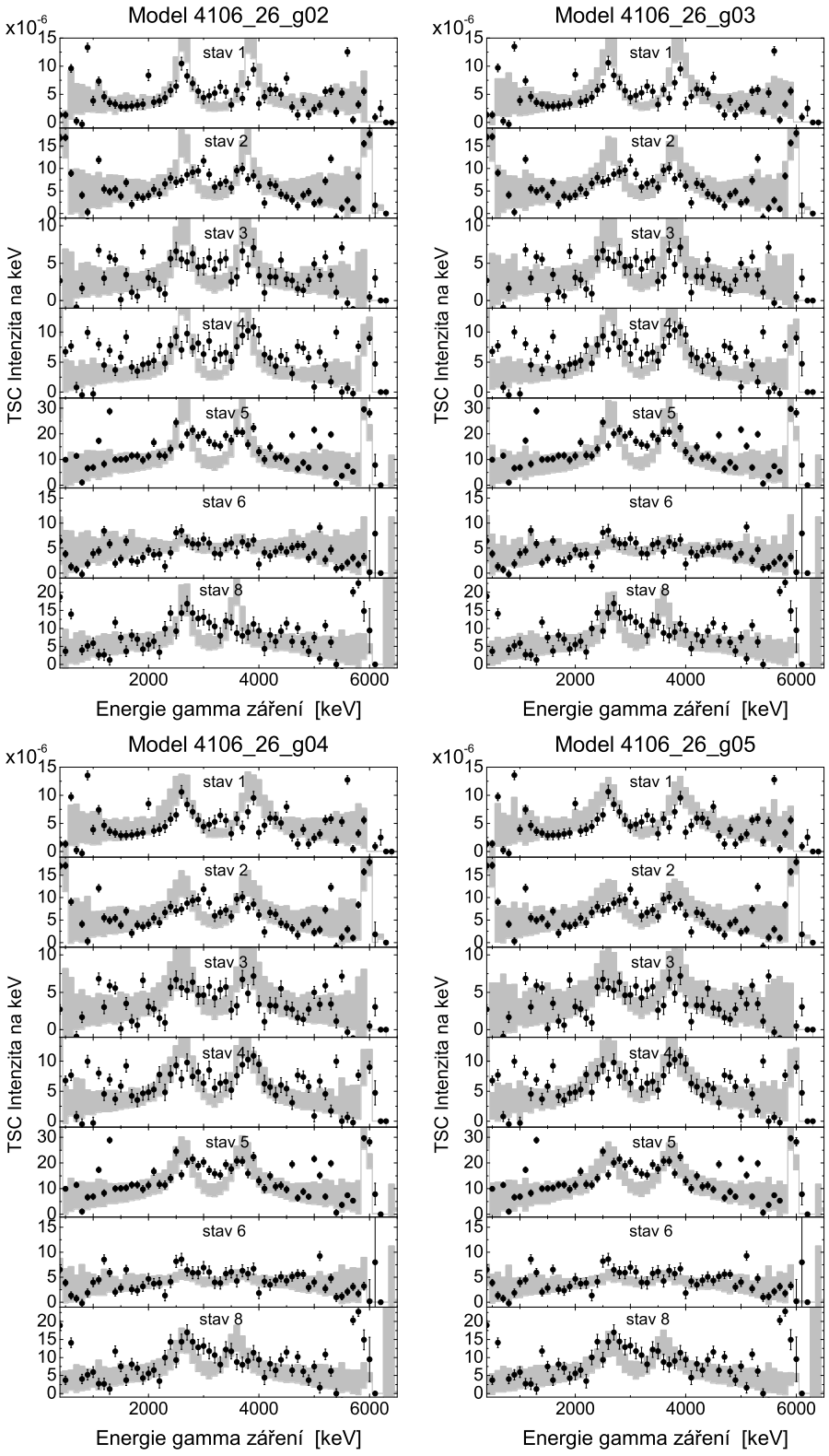
Obrázek 5.8: Zbinované TSC intenzity pro polohu nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 3.8$ MeV. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



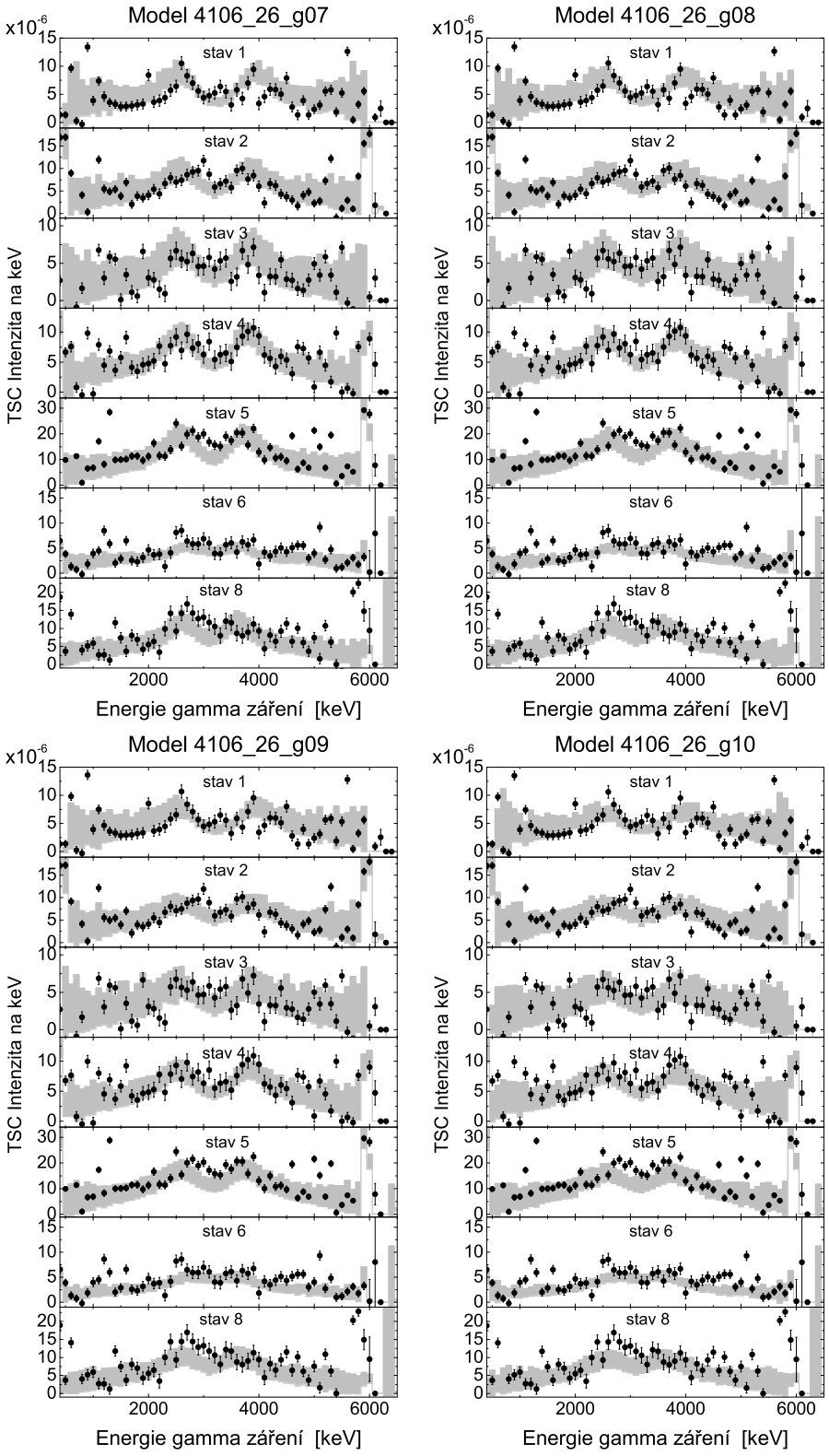
Obrázek 5.9: Zbinované TSC intenzity pro hodnoty účinného průřezu nůžkové rezonance $\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.2$, 0.3, 0.4 a 0.5 mb. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



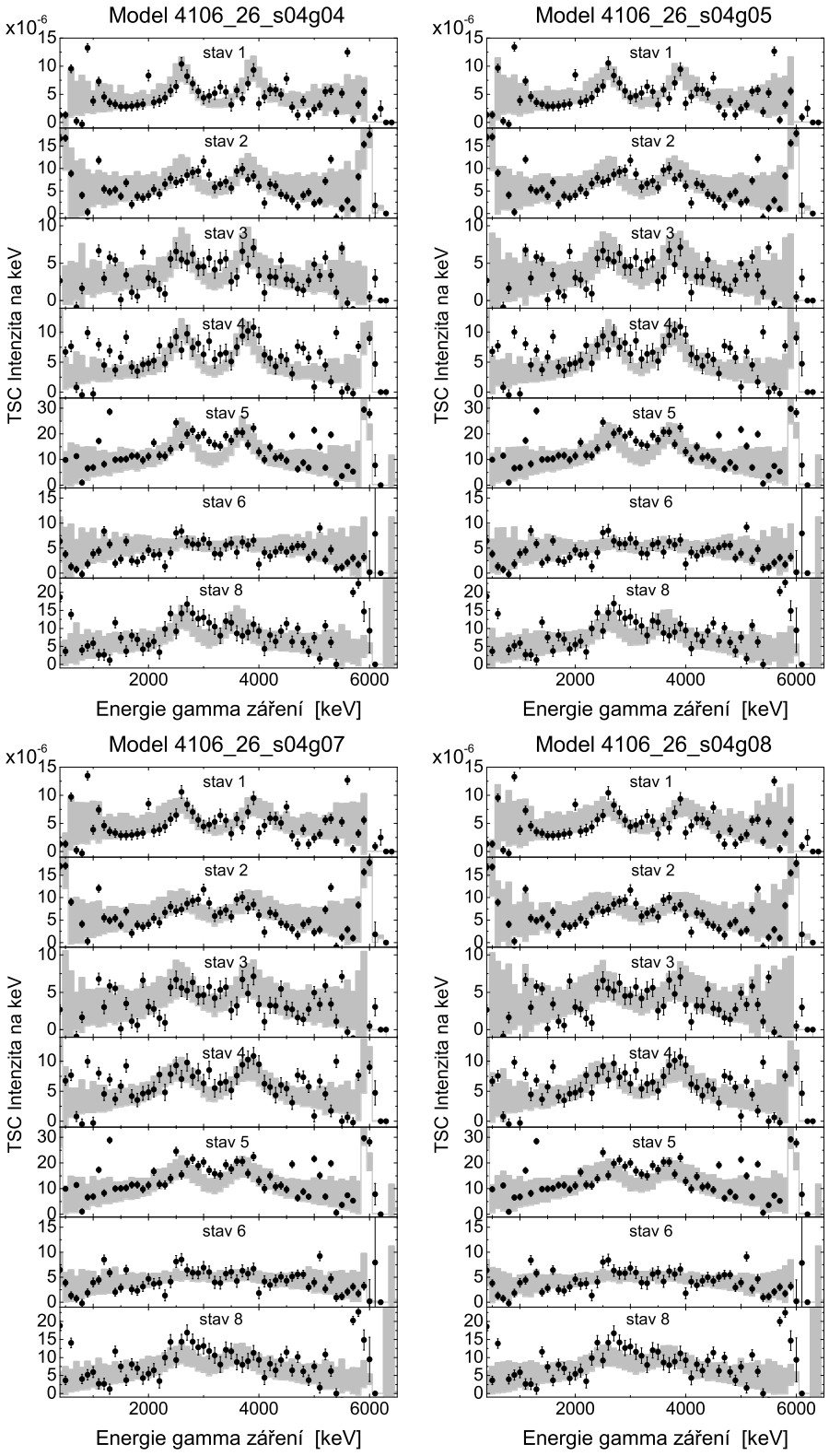
Obrázek 5.10: Zbinované TSC intenzity pro hodnoty účinného přřezu nůžkové rezonance $\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.6$, 0.7, 0.8 a 0.9 mb. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



