VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGENEERING

SIMULACE STÍNĚNÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ PROGRAMEM MCNP

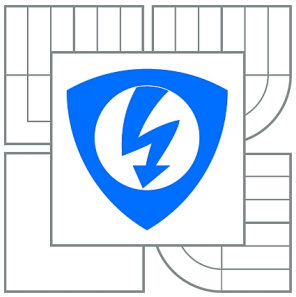
DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE Bc. RÓBERT KONČEK
AUTHOR

BRNO 2015

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

SIMULACE STÍNĚNÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ PROGRAMEM MCNP

IONIZING RADIATION SHIELDING SIMULATION USING MCNP CODE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

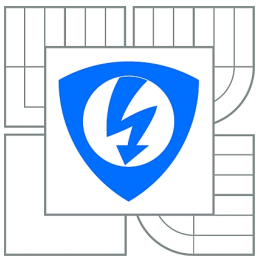
AUTOR PRÁCE — Bc. RÓBERT KONČEK

AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE — Ing. KAREL KATOVSKÝ, Ph.D.

SUPERVISOR

BRNO 2015



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Ústav elektroenergetiky

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektroenergetika

Student:	Bc. Róbert Konček	***ID:***	136540
Ročník:	2	***Akademický rok:***	2014/2015

NÁZEV TÉMATU:

Simulace stínění ionizujícího záření programem MCNP

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Seznamte se s problematikou ochrany před ionizujícím zářením jak z fyzikálního, tak z legislativního pohledu. Zaměřte se zejména na vyhlášku SUJB 307/2002 ve znění vyhlášek 499/2005 a 289/2002.
2. Seznamte se s výpočetního programem MCNP a jeho využitím ve fyzice stínění. Proveďte rešerši variantních metod používaných k výpočtům stínění.
3. Studujte odlišnosti stínění úzkého svazku záření gama oproti širokému svazku a monoenergetického zdroje oproti spektrálně komplexnímu; dále problematiku stínění směsného pole záření.
4. Prostudujte aktuální problémy ve fyzice a technice stínění.
5. Vytvořte modely studovaných úloh a výsledky simulací experimentálně ověřte pomocí scintilačních detektorů.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

1. Shultis, K.: Radiation Shielding, Amer Nuclear Society, 2000.
2. Sborníky z workshopů Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities, OECD/NEA, 2013 (a starší).
3. Košťál, M. et al.: Calculation and measurement of neutron flux in internal parts of the VVER-1000 mock-up, Annals of Nuclear Energy 73, 2014.
Další podle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání:	9.2.2015	***Termín odevzdání:***	22.5.2015

Vedoucí práce: Ing. Karel Katovský, Ph.D.
Konzultanti diplomové práce:

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.
Předseda oborové rady

ABSTRAKT

Žiarenie je definované ako ionizujúce, ak má dostatok energie na vytrhnutie elektrónov z atómov alebo molekúl, počas jeho prechodu látkovým prostredím. Z tejto schopnosti vyplýva jeho potenciál pôsobiť škodlivo na tkanivá živých organizmov. Tienenie ionizujúceho žiarenia je preto disciplína s veľkou praktickou dôležitosťou. Táto práca nadväzuje na autorovu predchádzajúcu prácu v tejto oblasti a rozširuje ju diskutovaním teoretických a praktických problémov pokročilých výpočtov tienenia. V teoretickej časti práce je diskutovaných niekoľko prístupov k výpočtom fluencie alebo dávky v ľubovoľnom bode priestoru. Metódy zdrojových jadier poskytujú dostatočne presné výsledky pre jednoduchšie úlohy z oblasti tienenia. V mnohých praktických prípadoch je však potrebné použiť výpočty založené na transportnej teórii. Existujú dva základné typy transportných výpočtov: deterministické výpočty, pri ktorých je numericky vyriešená lineárna Boltzmannova rovnica, a výpočty Monte Carlo, v ktorých prebieha simulácia stochastického putovania častíc cez geometriu úlohy. Výhody a nevýhody oboch metód sú v práci diskutované. V praktickej časti sú výsledky výpočtov tienenia ionizujúceho žiarenia získané významným Monte Carlo kódom – MCNP6, porovnané s výsledkami z experimentov, ktoré boli vykonané v Dielni ionizujúceho žiarenia na Ústave elektroenergetiky, FEKT VUT. Tieto experimenty pozostávali z umiestnenia rádioizotopu kobalt-60 v troch rôznych polohách do oloveného kolimátora a počítania pulzov dvomi rôznymi scintilačnými detektormi položenými oproti otvoru v kolimátore, pričom medzi zdrojom a použitým detektorom striedavo je alebo nie je olovený tieniaci štít. Zhoda výpočtov a dát z meraní je vzhľadom na neistoty inherentné v experimentálnej zostave rozumná. Vykonaná citlivostná analýza ukazuje relatívnu dôležitosť rôznych parametrov použitých ako vstupy v simuláciách, napr. hustôt materiálov alebo rozmery scintilačných kryštálov. Okomentované vstupné súbory použité pri simulácii v MCNP sú taktiež súčasťou práce.

KĽÚČOVÉ SLOVÁ

Gama spektroskopia; tienenie ionizujúceho žiarenia; MCNP; metóda Monte Carlo.

ABSTRACT

Radiation is defined as ionizing if it has enough energy to remove electrons from atoms or molecules when it passes through or collides with matter. This ability implies potentially detrimental effects on living tissue. Ionizing radiation shielding is therefore a discipline of great practical importance. The thesis builds upon the author's previous work on the topic and widens the scope of discussion with theoretical and practical issues of advanced shielding calculations. The theoretical part of the thesis describes several approaches to calculating fluence or absorbed dose at an arbitrary point in space. Point-kernel methods provide sufficiently accurate results for simpler shielding problems. In many practical cases, however, calculations based on the transport theory are necessary. There are two basic types of transport calculations: deterministic transport calculations in which the linear Boltzmann equation is solved numerically, and Monte Carlo calculations in which a simulation is made of how particles migrate stochastically through the problem geometry. Advantages and disadvantages of both methods are discussed. In the practical part, the results of radiation shielding calculations performed with a major Monte Carlo code – MCNP6, are compared with those obtained in the experiments, which were carried out in the Ionizing Radiation Laboratory at the Department of Electrical Power Engeneering, FEEC BUT. The experiments consisted of placing a cobalt-60 radioisotope source at three different positions inside a lead collimator, and counting pulses with two different scintillation detectors positioned in front of the opening of the collimator, alternately with or without lead shield located between the source and the used detector. Agreement of the calculations and the data from the measurements is reasonable, given the inherent uncertainties of the experimental set-up. Performed sensitivity analysis shows relative importances of different parameters used as inputs in simulations, such as densities of materials, or dimensions of the scintillation crystals. Annotated MCNP input files used for the simulations are also part of the thesis.