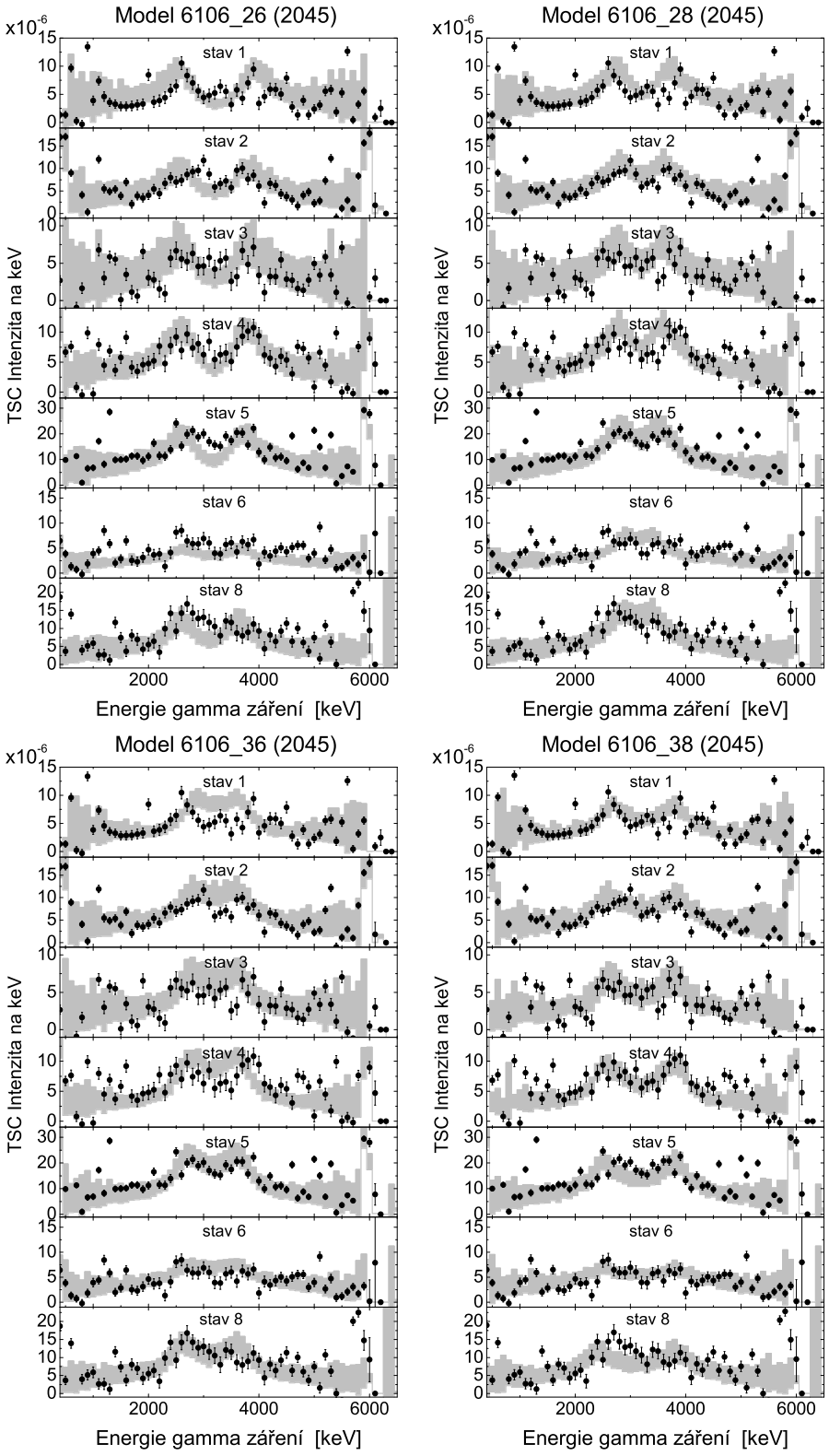
Obrázek 5.11: Zbinované TSC intenzity pro hodnoty šířky nůžkové rezonance $\Gamma_{SC} = 0.2$, 0.3, 0.4 a 0.5 MeV. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



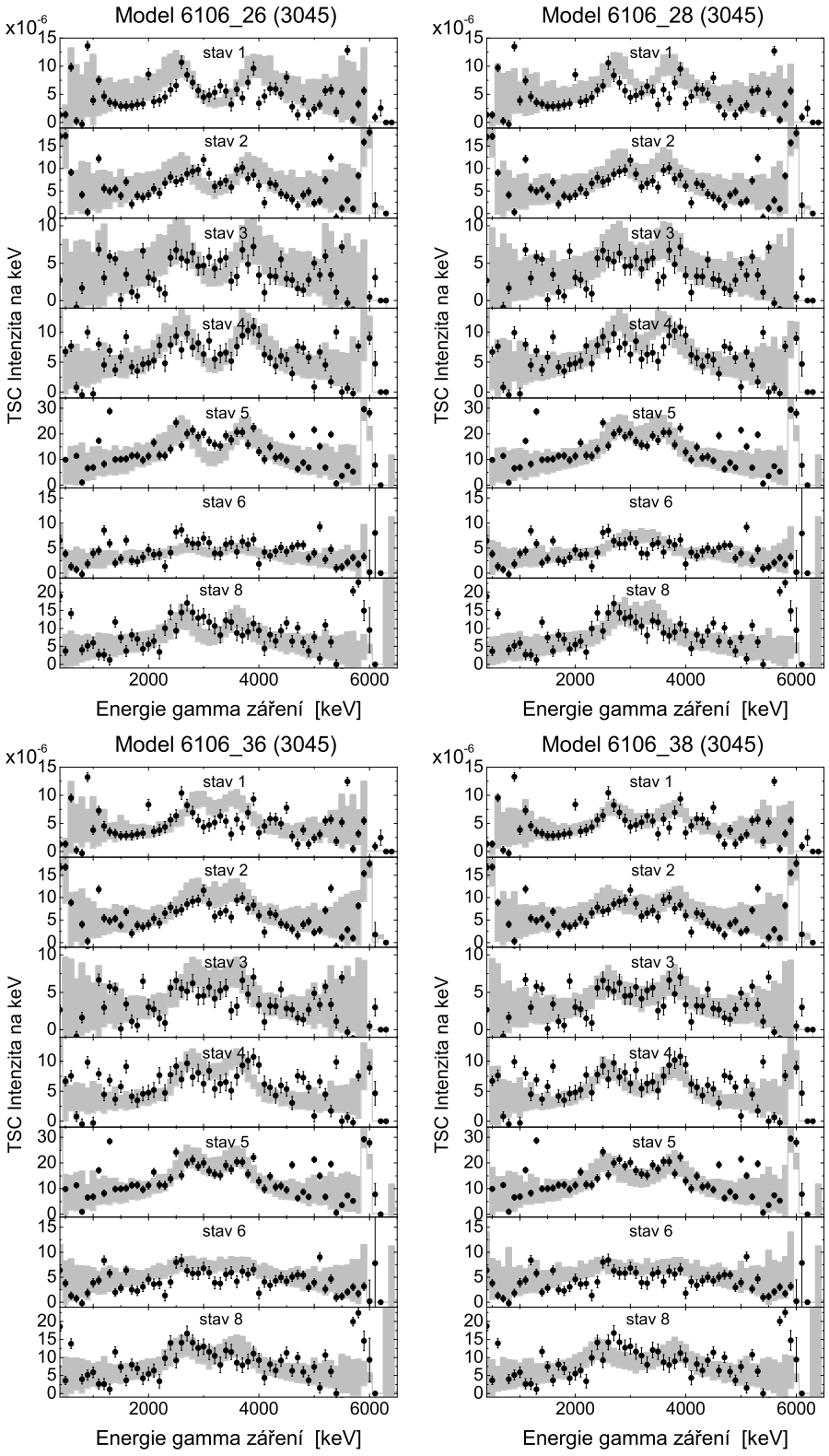
Obrázek 5.12: Zbinované TSC intenzity pro hodnoty šířky nůžkové rezonance $\Gamma_{SC} = 0.7$, 0.8, 0.9 a 1.0 MeV. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



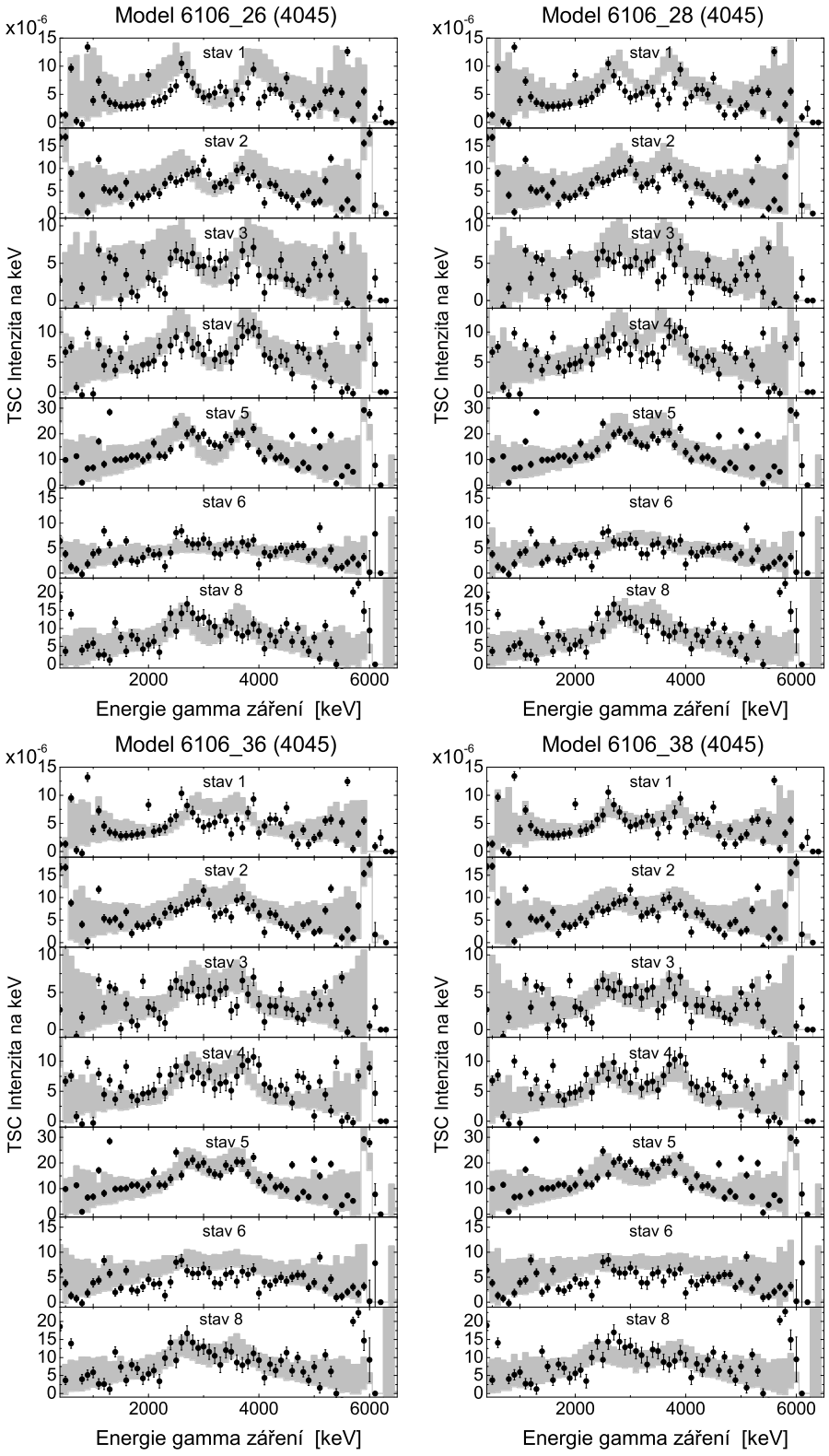
Obrázek 5.13: Zbinované TSC intenzity pro velikost účinného průřezu $\sigma_{\mathrm{SC}} = 0.4$ mb a hodnoty šířky nůžkové rezonance $\Gamma_{\mathrm{SC}} = 0.4$, 0.5, 0.7 a 0.8 MeV. Šedě zbarvený koridor označuje výsledky simulací, zatímco jednotlivé body reprezentují experimentální data. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



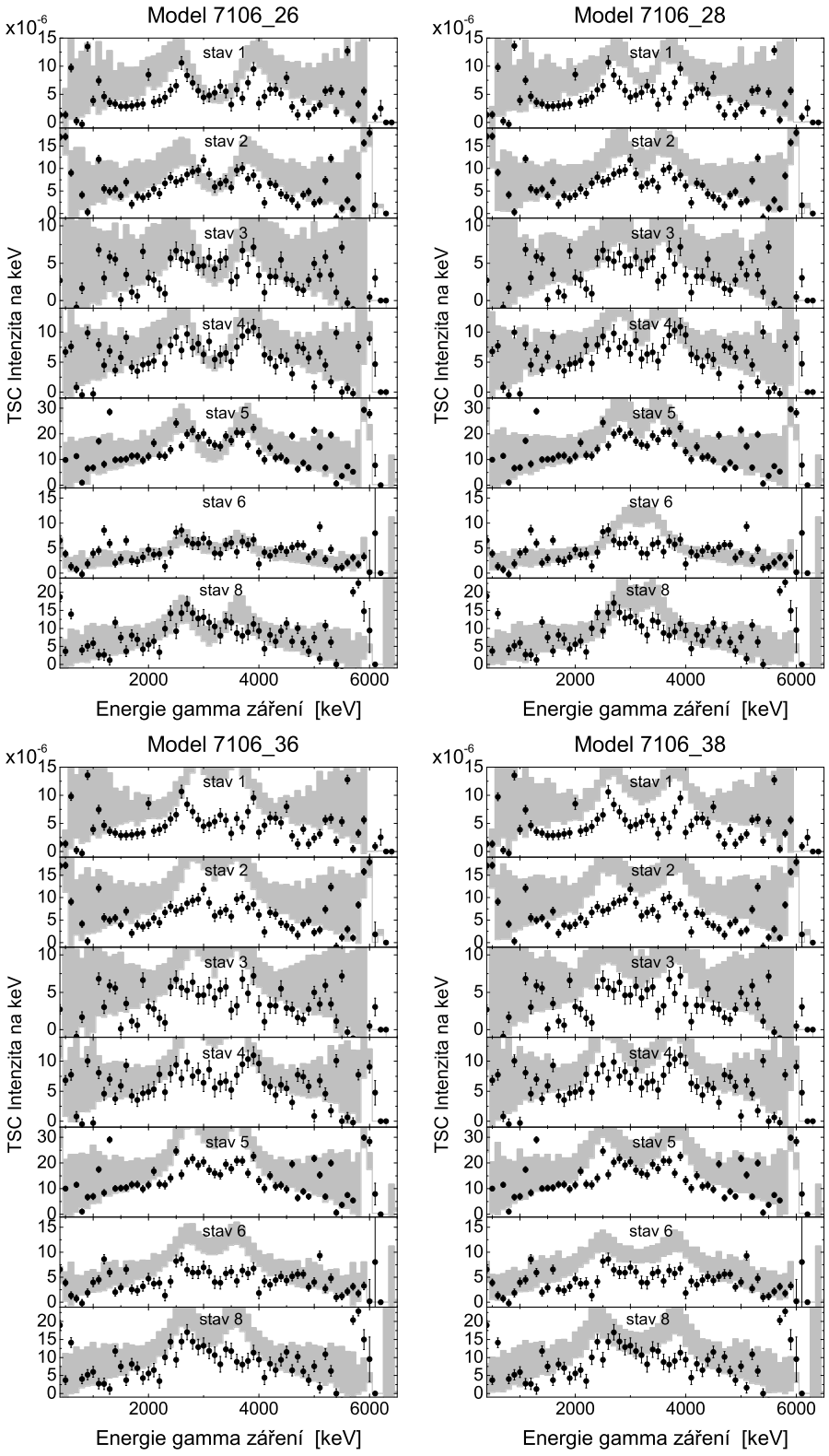
Obrázek 5.14: Zbinované TSC intenzity pro parametry $k_0 = 2.0$, $E_{\gamma 0} = 4.5\,\mathrm{MeV}$ funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ a čtyři možné polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$, 2.8, 3.6 a 3.8 MeV. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