KEYWORDS

Gamma spectroscopy; ionizing radiation shielding; MCNP; Monte Carlo method.

PREHLÁSENIE

Prehlasujem, že som svoju diplomovú prácu s názvom „Simulace stínění ionizujícího záření programem MCNP“ vypracoval samostatne pod vedením vedúceho diplomovej práce, využitím odbornej literatúry a ďalších informačných zdrojov, ktoré sú všetky citované v práci a uvedené v zozname literatúry na konci práce.

Ako autor uvedenej diplomovej práce ďalej prehlasujem, že v súvislosti s vytvorením tejto diplomovej práce som neporušil autorské práva tretích osôb, najmä som nezasiahol nedovoleným spôsobom do cudzích autorských práv osobnostných a/alebo majetkových a som si plne vedomý následkov porušenia ustanovenia § 11 a nasledujúcich zákona č. 121/2000 Zb., o práve autorskom, o právach súvisiacich s právom autorským a o zmene niektorých zákonov (autorský zákon), vo znení neskorších predpisov, vrátane možných trestnoprávnych dôsledkov vyplývajúcich z ustanovenia časti druhej, hlavy VI, dielu 4 Trestného zákonníka č. 40/2009 Zb.

Brno ....

(podpis autora)

KONČEK, Róbert. *Simulace stínění ionizujícího záření programem MCNP*: diplomová práca. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky, 2015. XVI + 82 s. Vedúci práce Ing. Karel Katovský, Ph.D.

POĎAKOVANIE

Chcel by som na tomto mieste vyjadriť svoju vďaku vedúcemu mojej diplomovej práce, pánovi Ing. Karlovi Katovskému, Ph.D., za odborné konzultácie, trpezlivosť a konštruktívne pripomienky k obsahu a spracovaniu tejto práce. Taktiež ďakujem pánovi Ing. Janovi Varmužovi za praktickú pomoc pri získavaní experimentálnych dát. V neposlednom rade by som rád poďakoval za bezplatné udelenie prístupu k výpočtovému kódu MCNP Informačnému výpočtovému centru radiačnej bezpečnosti (RSICC) spadajúcemu pod Národné laboratórium v Oak Ridge (ORNL), bez ktorého by táto práca nemohla vzniknúť.

OBSAH

Zoznam obrázkov **ix**

Zoznam tabuliek **x**

Zoznam veličín **xi**

Zoznam skratiek **xvi**

Úvod **1**

1 Tienenie ionizujúceho žiarenia z komplexných zdrojov **3**
1.1 Legislatívne aspekty ochrany pred ionizujúcim žiarením 3
1.2 Všeobecné princípy tienenia ionizujúceho žiarenia 4
1.3 Tienenie žiarenia gama z nebodových zdrojov 6
1.4 Tienenie pri geometrii širokého zväzku gama 12
1.5 Tienenie polyenergetického žiarenia gama 16
1.6 Tienenie zmiešaného poľa ionizujúceho žiarenia 20

2 Pokročilé výpočtové metódy **23**
2.1 Transportná metóda 23
2.2 Metóda Monte Carlo 26
2.2.1 Aplikácia metódy Monte Carlo na transport častíc 27
2.2.2 Výpočtový kód MCNP 32

3 Simulácia tienenia ionizujúceho žiarenia pomocou MCNP6 **41**
3.1 Meranie tieneného ionizujúceho žiarenia scintilačnými detektormi . . 41
3.2 Simulácia v MCNP6 47
3.3 Porovnanie simulácie a merania 53

4 Aktuálny výskum v oblasti tienenia ionizujúceho žiarenia **58**
4.1 Hybridné výpočtové metódy 58
4.2 Nové tieniace materiály 60
4.3 Tienenie kozmického žiarenia 63

Záver **64**

Literatúra **65**

Zoznam príloh **70**

A Kódy modelov tienenia v MCNP6 **71**
A.1 Lineárny zdroj vo vákuu 71
A.2 Lineárny zdroj v hliníkovom médiu 72
A.3 Geometria úzkeho zväzku 73
A.4 Geometria širokého zväzku 75

B Fotografie experimentálnych geometrií **78**

C Meracie príslušenstvo **81**

D Obsah priloženého CD **82**

ZOZNAM OBRÁZKOV

1.1 K definícii fluencie častíc Φ. 5
1.2 Bodový zdroj žiarenia γ. 7
1.3 Lineárny zdroj žiarenia γ. 9
1.4 Tienenie nekonečného rovinného zdroja žiarenia γ. 10
1.5 Tienenie žiarenia γ pri geometrii úzkého a širokého zväzku. 12
1.6 Tienenie šikmo dopadajúceho zväzku γ. 15
1.7 Tvrdnutie spektra γ-žiarenia pri pridávaní 1 mm vrstiev hliníka. . . . 17
1.8 Oslabovanie monoenergetického a polyenergetického zväzku γ. 18
1.9 Wattova distribúcia pre štiepne spektrum ^{235}U. 22
2.1 Rozptyl častice. 29
2.2 Analógové a neanalógové modelovanie v MCNP. 36
2.3 Lineárny zdroj fotónov v homogénnom médiu. 39
3.1 Geometria experimentu 41
3.2 Detail rezu kolimátorom 42
3.3 Porovnanie spektier nameraných detektorom NaI(Tl) 44
3.4 Porovnanie spektier nameraných detektorom $LaBr_3$(Ce) 45
3.5 Porovnanie spektier nameraných pri geometrii úzkeho a širokého zväzku 46
3.6 Zmenšovanie rozptylu u skórovania výšky pulzu 47
3.7 Vplyv použitia gaussovské energiové rozšírenie (GEB) pri simulácii . . 49
3.8 Porovnanie spektier nameraných detektorom NaI(Tl) pri simulácii . . 50
3.9 Porovnanie spektier nameraných detektorom $LaBr_3$(Ce) pri simulácii 51
3.10 Spektrá pri simulácii geometrie úzkeho a širokého zväzku 52
3.11 Meranie a simulácia detektora NaI(Tl) pri rôznych geometriách . . . 54
3.12 Meranie a simulácia detektora $LaBr_3$(Ce) pri rôznych geometriách . . 55
4.1 Kovové peny s uzavretými bunkami 61
4.2 Kovové peny s otvorenými bunkami 61
4.3 Porovnanie HDPE/mBN a HDPE/BN kompozitov. 62
4.4 Oblasti chránené aktívnym tienením a cievky elektromagnetov. 63
B.1 Olovený kolimátor s hliníkovou vložkou a polohami zdroja ^{60}Co . . . 78
B.2 Bočný pohľad na olovený štít a scintilačný detektor NaI(Tl) 78
B.3 Detail oloveného štítu a scintilačného detektora NaI(Tl) 79
B.4 Detail oloveného štítu a scintilačného detektora $LaBr_3$(Ce) 79
B.5 Celkový pohľad na geometriu úzkeho zväzku s detektorom NaI(Tl) . . 80
B.6 Celkový pohľad na geometriu širokého zväzku s detektorom $LaBr_3$(Ce) 80
D.1 Štruktúra súborov na CD priloženom k diplomovej práci 82