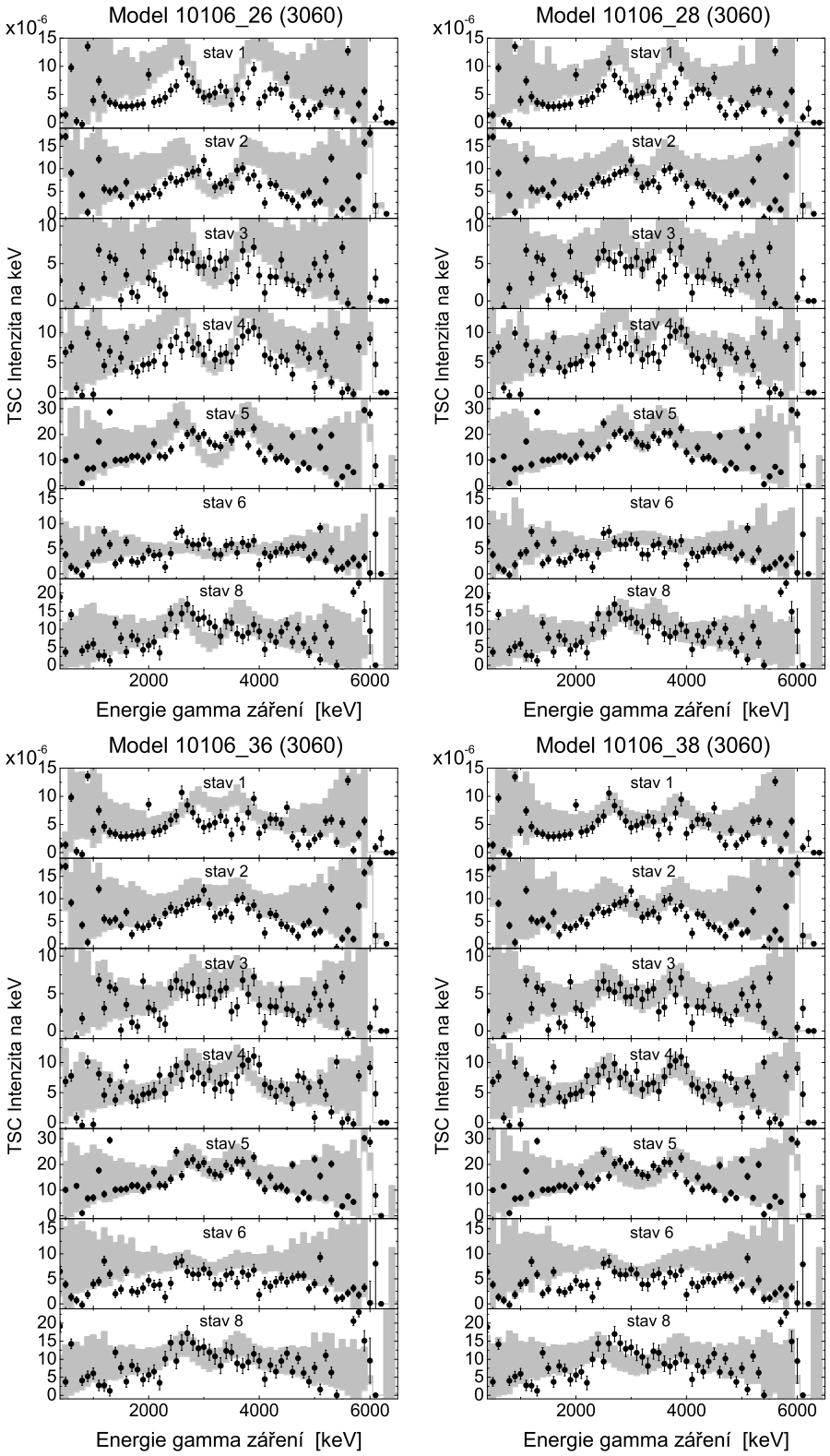
Obrázek 5.15: Zbinované TSC intenzity pro parametry $k_0 = 3.0$, $E_{\gamma 0} = 4.5\,\mathrm{MeV}$ funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ a čtyři možné polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$, 2.8, 3.6 a 3.8 MeV. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



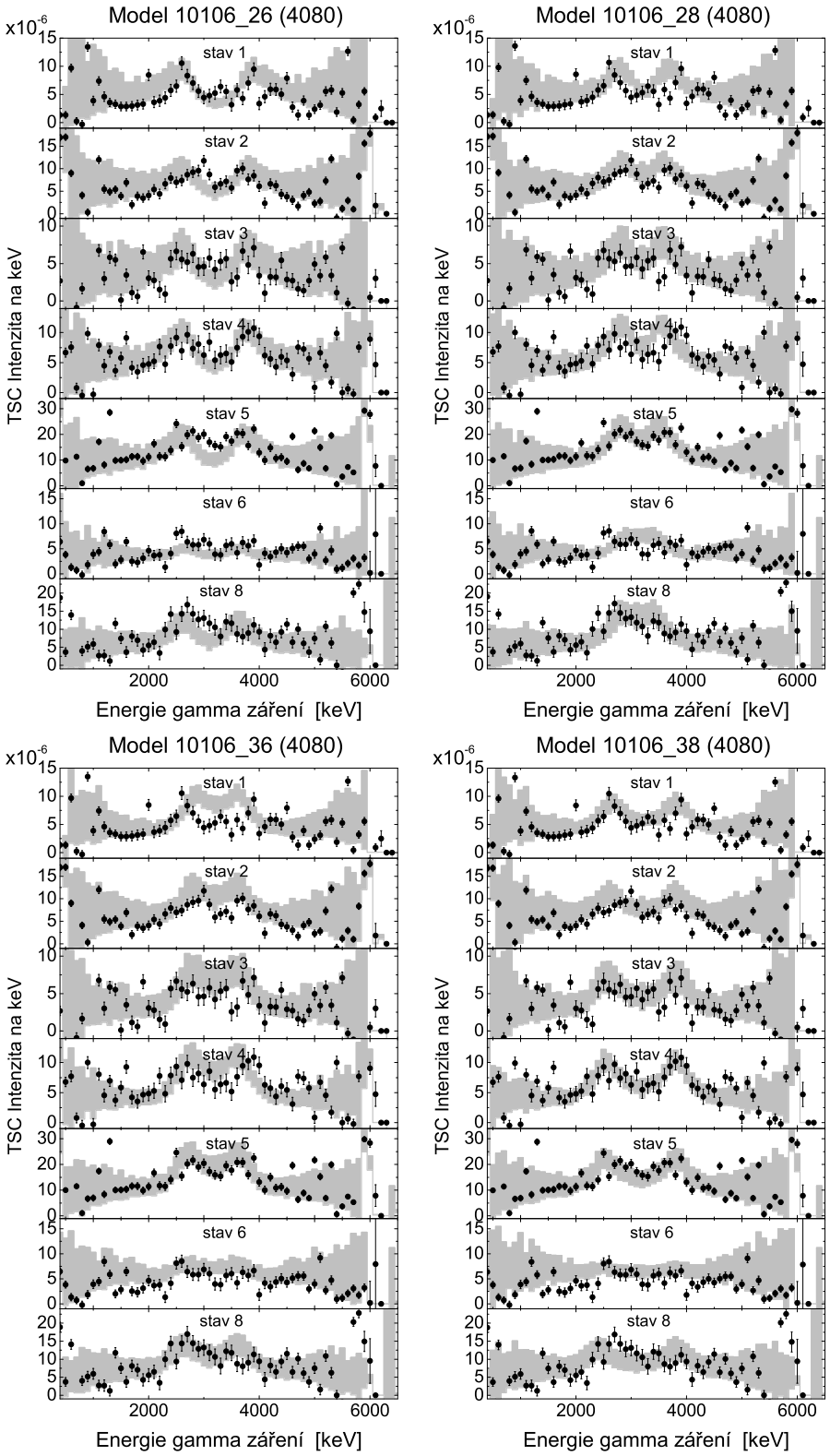
Obrázek 5.16: Zbinované TSC intenzity pro parametry $k_0 = 4.0$, $E_{\gamma 0} = 4.5\,\mathrm{MeV}$ funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{EGLO}}$ a čtyři možné polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$, 2.8, 3.6 a 3.8 MeV. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



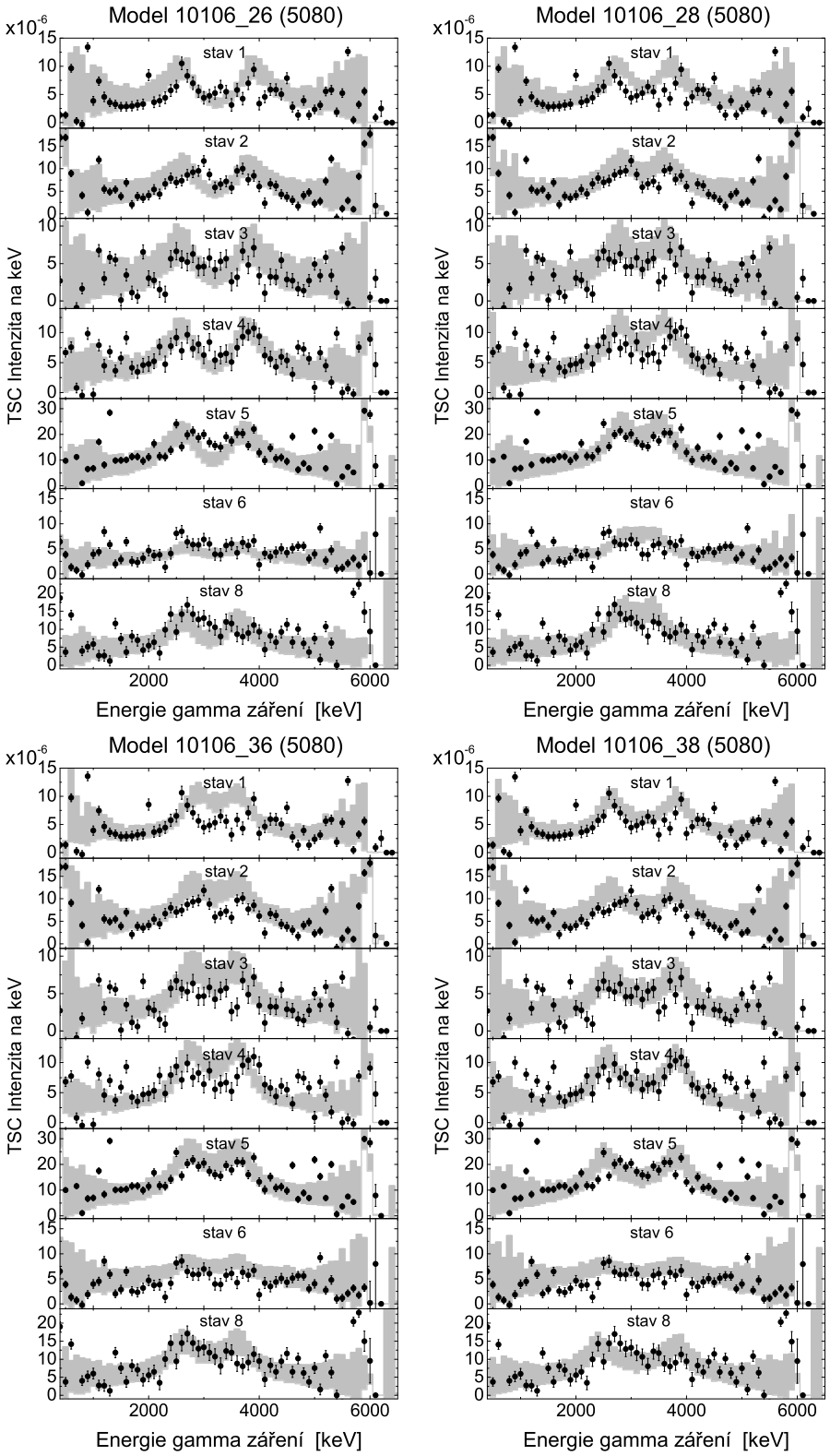
Obrázek 5.17: Zbinované TSC intenzity pro parametry $k_0 = 2.0$, $E_{\gamma 0} = 4.5\,\mathrm{MeV}$ funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{EELO}}$ a čtyři možné polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$, 2.8, 3.6 a 3.8 MeV. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



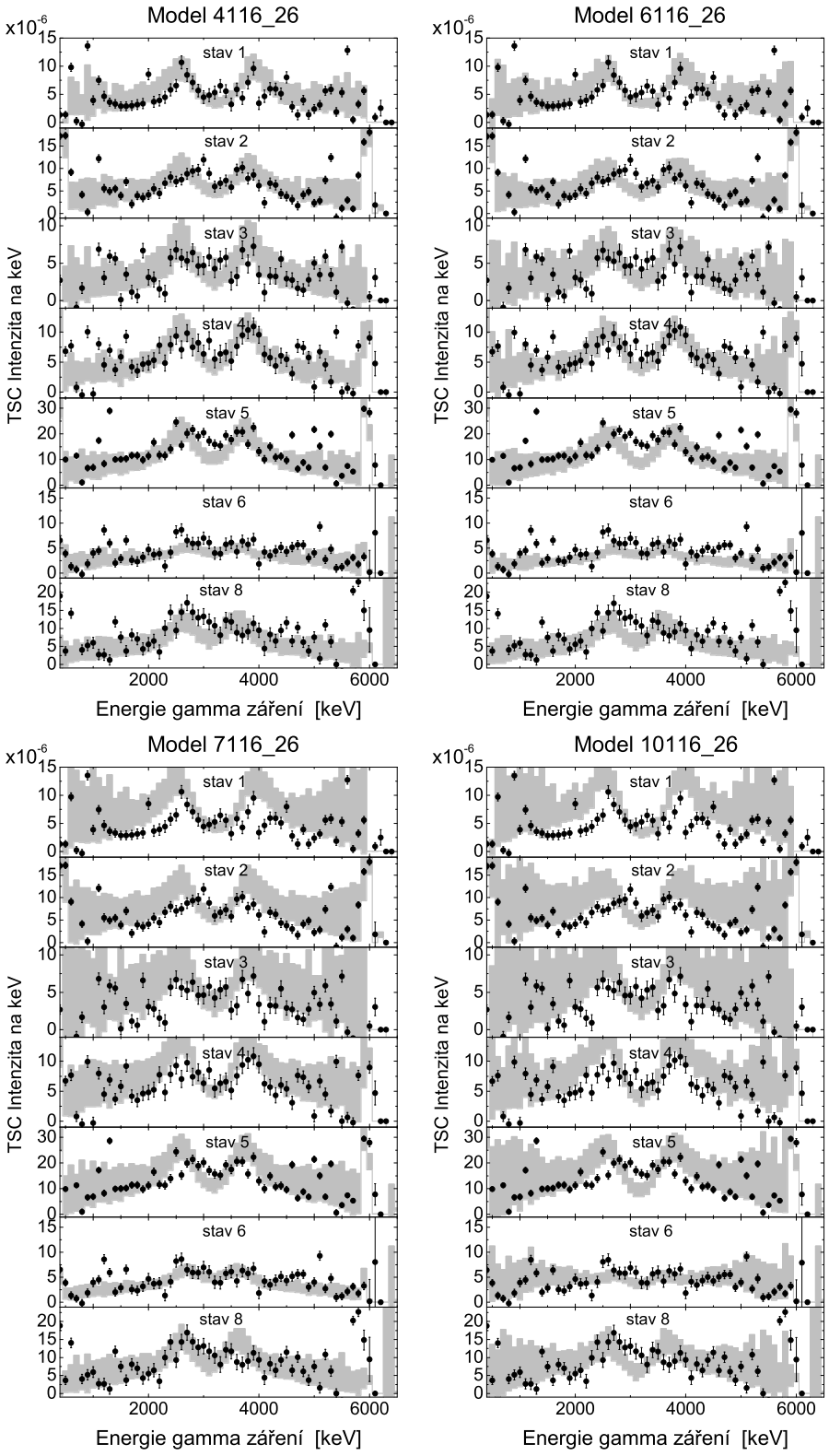
Obrázek 5.18: Zbinované TSC intenzity pro parametry $E_L = 3.0\,\mathrm{MeV}$, $E_H = 6.0\,\mathrm{MeV}$ funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}$ a čtyři možné polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$, 2.8, 3.6 a 3.8 MeV. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



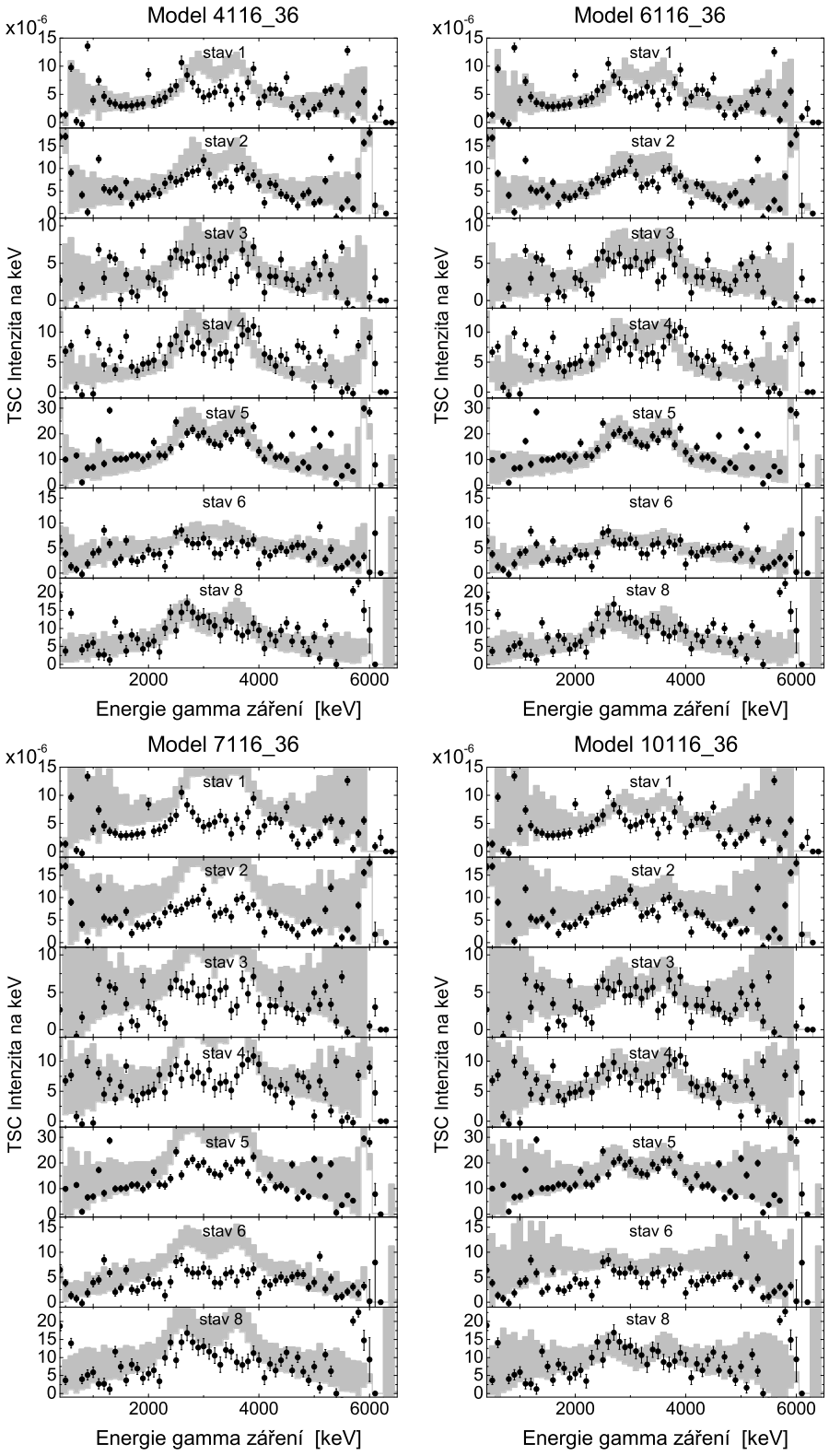
Obrázek 5.19: Zbinované TSC intenzity pro parametry $E_L = 4.0\,\mathrm{MeV}$, $E_H = 8.0\,\mathrm{MeV}$ funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}$ a čtyři možné polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$, 2.8, 3.6 a 3.8 MeV. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