ZOZNAM TABULIEK

1.1 Parametre E_W a T_W pre vybrané štiepne materiály a termálne neutróny. 21
2.1 Porovnanie výsledkov získaných z PKM a pomocou kódu MCNP6 . . 40
3.1 Porovnanie nameraných a nasimulovaných plôch vrcholov spektra ^{60}Co 56
3.2 Citlivostná analýza 57
C.1 Príslušenstvo použité na meranie a spracovanie experimentálnych dát 81

ZOZNAM VELIČÍN

Značka	Veličina	Jednotka	Rovnica (1. výskyt)
A	plocha hlavného rezu gule	m^2	(1.1)
A_0	certifikovaná aktivita	Bq	(3.3)
A_1	koeficient z Taylorovho vzťahu	1	(1.26)
A_m	aktivita v čase merania	Bq	(3.1)
B	vzrastový faktor	1	(1.25)
C	koeficient z Bergerovho vzťahu	1	(1.27)
D	dávka	Gy	(1.3)
D_0	nekolidovaná dávka	Gy	(1.8)
D_s	kolidovaná dávka	Gy	(1.25)
E	energia	J	(1.8)
E'	pôvodná energia	J	(2.3)
E_0	energia častíc pri vzniku	J	(1.30)
E_1	energia 1. prechodu hranicou bunky	J	(3.4)
E_2	energia 2. prechodu hranicou bunky	J	(3.5)
E_3	energia 3. prechodu hranicou bunky	J	(3.5)
E_4	energia 4. prechodu hranicou bunky	J	(3.5)
E_5	energia 5. prechodu hranicou bunky	J	(3.4)
E_6	energia 6. prechodu hranicou bunky	J	(3.4)
E_7	energia 7. prechodu hranicou bunky	J	(3.4)
E_8	energia 8. prechodu hranicou bunky	J	(3.4)
E_{max}	maximálna energia spektra fotónov	J	(1.38)
E_W	parameter rovnice energ. spektra	J	(1.41)
FOM	účinnosť simulácie (figure of merit)	s^{-1}	(2.21)
$FWHM$	plná šírka v polovici maxima	J	(3.7)
K	tabelovaný koeficient	1	(1.28)
L	dĺžka priamkového zdroja fotónov	m	(1.12)
N	počet častíc	1	(1.1)
$N^{(1)}$	jednotkový počet častíc	1	(3.1)
N_m	nameraný počet častíc	1	(3.1)
$N_m^{(1)}$	jednotková početnosť častíc z merania	1	(3.11)
N_{sim}	celkový počet simulovaných histórií	1	(3.6)
$N_{sim}^{(1)}$	jednotková počet. častíc zo simulácie	1	(3.11)
R	dávkový konverzný koeficient	$Gy \cdot m^{-2}$	(1.8)

(Pokračovanie na ďalšej strane.)

Značka	**Veličina**	**Jednotka**	**Rovnica** (1. výskyt)
R_{sim}	relatívna chyba skóre	rôzna	(2.19)
R_{d}	rozlíšenie detektora	1	(3.10)
S_A	rovinný zdroj častíc	m^{-2}	(1.18)
S_{b}	bodový zdroj častíc	1	(1.7)
S_{d}	diferenciálny objemový zdroj častíc	$\mathrm{m}^{-3}\cdot\mathrm{J}^{-1}\cdot\mathrm{sr}^{-1}\cdot\mathrm{s}^{-1}$	(2.4)
S_l	lineárny zdroj častíc	m^{-1}	(1.11)
S_V	objemový zdroj častíc	m^{-3}	(1.30)
$T_{1/2,\mathrm{m}}$	polčas premeny meraného zdroja	s	(3.2)
T_{W}	parameter rovnice energ. spektra	J	(1.41)
V	objem	m^3	(2.1)
V_{s}	objem zdroja	m^3	(1.30)
V_{sim}	rozptyl skóre	rôzna	(2.18)
W_0	pôvodná váha simulovanej častice	1	(2.22)
W_{i}	váha častice po implicitnej absorpcii	1	(2.22)
W_{t}	váha častice po expon. transformácii	1	(2.24)
a	tabelovaný koeficient	1	(1.29)
b	pomocná premenná	1	(1.15)
b	tabelovaný koeficient	1	(1.28)
c	tabelovaný koeficient	1	(1.29)
d	tabelovaný koeficient	1	(1.29)
e	tabelovaný koeficient	1	(1.29)
f	hustota pravdepodobnosti	rôzna	(1.42)
f_i	podiel i-tej skupiny fotónov	1	(1.33)
h	kolmá vzdialenosť	m	(1.11)
i	pomocná premenná	1	(1.22)
$\boldsymbol{i}$	jednotkový smerový vektor	1	(2.9)
$\boldsymbol{j}$	jednotkový smerový vektor	1	(2.9)
k	pomocný parameter	1	(2.8)
$\boldsymbol{k}$	jednotkový smerový vektor	1	(2.9)
ℓ	optická hrúbka	1	(1.30)
m	hmotnosť	kg	(1.3)
n	pomocná premenná	1	(1.22)
n	objemová hustota počtu častíc	m^{-3}	(2.4)
p	naťahovací parameter	1	(2.23)
p_1	pomocný parameter	J	(3.7)

(Pokračovanie na ďalšej strane.)