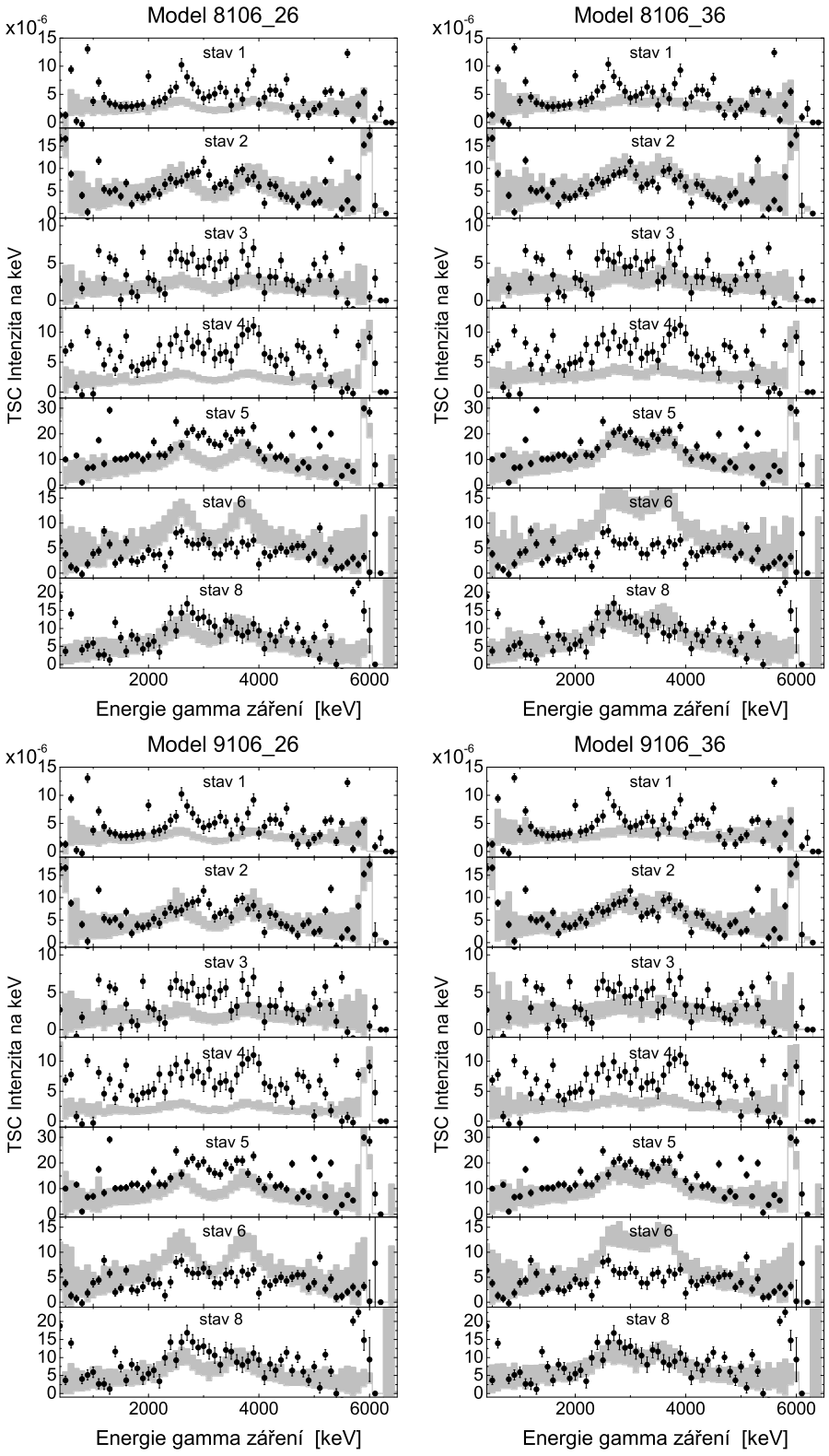
Obrázek 5.20: Zbinované TSC intenzity pro parametry $E_L = 5.0\,\mathrm{MeV}$, $E_H = 8.0\,\mathrm{MeV}$ funkce $f^{(E1)}_{\mathrm{KMF-BA}}$ a čtyři možné polohy nůžkové rezonance $E_{\mathrm{SC}} = 2.6$, 2.8, 3.6 a 3.8 MeV. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



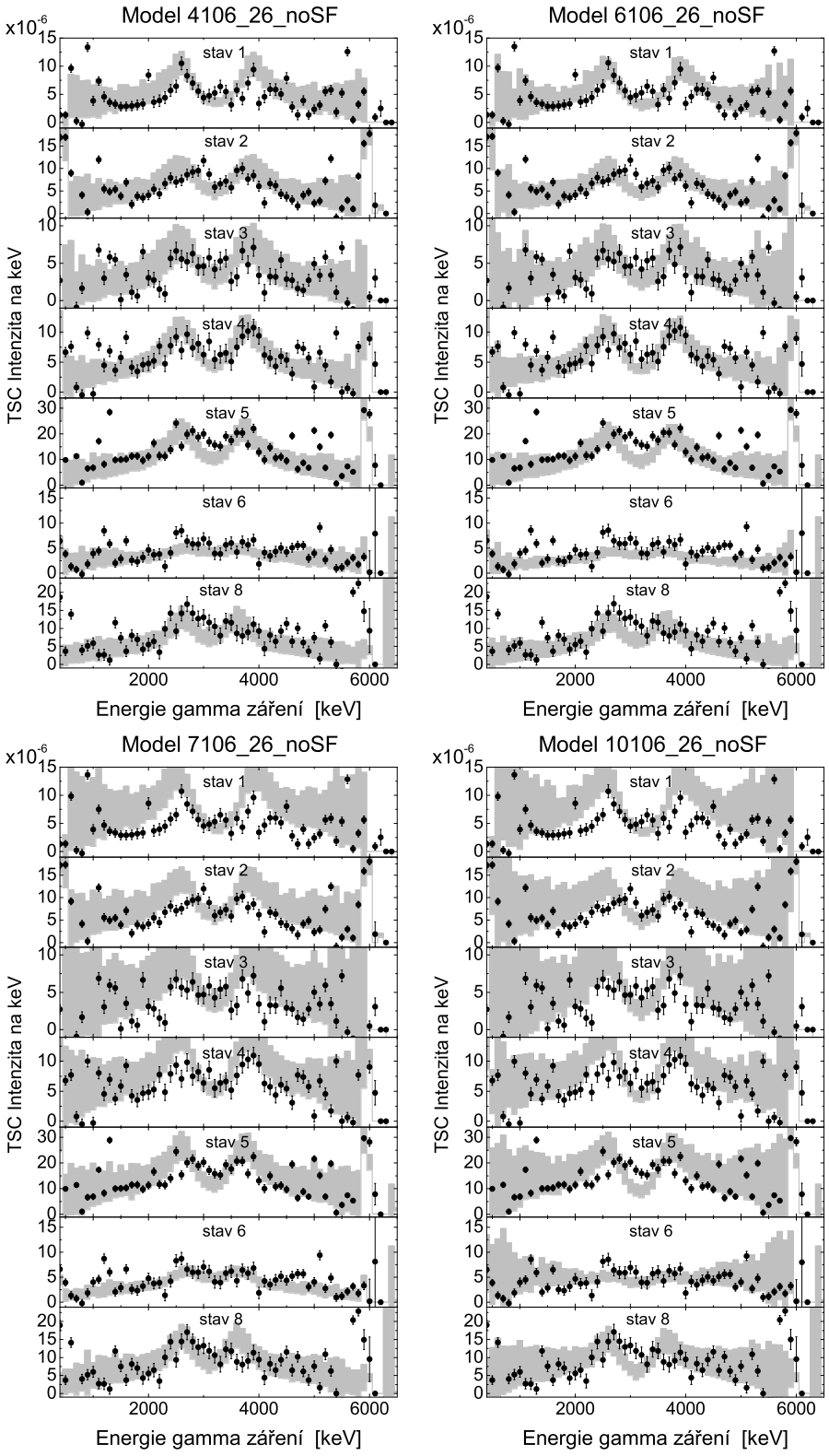
Obrázek 5.21: Zbinované TSC intenzity pro čtyři různé tvary $E1$ PSFs, nůžkovou rezonanci v $M1$ PSF na poloze $E_{\mathrm{SC}} = 2.6\,\mathrm{MeV}$, $E2$ PSF určenou GQER a hustotu hladin BSFGb. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



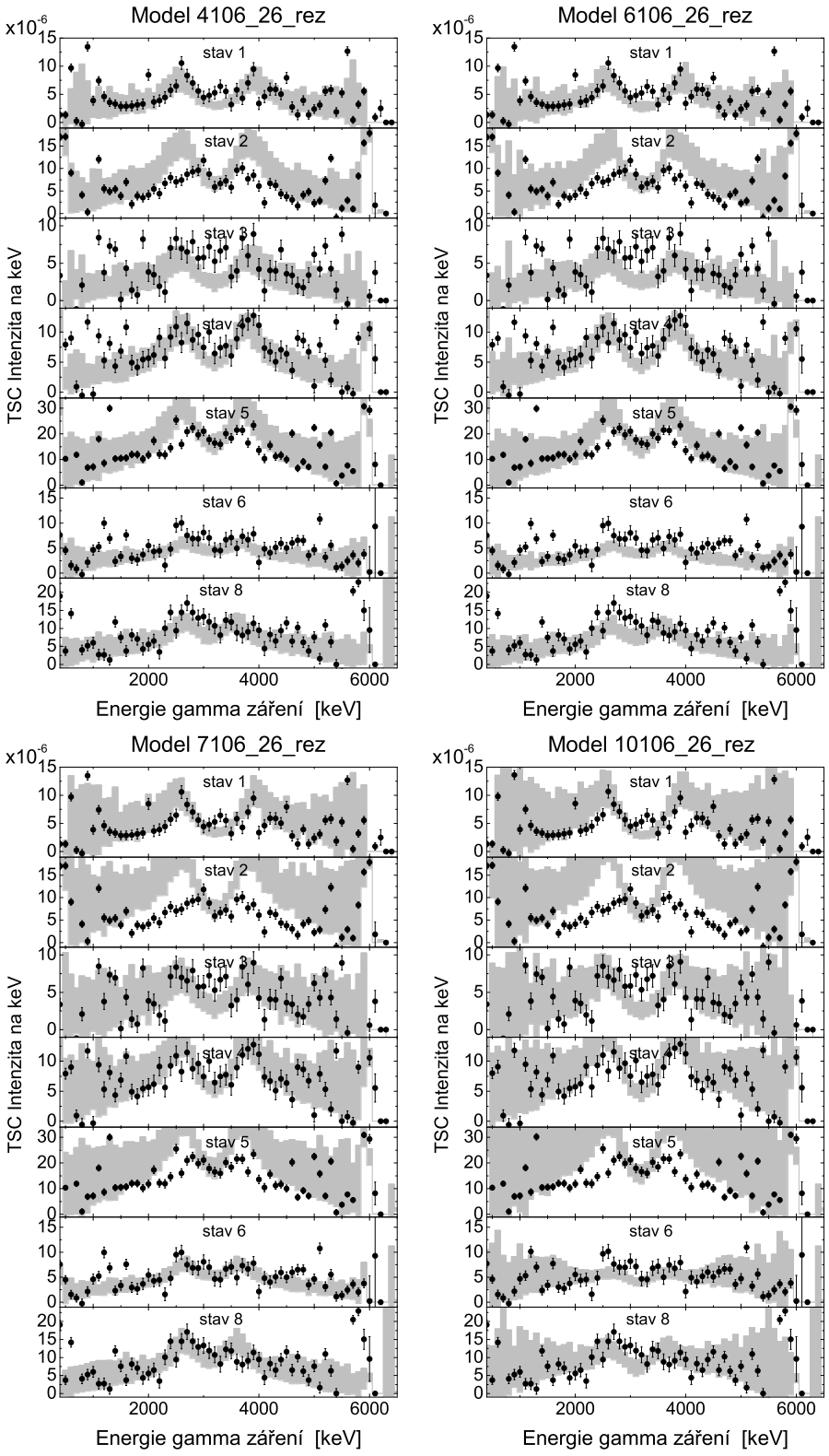
Obrázek 5.22: Zbinované TSC intenzity pro čtyři různé tvary $E1$ PSFs, nůžkovou rezonanci v $M1$ PSF na poloze $E_{\mathrm{SC}} = 3.6\,\mathrm{MeV}$, $E2$ PSF určenou GQER a hustotu hladin BSFGb. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