Značka	**Veličina**	**Jednotka**	**Rovnica** (1. výskyt)
p_2	pomocný parameter	$\mathrm{J}^{1/2}$	(3.7)
p_3	pomocný parameter	J^{-1}	(3.7)
p_i	pravdepodobnosť interakcie i	1	(2.15)
r	radiálna vzdialenosť	m	(1.7)
$\boldsymbol{r}$	polohový vektor	m	(1.25)
$\boldsymbol{r}'$	počiatočný polohový vektor	m	(2.17)
$\boldsymbol{r}_\mathrm{s}$	polohový vektor zdroja	m	(1.30)
s	priama dráha	m	(1.31)
t	čas	s	(1.2)
t	hrúbka tieniaceho štítu	m	(1.10)
t_m	čas od certifikácie do merania	s	(3.3)
t_sim	čas trvania simulácie	s	(2.21)
$t_\mathrm{ž}$	živá doba detektora počas merania	s	(3.1)
u	pomocná premenná	1	(1.22)
x	karteziánska súradnica	m	(1.11)
x	pomocná premenná	1	(1.15)
x	hĺbka vniku zväzku žiarenia	m	(1.35)
z	karteziánska súradnica	m	(1.18)
$\Delta\delta$	zmena relatívnej chyby	1	(3.12)
Φ	fluencia častíc	m^{-2}	(1.1)
Φ_0	fluencia nekolidovaných častíc	m^{-2}	(1.7)
$\Phi_0^{(1)}$	jednotková nekolidovaná fluencia	m^{-2}	(2.27)
Φ_d	diferenciálna fluencia častíc	$\mathrm{m}^{-2}\cdot\mathrm{J}^{-1}\cdot\mathrm{sr}^{-1}$	(1.4)
$\Phi_{0,E}$	energetická distribúcia nekol. fluencie	$\mathrm{m}^{-2}\cdot\mathrm{J}^{-1}$	(1.40)
Φ_t	fluencia tepelných neutrónov	m^{-2}	(1.42)
Σ_c	makroskopický úč. prierez pre záchyt	m^{-1}	(1.42)
Σ_s	makroskopický úč. prierez pre rozptyl	m^{-1}	(1.40)
Σ_t	celkový makroskopický účinný prierez	m^{-1}	(2.4)
Σ'_t	transformovaný celk. makr. úč. prierez	m^{-1}	(2.23)
Ω	priestorový uhol	sr	(2.1)
Ω'	pôvodný priestorový uhol	sr	(2.3)
$\boldsymbol{\Omega}$	jednotkový smerový vektor	1	(2.2)
$\boldsymbol{\Omega}'$	pôvodný jednotkový smerový vektor	1	(2.4)
Ω_x	priemet smerového vektora do osi x	1	(2.10)
Ω'_x	priemet pôvod. smer. vektora do osi x	1	(2.10)

(Pokračovanie na ďalšej strane.)

Značka	**Veličina**	**Jednotka**	**Rovnica** (1. výskyt)
Ω_y	priemet smerového vektora do osi y	1	(2.11)
Ω'_y	priemet pôvod. smer. vektora do osi y	1	(2.11)
Ω_z	priemet smerového vektora do osi z	1	(2.12)
Ω'_z	priemet pôvod. smer. vektora do osi z	1	(2.12)
α	uhol medzi skut. a žiadaným smerom	rad	(2.23)
α_1	koeficient z Taylorovho vzťahu	1	(1.26)
α_2	koeficient z Taylorovho vzťahu	1	(1.26)
β	koeficient z Bergerovho vzťahu	1	(1.27)
γ_1	generovaná náhodná veličina	1	(2.13)
γ_2	generovaná náhodná veličina	1	(2.14)
δ	relatívna chyba	1	(3.11)
δ_s	relatívna chyba po zmene parametra	1	(3.12)
θ	rovinný uhol	rad	(1.14)
θ_L	rovinný uhol	rad	(1.12)
ϑ	uhol rozptylu	rad	(2.9)
ϵ	energia dodaná látke	J	(2.5)
$\bar{\epsilon}$	stredná energia dodaná látke	J	(1.3)
ϵ_i	energia dodaná látke v i-tej histórii	J	(2.6)
ϵ_1	energia dodaná bunke 1. časticou	J	(3.4)
ϵ_2	energia dodaná bunke 2. časticou	J	(3.5)
ε	štatistická chyba výberového priemeru	rôzna	(2.8)
ζ	pomocný rovinný uhol	rad	(1.15)
η	pomocný koeficient	m^{-2}	(1.35)
κ	pomocný koeficient	m^{-1}	(1.36)
κ_1	pomocný koeficient	m^{-1}	(1.39)
κ_2	pomocný koeficient	m^{-1}	(1.39)
λ	voľná dráha častice	m	(2.17)
$\bar{\lambda}$	stredná voľná dráha častice	m	(1.6)
λ_m	premenová konštanta meraného zdroja	s^{-1}	(3.2)
μ	lineárny súčiniteľ zoslabenia	m^{-1}	(1.5)
μ_1	pomocný koeficient	m^{-1}	(1.35)
μ_ef	efektívny lin. súčiniteľ zoslabenia	m^{-1}	(1.35)
μ_m	hmotnostný súčiniteľ zoslabenia	$\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{kg}^{-1}$	(1.5)
ν	stredný počet sekundárnych častíc	1	(2.16)
ξ	všeobecná náhodná veličina	rôzna	(2.8)

(Pokračovanie na ďalšej strane.)

Značka	**Veličina**	**Jednotka**	**Rovnica** (1. výskyt)
$\bar{\xi}$	výberový priemer náhodnej veličiny	rôzna	(2.19)
ϱ	hustota	$\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$	(1.5)
σ	výberová smerodajná odchýlka	rôzna	(2.20)
σ_i	účinný prierez interakcie i	$\mathrm{m^2}$	(2.15)
$\sigma_{\mathrm{d,s}}$	diferenciálny účin. prierez pre rozptyl	$\mathrm{m^2 \cdot J^{-1} \cdot sr^{-1}}$	(2.4)
σ_{c}	účinný prierez pre záchyt	$\mathrm{m^2}$	(2.22)
σ_{t}	celkový účinný prierez	$\mathrm{m^2}$	(2.15)
τ	objem fázového priestoru	$\mathrm{m^3 \cdot J \cdot sr}$	(2.1)
τ'	objem fázového priestoru	$\mathrm{m^3 \cdot J \cdot sr}$	(2.3)
ϕ	hustota toku častíc	$\mathrm{m^{-2} \cdot s^{-1}}$	(1.2)
ϕ_{d}	diferenciálna hustota toku častíc	$\mathrm{m^{-2} \cdot J^{-1} \cdot sr^{-1} \cdot s^{-1}}$	(1.4)
φ	azimutálny uhol	rad	(2.9)
χ	energetické spektrum	$\mathrm{J^{-1}}$	(1.34)

ZOZNAM SKRATIEK

CCF	peny s uzavretými bunkami (closed-cell foams)
DOM	metóda diskrétnych ordinát (discrete-ordinates method)
GEB	gaussovské energiové rozšírenie (Gaussian energy broadening)
HDPE	polyetylén s vysokou hustotou (high-density polyethylene)
ICRP	Medzinárodná komisia pre rádiologickú ochranu (International Commission on Radiological Protection)
IŽ	ionizujúce žiarenie
LANS	Los Alamos National Security
MCA	viackanálový analyzátor (multichannel analyser)
MCNP	Monte Carlo *N*-Particle
MCNPX	Monte Carlo *N*-Particle Extended
MZSR	Ministerstvo zdravotníctva Slovenskej republiky
MMC	metóda Monte Carlo
NIST	Národný inštitút štandardov a technológie (National Institute of Standards and Technology)
OCF	peny s otvorenými bunkami (open-cell foams)
ORNL	Národné laboratórium v Oak Ridge (Oak Ridge National Laboratory)
PKM	metóda zdrojových jadier (point-kernel method)
RSICC	Informačné výpočtové centrum radiačnej bezpečnosti (Radiation Safety Information Computational Center)
SÚJB	Státní úřad pro jadernou bezpečnost
UNSCEAR	Vedecký výbor OSN pre sledovanie účinkov rádioaktívneho žiarenia (UN Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation)

ÚVOD

Počas celého svojho evolučného vývoja – od prvých jednobunkových organizmov pred viac ako tromi miliardami rokov až do moderných čias – boli človek a jeho predkovia neustále vystavení ionizujúcemu žiareniu z prírodných zdrojov, ako sú radón alebo kozmické žiarenie. Počas minulého storočia sa k tomuto prírodnému žiareniu pridalo nezanedbateľné množstvo žiarenia pochádzajúceho zo zdrojov umelých. Vedecký výbor OSN pre sledovanie účinkov rádioaktívneho žiarenia (UNSCEAR) vo svojej poslednej správe Valnému zhromaždeniu OSN s týmito údajmi, kvantifikuje priemernú osobnú svetovú ročnú efektívnu dávku na 3 mSv (UNSCEAR, 2010). Z toho príspevok ionizujúceho žiarenia podmieneného ľudskou činnosťou je 20 %. Tento príspevok je tvorený takmer výlučne efektívnou dávkou majúcou pôvod v medicínskej diagnostike. Spomeňme však aj dve zložky s relatívne zanedbateľnými podielmi. Efektívna dávka obdržaná pri práci predstavuje asi 0,17 % celkovej, zatiaľčo tá obdržaná v súvislosti s palivovým cyklom jadrových elektrární iba asi 0,007 %. Že sú tieto čísla relatívne nízke je svedectvom vynaloženého úsilia celého odvetvia zabezpečujúceho radiačnú ochranu, ktorej hlavné zložky sú ochrana časom, vzdialenosťou a tienením. Početná a medzinárodne zastúpená odborná komunita pracujúca v oblasti analýzy a návrhu tienenia proti účinkom ionizujúceho žiarenia musí riešiť zďaleka najkomplexnejšie problémy.

Možno konštatovať, že so základnými úlohami, s ktorými sa musí v praxi vysporiadať, si odbor tienenia radiácie dokáže poradiť veľmi úspešne, či už ide o zabezpečenie biologických štítov jadrových reaktorov, časticových urýchľovačov alebo medicínskych zariadení. Ide teda o zrelú disciplínu, o čom svedčí aj široké spektrum používaných techník predstavených v tejto práci. Niektoré predstavujú použitie jednoduchého matematického vzorca, prípadne dohľadanie konštanty v tabuľkách, iné si vyžadujú ovládnutie sofistikovaného výpočtového kódu vyvíjaného desiatky rokov, pričom samotný výpočet môže trvať desiatky hodín strojového času. Každá z techník má svoje miesto a optimálne príležitosti na využitie, s neustálym rastom výpočtovej kapacity počítačov a zvyšovaním užívateľského komfortu pri práci s týmto softvérovým vybavením však prišlo k preniknutiu výpočtových kódov do práce každého, kto chce navrhovať alebo zanalyzovať konfiguráciu tieniacich prostriedkov vo všetkých okrem najtriviálnejších problémových geometrií.

Ako takmer každá disciplína, aj tienenie radiácie čelí stále novým výzvam. Predstavujú ich napríklad kozmická radiácia, ktorej by čelili ľudská posádka počas dlhodobého pobytu mimo ochranného vplyvu zemskej atmosféry pri ceste na Mars, neustála nutnosť znižovať náklady a pamätať na ne pri optimalizácii konfigurácie tieniacich štítov a v neposlednom rade bezpečnostné limity so sklonom k stále väčšej prísnosti. Stručné nahliadnutie do súčasných prístupov vedecko-technických pracov-

níkov a pracovníčok k riešeniu týchto zadaní sprostredkováva táto práca.

Hlavnými popudmi pre výber tejto témy boli jednak autorove predchádzajúce skúsenosti získané pri písaní bakalárskej práce, a taktiež vhodná príležitosť vďaka získaniu výkonného výpočtového nástroja využívajúceho metódu Monte Carlo – kódovej rodiny MCNP.

Prístup k výpočtovým kódom MCNP autorovi a niekoľkým ďalším študentom a pedagógom z Ústavu elektroenergetiky na FEKT VUT Brno udelilo Informačné výpočtové centrum radiačnej bezpečnosti (RSICC), ktoré organizačne spadá pod Národné laboratórium v Oak Ridge (ORNL), Tennessee. Webový portál tohto informačného strediska (RSICC, 2015) ponúka softvérový katalóg s ďalšími kódmi využiteľnými pre výpočty radiačného transportu, ktorých podmnožinou sú výpočty súvisiace s návrhom a analýzou tienenia ionizujúceho žiarenia.

V kontexte Českej republiky sú výpočty tienenia uskutočňované na mnohých pracoviskách, napr. Centrum výzkumu Řež, Ústav jaderného výzkumu, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská a iné. Mnohé z nich používajú aj v tejto práci aplikovaný kód MCNP. Praktické problémy, na ktoré ho využívajú sú napr. výpočty tienenia priemyslových a medicínských žiaričov, pre metrologické účely alebo pre vysokoenergetické žiariče. Využíva sa tiež ako súčasť výuky a výskumu.

Táto práca si tak kladie za cieľ nadviazať na skúsenosti získané desaťročiami práce s kódmi MCNP a umožniť jeho väčšie využitie na ÚEEN, predovšetkým pre výpočty v oblasti tienenia ionizujúceho žiarenia.

1 TIENENIE IONIZUJÚCEHO ŽIARENIA Z KOMPLEXNÝCH ZDROJOV

1.1 Legislatívne aspekty ochrany pred ionizujúcim žiarením

Právny rámec pôsobenia v oblasti radiačnej ochrany v Českej republike regulujú vo všeobecnosti zákon č. 18/1997 Zb., tzv. Atomový zákon, a v súlade s ním Státní úřad pro jadernou bezpečnost (SÚJB), prostredníctvom svojich vyhlášok. V tejto súvislosti je najdôležitejšou vyhláška č. 307/2002 Zb. zo dňa 13. 6. 2002, v znení neskorších zmien vo vyhláškach: č. 499/2005 Zb. a č. 389/2012 Zb. (SÚJB, 2002). V Slovenskej republike nastavuje základný rámec Nariadenie vlády SR č. 345/2006 Z. z. zo dňa 10. 5. 2006 o základných bezpečnostných požiadavkách na ochranu zdravia pracovníkov a obyvateľov pred ionizujúcim žiarením (Vláda SR, 2006) a taktiež Vyhláška Ministerstva zdravotníctva SR MZSR č. 545/2007 zo dňa 16. 8. 2007, ktorou sa ustanovujú podrobnosti o požiadavkách na zabezpečenie radiačnej ochrany pri činnostiach vedúcich k ožiareniu a činnostiach dôležitých z hľadiska radiačnej ochrany (MZSR, 2007). Táto vyhláška bola vydaná na pokyn Zákona NR SR č. 355/2007 Z. z. o ochrane, rozvoji a podpore verejného zdravia a o zmene a doplnení niektorých zákonov.