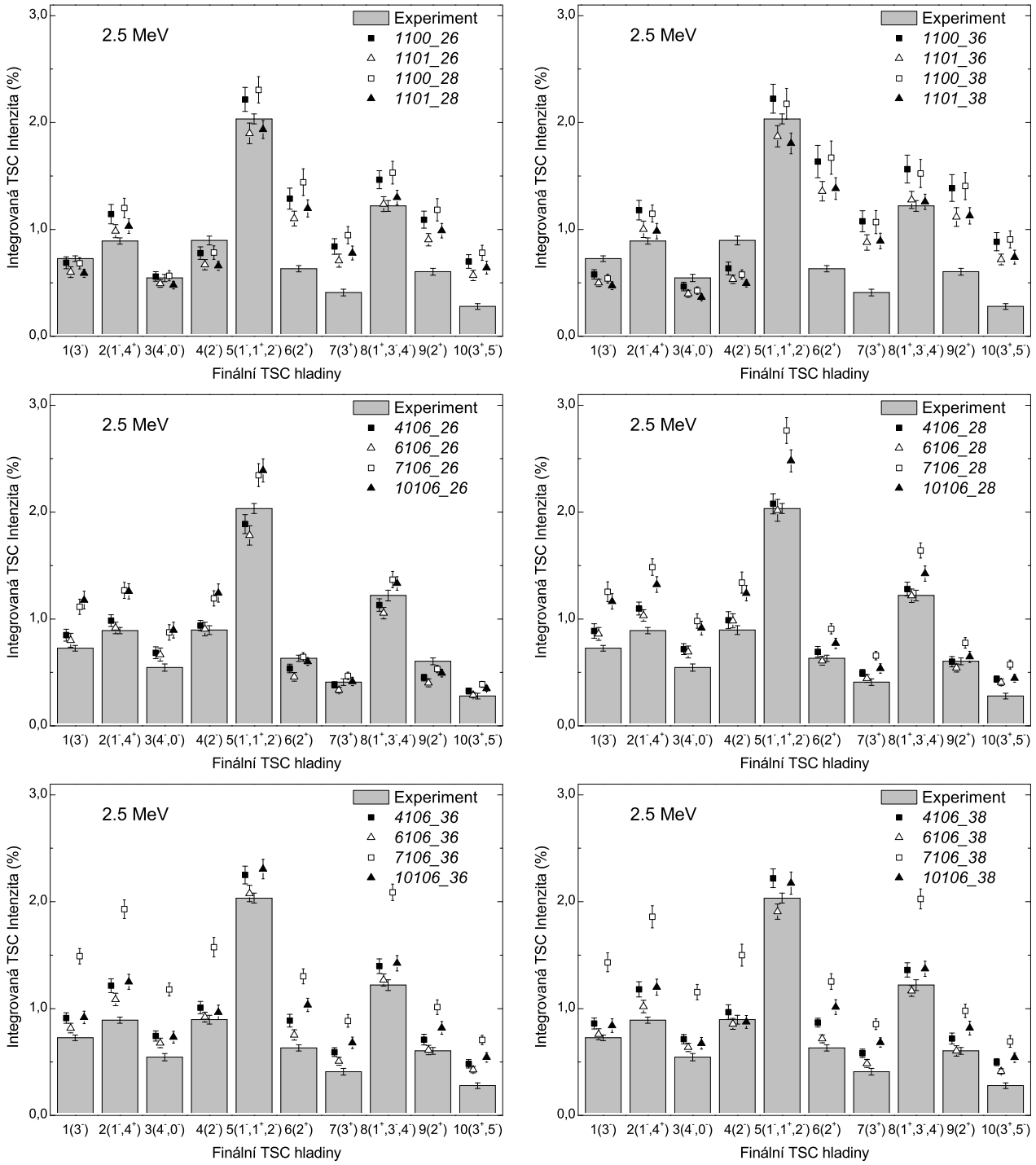
Obrázek 5.23: Zbinované TSC intenzity pro simulace specifikované v tabulce 4.8. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



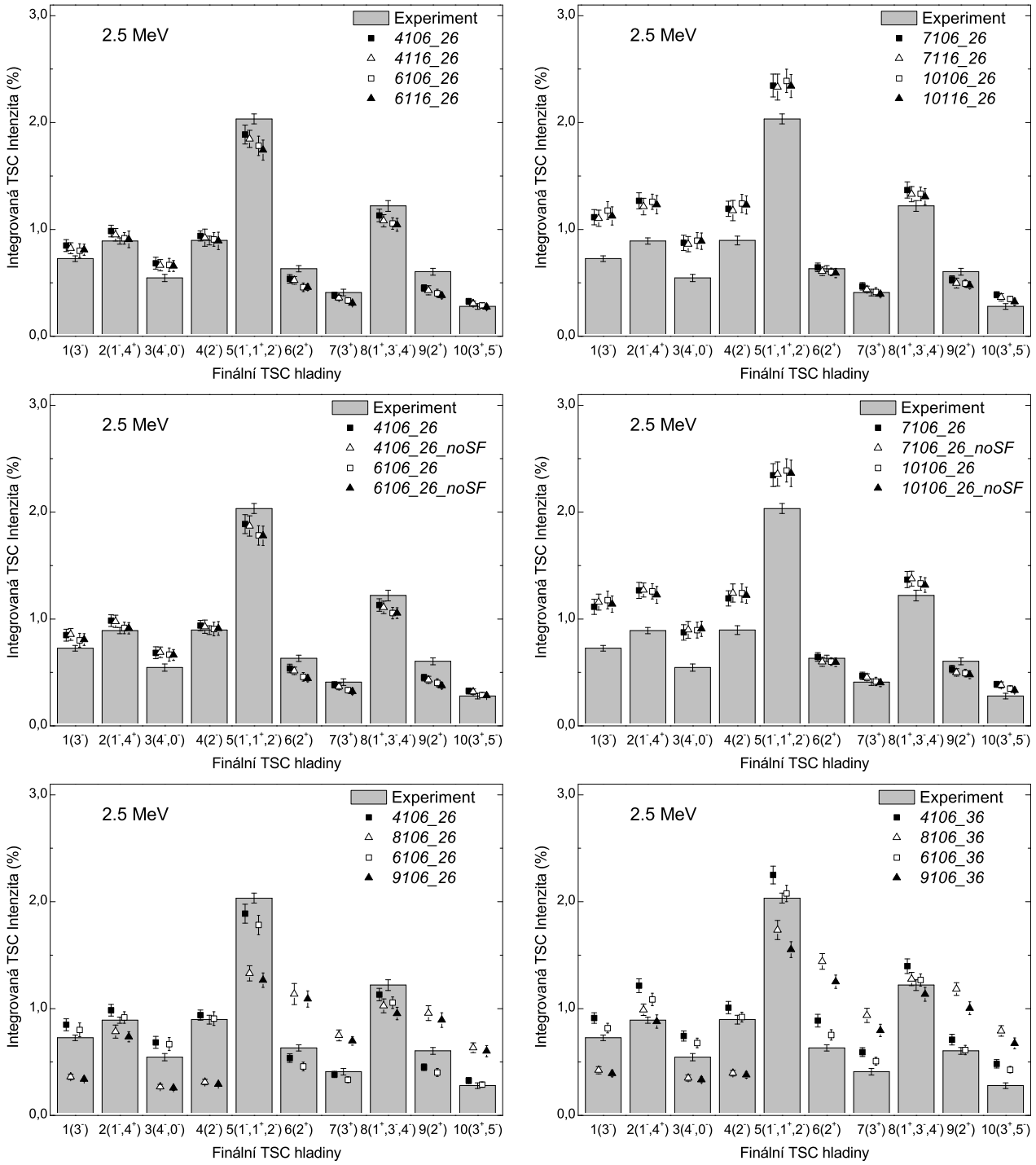
Obrázek 5.24: Zbinované TSC intenzity pro simulace specifikované v tabulce 4.8. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



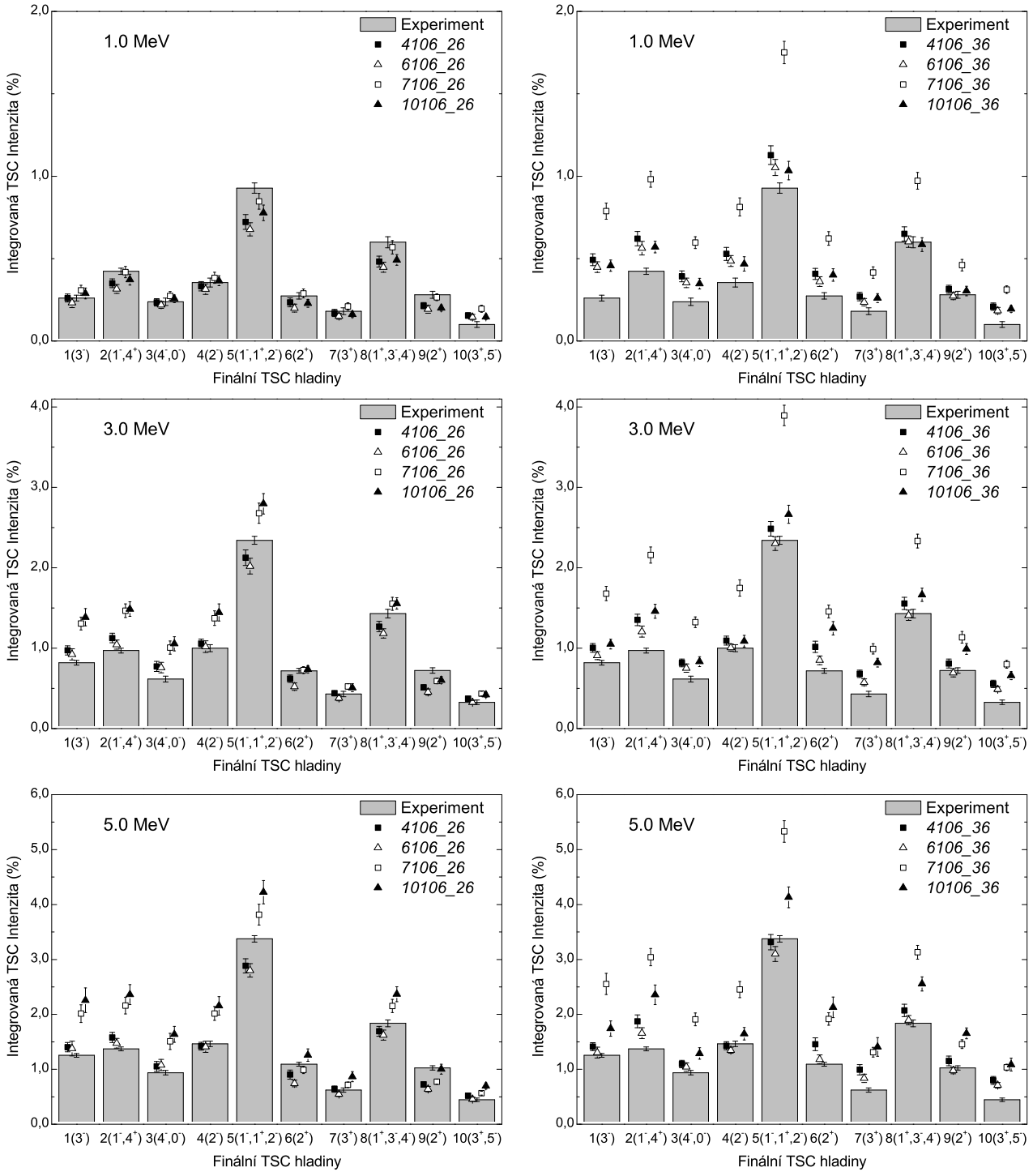
Obrázek 5.25: Zbinované TSC intenzity pro simulace specifikované v tabulce 4.9. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



Obrázek 5.26: Integrované TSC intenzity pro vybrané simulace testující vliv tvaru PSFs a hustoty hladin, resp. polohy nůžkové rezonance E_{SC}, na TSC. Označení jednotlivých simulací odpovídá značení zavedenému v tabulkách 4.2 až 4.8. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



Obrázek 5.27: Integrované TSC intenzity porovnávající dva modely $E2$ PSFs a studující vliv absence SF rezonance v $M1$ PSF, resp. přesunutí SC rezonanční struktury z $M1$ PSF do $E1$ PSF. Označení jednotlivých simulací odpovídá značení zavedenému v tabulkách 4.2 až 4.8. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.



Obrázek 5.28: Integrované TSC intenzity pro vybrané simulace a různé šířky intervalů, přes které se TSC intenzity integrují. Označení jednotlivých simulací odpovídá značení zavedenému v tabulkách 4.2 až 4.8. Značení jednotlivých finálních TSC stavů souhlasí se značením v tabulce 4.1.

Literatura

[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, Systematics of nuclear level density parameters, August 11, 2005

[6] T. von Egidy, H.H. Schmidt and A.N. Behkami, *Nucl. Phys.* **A481** (1988) 189

[7] B.V. Zhuravlev, *et al.*, *Yad. Fiz.* **39** (1984) 264
G.N. Lovtsikova *et al.*, in *Proceeding of the* 4th *International Symposium*, Smolenice, Czechoslovakia, June 1985, p. 82, edited by J. Krištiak and E. Běták
B.V. Zhuravlev, N.N. Titarenko and V.I. Trykova, in *Proceedings of the OECD Meeting: Nuclear Level Densities*, ENEA, Bologna, Italy, November 15-17 1989, p. 210, ed. by G. Reffo, M. Herman and G. Maino
V.G. Pronyaev *et al.*, *Yad. Fiz.* **30** (1979) 604; *Sov. J. Nucl. Phys.* **30** (1979) 310
B.V. Zhuravlev, N.N. Titarenko and V.I. Trykova, in *Proc. of VII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei*, Dubna May 25-28 1999, p. 208

[8] B.V. Zhuravlev, in *Proc. of VI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei*, Dubna, May 13-16 1998, p. 161

[9] T.S. Tveter, L. Berghold, M. Guttormsen, E. Melby and J. Rekstad, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 2404

[10] E. Melby *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3150

[11] A. Schiller, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad and S. Siem, *Phys. Rev.* **C61** (2000) 044324

[12] D.M. Brink, Thesis, Oxford University, 1955

[13] C.E. Porter and R.G. Thomas, *Phys. Rev.* **C2** (1956) 2030

[14] G.C. Baldwin and G.S. Kleiber, *Phys. Rev.* **71** (1947) 3; *Phys. Rev.* **73** (1948) 1156

[15] A.B. Migdal, *J. Phys.* (USSR) **8** (1944) 331

[16] S.G. Kadmenskij, V.P. Markushev and V.I. Furman, *Sov. J. Nucl. Phys.* **37** (1983) 165, *Yad. Fiz.* **37** (1983) 227

[17] A.H. Wapstra and G. Audi, *Nucl. Phys.* **A432** (1985) 55

[18] F. Bečvář *et al.*, *Yad. Fiz.* **46** (1987) 3

[19] 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

[20] J. Kopecky, M. Uhl and R.E. Chrien, ECN internal report ECN-RX-92-011, 1992

[21] J. Kopecky, *Handbook for calculations of nuclear reaction data*, IAEA-TECDOC-1034, August 1998, p. 97; available at http://iaeand.iaea.or.at/ripl/

[22] S.K. Kataria, V.S. Ramamurthy and S.S. Kapoor, *Phys. Rev.* **C18** (1978) 549

[23] J.J. Gaardhøje, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **42** (1992) 483

[24] U. Kneissl, H.H. Pitz and A. Zilges, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37** (1996) 349

[25] A. Schiller *et al.*, *Yad. Fiz.* **64** (2001) 1263; *Phys. Atomic Nuclei* **64** (2001) 11186

[26] J.M. Blatt and V.F. Weisskopf *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1952

[27] L.M. Bollinger and G.E. Thomas, *Phys. Rev* **C2** (1970) 1951

[28] A. Richter, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **34** (1995) 261

[29] M.A. Lone *et al.*, in *Proceeding of Second International Symposium on Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy and Related Topics*, September 2-6 1974, Petten, The Netherlands

[30] J. Kopecky and R.E. Chrien, *Nucl. Phys.* **A468** (1987) 285

[31] D. Bohle *et al.*, *Phys. Lett.* **B137** (1984) 27

[32] N. Lo Iudice and F. Palumbo, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1978) 1532

[33] U. Kneissl, H.H. Pitz and A. Zilges, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37** (1996) 349

[34] F. Bečvář, P. Cejnar, J. Honzátko, K. Konečný, I. Tomandl and R.E. Chrien, *Phys. Rev.* **C52** (1995) 1278

[35] M. Krtička *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 172501

[36] M. Igashira, H. Kitazawa, H. Shimizu, H. Komano and N. Yumamuro, *Nucl. Phys.* **A457** (1986) 301

[37] S. Mizuno, M. Igashira, H. Kitazawa, in *Proceedings of the CGS9*, Budapest, Hungary, Springer (1997)

[38] S. Joly, D.M. Drake and L.Nilsson, *Phys. Rev.* **C20** (1979) 2072

[39] A. Voinov *et al.*, *Phys. Rev.* **C63** (2001) 044313

[40] P.J. Siemens and A.S. Jensen, *Elements of Nuclei* (Addison-Wesley, 1987)

[41] J. Speth, *Int. Rev. of Nucl. Phys.* **7** (1991), Electric and Magnetic Giant Dipole Resonances in Nuclei (World Scientific) 56

[42] K.A. Snover, *Ann. Rep. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 545

[43] W.V. Prestwich, M.A. Islam and T.J. Kennett, *Z. Phys.* **A315** (1984) 103

[44] S. Raman, in *Proc. of the* 4th *Int. Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, ed. by T. von Egidy, F. Gönnenwein and B. Meier (Inst. Phys. Conf. Ser. No. 62, London, 1982)

[45] A.M. Hoogenboom, *Nucl. Instr. Meth.* **3** (1958) 57

[46] S.T. Boneva *et al.*, *Particles & Nuclei* **22** (1991) 479 (in Russian)

[47] J. Honzátko, K. Konečný, I. Tomandl, J. Vacík, F. Bečvář and P. Cejnar, *Nucl. Instr. Meth.* **A376** (1996) 434

[48] I. Tomandl, Doctoral Thesis, Řež (UJF Řež), 1997

[49] A.A. Bogdzel *et al.*, JINR Report No. P15-82-706, Dubna, 1982

[50] K.S. Krane and R.M. Steffen, *Phys. Rev.* **C2** (1970) 724

[51] F. Bečvář, *Nucl. Instr. Meth.* **A417**, (1998) 434

[52] B. Krusche *et al.*, *Nucl. Phys.* **A386** (1986) 245

[53] C.W. Reich, Nuclear Data Sheets 105, (2005) 557

[54] J. Kroll, Bakalářská práce, Červen 2007

[55] G.L. Molnár *et al.*, Database of Prompt Gamma Rays from Slow Neutron Capture for Elemental Analysis, International Atomic Energy Agency, 2007

[56] T. Belgya *et al.*, Handbook for calculations of nuclear reaction data, RIPL-2, International Atomic Energy Agency, 2006

[57] M.B. Chadwick *et al.*, Nuclear Data Sheets 107, (2006) 2931