Hlavným predmetom vyhlášok je ionizujúce žiarenie (IŽ) a pravidlá pre zaobchádzanie s ním. Porovnaním právnych úprav v oboch krajinách, so zameraním predovšetkým na limity a konkrétne požiadavky na odvetvia pracujúce s IŽ, možno konštatovať, že právne prostredie v ČR a SR sú v oblasti radiačnej ochrany veľmi podobné, čo je z veľkej časti spôsobené jednak spoločnou históriou, ale tiež spoločným zapojením do medzinárodnej komunity, kde sa najlepšie praktiky a odporúčania hlavných medzinárodných organizácií, ako je Medzinárodná komisia pre rádiologickú ochranu (ICRP), zdieľajú a aplikujú v jednotlivých krajinách, čo má za následok čoraz väčšiu jednotnosť právnych noriem naprieč spolupracujúcimi štátmi.

Ako príklad podobnosti vyhlášok možno uviesť limity efektívnej dávky pre radiačných pracovníkov, ktoré sú v oboch krajinách 100 mSv za 5 po sebe nasledujúcich rokov na jedného pracovníka a zároveň 50 mSv ročne. Taktiež pre limity ekvivalentnej dávky v oboch krajinách platí, že v očnej šošovke nesmie presiahnuť 150 mSv za rok. Na 1 cm^2 kože nesmie presiahnuť 500 mSv a podobne pre končatiny od prstov po predloktia a od chodidiel po členky nesmie presiahnuť 500 mSv ročne.

1.2 Všeobecné princípy tienenia ionizujúceho žiarenia

Problematike vlastností a tienenia jednotlivých typov IŽ sa autor venoval vo svojej bakalárskej práci (Končeк, 2013). Pre potreby zjednodušeného modelu tienenia vytvoreného v práci sme ale teoreticky rozobrali len určité aspekty tejto rozsiahlej oblasti. Predovšetkým sme popisovali len tienenie kolimovaného zväzku žiarenia, pochádzajúceho z bodového zdroja IŽ, ktorý je dostatočne vzdialený na to, aby sme lúče dopadajúce na plochu tieniaceho materiálu mohli považovať za kolmo dopadajúce a vzájomne rovnobežné. Virtuálny detektor IŽ, ktorý meral hustotu prúdu častíc na ľubovoľných miestach pozdĺž priamky, po ktorej išli pôvodné častice (t. j. tie, ktoré zatiaľ nekolidovali s atómami látkového prostredia) počítal aj častice rozptýlené interakciami v tieniacom štíte, ktoré naň mohli náhodne dopadnúť, a to vďaka využitiu korekcie vzrastovým faktorom. Išlo teda o situáciu fyzikálne popísanú geometriou úzkeho zväzku IŽ. Komplikácie, ktoré nastávajú pri uvažovaní geometrie širokého zväzku sme však neuvažovali, nespomenuli sme ani, ako sa pristupuje k simulovaniu tienenia iných ako bodových zdrojov. Navyše, modelované zväzky boli tvorené výhradne jedným typom častíc, s jednou energiou (**monoenergetické**). V tejto kapitole popíšeme, ako sa pri modelovaní potrebnom pre účely ochrany pred IŽ (predovšetkým formou tienenia) vysporiadame so situáciami, ktoré sú realistickejšie: zdroje sú nebodové, ich emisné spektrá sú **polyenergetické**, častice nedopadajú na tieniaci štít kolmo. Výklad sústredíme spočiatku na žiarenie γ, potom prejdeme na špecifiká tienenia zmiešaných polí neutrónov s fotónmi, ktoré spadá svojím prístupom kvalitatívne pod tienenie neutrónového žiarenia.

Pri tienení IŽ sa stretávame s dvomi druhmi praktických problémov. Pri prvom máme definovaný zdroj IŽ, napr. jadrový reaktor alebo urýchľovač, a cieľovú veličinu, napr. efektívnu dávku alebo dávkový príkon, ktorú musíme v nejakom mieste a určitom čase pomocou tienenia dosiahnuť (resp. jej hodnota nesmie presahovať určitý limit). Tomuto typu úlohy hovoríme **návrh tienenia** (angl. *shielding design*). Druhý typ problémov predstavuje zadefinovaný zdroj a jeho tienenie, hľadáme hodnotu cieľovej veličiny. Ide o **analýzu tienenia** (angl. *shielding analysis*).

Bez ohľadu na použitú metódu výpočtu týchto úloh, musíme postupne určiť:

1. Všetky potrebné charakteristiky zdroja IŽ. Predovšetkým ide o distribučné funkcie jeho energetických a uhlových spektier.
2. Povahu a tieniace vlastnosti materiálov interagujúcich s IŽ na ceste medzi zdrojom a miestom, v ktorom určujeme cieľovú veličinu.
3. Hodnoty cieľových veličín popisujúcich intenzitu poľa IŽ, väčšinou fluencie alebo hustoty toku častíc, v mieste záujmu; prípadne aj energetické a uhlové

rozdelenia týchto veličín.

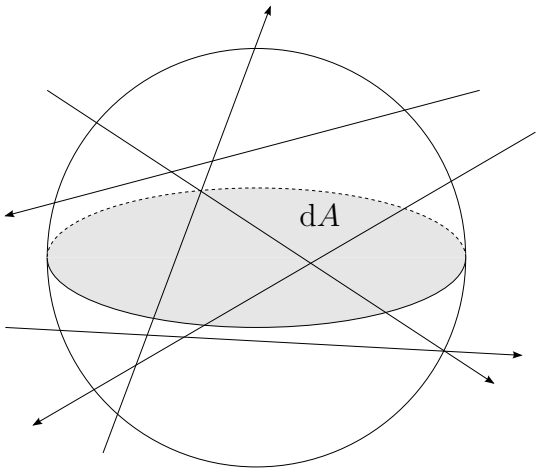
4. Konverzné faktory, pomocou ktorých získame z veličín popisujúcich intenzitu poľa IŽ v danom mieste, veličinu popisujúcu dávku, príp. inú dozimetrickú veličinu charakterizujúcu radiačné efekty IŽ.

Pre ucelenosť výkladu uvádzame definície neskôr využívaných veličín, vychádzajúc z monografie Šeda a kol. (1983). Veličín popisujúcich pole IŽ a jeho interakciu s prostredím je však oveľa viac.

Jednou z veličín charakterizujúcich pole IŽ je **fluencia častíc**, ktorú môžeme definovať vzťahom:

$$\Phi = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}A}, \tag{1.1}$$

kde $\mathrm{d}N$ je počet častíc, ktoré vstupujú do gule s elementárnym plošným obsahom jej hlavného rezu $\mathrm{d}A$ (obr. 1.1).



Obr. 1.1 K definícii fluencie častíc Φ.

Následnou časovou deriváciou fluencie častíc dostaneme **hustotu toku častíc** (tiež **príkon fluencie častíc**) ϕ:

$$\phi = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}. \tag{1.2}$$

Medzi veličiny charakterizujúce interakcie IŽ s látkou patrí **dávka**, ktorá je definovaná ako pomer priemernej energie, ktorú IŽ dodá látke v objemovom elemente, ktorého hmotnosť je $\mathrm{d}m$, k tomuto hmotnostnému elementu:

$$D = \frac{\mathrm{d}\bar{\epsilon}}{\mathrm{d}m}. \tag{1.3}$$

Jednotkou dávky je gray (Gy), pričom platí $1\ \mathrm{Gy} = 1\ \mathrm{J{\cdot}kg^{-1}}$.

V súlade so značením použitým v odbornej literatúre, za všetku spomeňme napr. Shultis a Faw (2010), budeme v nasledujúcom texte považovať fluenciu častíc za

funkciu polohového vektora $\boldsymbol{r}$ a budeme teda používať označenie $\Phi(\boldsymbol{r})$. V niektorých situáciách, ktorým sa budeme venovať, je však dôležité uvažovať aj energie častíc a smery, ktorými sa pohybujú. Na tento účel poslúžia energetické a uhlové (smerové) distribučné funkcie. S obomi týmito distribúciami budeme uvažovať vždy naraz a pre väčšiu prehľadnosť zavedieme veličiny: **diferenciálna fluencia častíc** Φ_d a **diferenciálna hustota toku častíc** (diferenciálny príkon fluencie častíc) ϕ_d, ktorých vzájomný vzťah je analogický ako u klasickej fluencie a jej príkonu:

$$\phi_\mathrm{d} = \frac{\mathrm{d}\Phi_\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}. \tag{1.4}$$

Pre diferenciálnu fluenciu častíc platí, že $\Phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})\,\mathrm{d}E\,\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}$ je fluencia častíc s energiami v intervale $\mathrm{d}E$ okolo E a smerom v intervale $\mathrm{d}\Omega$ okolo $\boldsymbol{\Omega}$. Analogicky, pre diferenciálnu hustotu častíc platí, že $\phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})\,\mathrm{d}E\,\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}$ je hustota toku častíc s energiami v intervale $\mathrm{d}E$ okolo E a smerom v intervale $\mathrm{d}\Omega$ okolo $\boldsymbol{\Omega}$.

1.3 Tienenie žiarenia gama z nebodových zdrojov

Nižšie predstavené základné metódy pre odhad dávok pre špeciálne tvary zdrojov žiarenia γ je možné aplikovať v prípadoch, keď existuje priama dráha od zdroja k detektoru a značná časť dávky pochádza z **nekolidovanej radiácie**, čiže takej, ktorej častice sa počas svojho letu nezúčastnili žiadných interakcií. Priestorovo distribuovaný zdroj γ-žiarenia bude konceptuálne rozdelený do niekoľkých malých zdrojov – **zdrojových jadier** (angl. *point kernels*), s ktorými bude jednotlivo zaobchádzané ako s bodovými zdrojmi. Sumáciou alebo integráciou cez celý objem pôvodného zdroja potom získame celkovú **nekolidovanú dávku**, prípadne inú veličinu, napríklad hustotu toku častíc. Vo všeobecnosti môže byť na nekolidovanú dávku aplikovaný korekčný činiteľ, ktorým vezmeme do úvahy aj **kolidovanú radiáciu**, t. j. žiarenie, ktoré po opustení zdroja interagovalo s látkovým prostredím, ale nakoniec bolo tiež zaznamenané detektorom, napr. z dôvodu viacnásobného rozptylu. Do kolidovaného žiarenia započítavame aj sekundárne fotóny (najmä röntgenové žiarenie a anihilačné fotóny). K tomuto korekčnému činiteľu, ktorý budeme nazývať vzrastový faktor, sa budeme venovať v ďalšej podkapitole.

Metódy, ktoré pre zisťovanie hľadaných veličín využívajú popísaný prístup sa nazývajú **metódy zdrojových jadier** (angl. *point-kernel methods*, PKM). Sú menej výpočtovo náročné, ako pokročilejšie metódy, ktoré využívajú transportnú teóriu, ale keďže popisujú žiarenie makroskopicky a sú tak nekonzistentné s popisovanými procesmi, majú mnohé praktické obmedzenia. Tieto problémy analyzujú Prokhorets a kol. (2007) a budeme sa im v ďalšom texte venovať aj v našej práci.

Fluencia alebo dávka v mieste nášho záujmu sa dá v mnohých situáciách určiť s veľkou presnosťou pomocou skúmania radiácie, ktorá prišla priamo z jej zdroja bez interakcií v obklopujúcom médiu. Ak napríklad oddeľuje fotónový alebo neutrónový zdroj od detektora len vzduch, interakcie s molekulami vzduchu alebo okolitými pevnými objektami, ako sú steny alebo podlaha, sú takmer úplne zanedbateľné a radiačné pole v mieste detektora je spôsobené takmer výhradné žiarením, prichádzajúcim bez kolízií priamo zo zdroja. Rozptýlene častice a sekundárna radiácia sú teda v takom prípade len minimálneho významu.

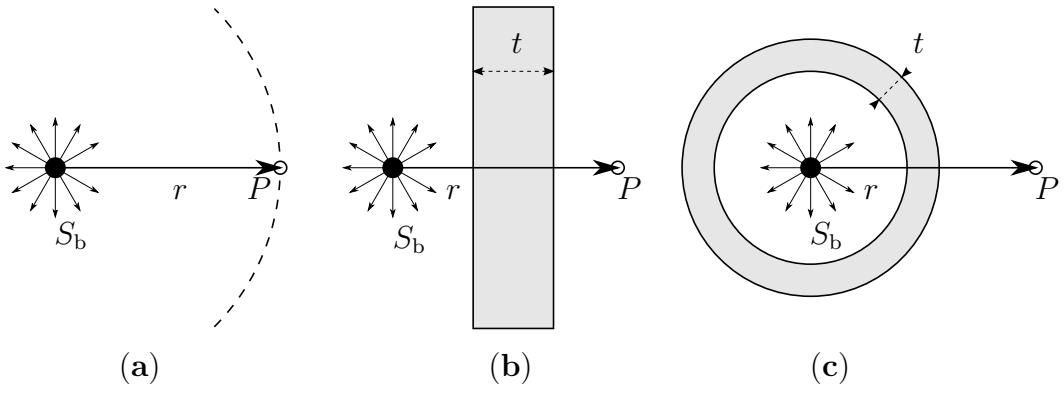
Lineárny súčiniteľ zoslabenia $\mu(E)$, v prípade neutrónov označovaný aj ako celkový makroskopický účinný prierez $\Sigma_{\mathrm{t}}(E)$, je pre limitne krátke vzdialenosti pravdepodobnosť, že za jednotku ušlej vzdialenosti častica s energiou E prekoná interakciu, ako napríklad rozptyl alebo absorpciu (záchyt). V tabuľkách sa oveľa častejšie stretáme s **hmotnostným súčiniteľom zoslabenia** μ_{m}, ktorý je nezávislý od hustoty ϱ látky a s μ súvisí vzťahom

$$\mu_{\mathrm{m}} = \frac{\mu}{\varrho}. \tag{1.5}$$

Priemerná vzdialenosť od vzniku častice po jej prvú interakciu je označovaná ako **stredná voľná dráha** $\bar{\lambda}$ a vypočíta sa ako prevrátená hodnota μ:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\mu}. \tag{1.6}$$

Pri našich úvahách o nebodových zdrojoch IŽ musíme začať u **bodového izotropného zdroja** častíc, ktorý emituje S_{b} častíc do vákua, viď schému na obr. 1.2(a). V tomto prípade sa všetky častice emitované zdrojom pohybujú radiálne bez inte-



Obr. 1.2 Bodový zdroj žiarenia γ: (a) bez tienenia, (b) s tieniacou doskou o hrúbke t, (c) s dutým sférickým štítom o hrúbke t.

rakcie a pretože je zdroj izotropný, každá jednotková plocha na imaginárnej sfére s polomerom r má zhodný počet častíc, ktoré ňou prechádzajú, totiž $S_{\mathrm{b}}/(4\pi r^2)$.

Z definície fluencie potom vyplýva, že nekolidovaná fluencia Φ_0 (fluencia nekolidovaných častíc) v bode P vo vzdialenosti r od zdroja, je

$$\Phi_0(r) = \frac{S_\mathrm{b}}{4\pi r^2}. \tag{1.7}$$

Člen $1/(4\pi r^2)$ predstavuje tzv. **geometrické zoslabenie** zväzku (angl. *geometric attenuation*).

Keďže zatiaľ predpokladáme, že všetky častice majú rovnakú energiu, odozva (angl. *response*) detektora, vo forme nekolidovanej dávky D_0, ktorú detektor absorbuje v bode P vo vzdialenosti r od zdroja, sa dá získať pomocou príslušného konverzného koeficientu R, ktorý zvyčajne závisí od energie častice, takto:

$$D_0(r) = \frac{S_\mathrm{b} R(E)}{4\pi r^2}. \tag{1.8}$$

Ak predpokladáme rovnakú geometriu ako na obr. 1.2(a), ibaže prostredím nie je vákuum, ale nekonečné médium s lineárnym súčiniteľom zoslabenia μ, častice sú zo zdroja radiálne emitované, ale niektoré interagujú pred tým, ako dosiahnu imaginárnu sféru s polomerom r a neprispejú tak k nameranej nekolidovanej dávke v bode P. Počet častíc, ktoré dosiahnu aspoň vzdialenosť r bez interakcie je $S_\mathrm{b}\mathrm{e}^{-\mu r}$, takže celková nekolidovaná dávka v bode P vo vzdialenosti r bude

$$D_0(r) = \frac{S_\mathrm{b} R(E)}{4\pi r^2}\mathrm{e}^{-\mu r}. \tag{1.9}$$

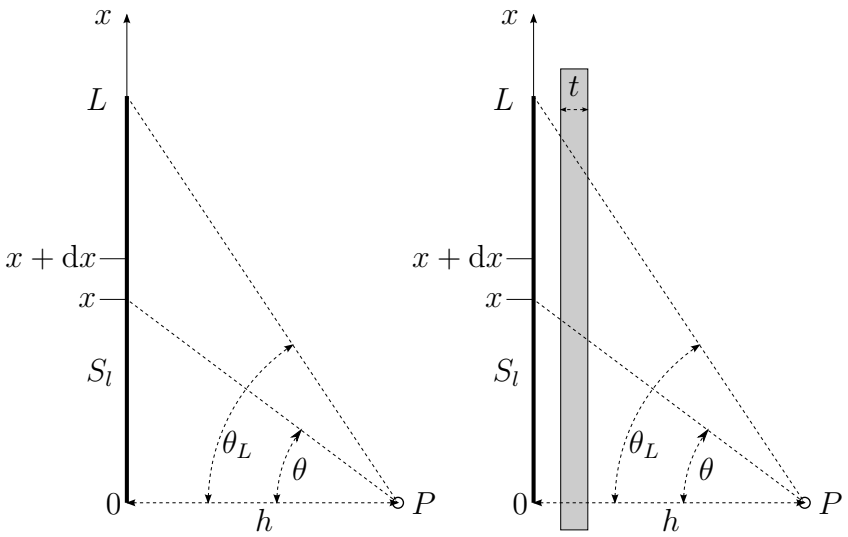
Člen $\mathrm{e}^{-\mu r}$ sa nazýva aj **materiálové zoslabenie** zväzku (angl. *material attenuation*).

Predpokladajme teraz, že jediným materiálom oslabujúcim zväzok medzi zdrojom a detektorom je doska materiálu (tieniaci štít) s lineárnym súčiniteľom zoslabenia μ a hrúbkou t, ako je ukázané na obr. 1.2(b). V tomto prípade je pravdepodobnosť, že častica dosiahne detektor bez interakcie je $\mathrm{e}^{-\mu t}$, takže nekolidovaná dávka bude nasledovná:

$$D_0(r) = \frac{S_\mathrm{b} R(E)}{4\pi r^2}\mathrm{e}^{-\mu t}. \tag{1.10}$$

Rovnaký výsledok platí aj pre situáciu na obr. 1.2(c) s dutým sférickým štítom o hrúbke t, podmienkou je, aby zväzok na svojej dráhe prešiel tieniacou vrstvou s hrúbkou t, čo znamená, že sa musí šíriť po priamke, ktorá prechádza stredom krivosti tohto dutého sférického štítu.

Prvým nebodovým zdrojom, ktorý popíšeme, je **lineárny zdroj** zobrazený na obr. 1.3(a) Tento zdroj s dĺžkou L, položený na osi x, začínajúci v bode $x = 0$, emituje izotropne S_l častíc s energiou E na jednotku dĺžky. Detektor je umiestnený v bode P, v kolmej vzdialenosti h od začiatku zdroja. Segment lineárneho zdroja medzi bodmi x a $x + \mathrm{d}x$ možno považovať za bodový zdroj emitujúci $S_l \mathrm{d}x$ častíc,



Obr. 1.3 Lineárny zdroj žiarenia γ s dĺžkou L: (a) bez tienenia, (b) s tieniacim štítom o hrúbke t.

ktorý vyvolá v bode P nameranú nekolidovanú dávku $\mathrm{d}D_0$. Aby sme obdržali celkovú nekolidovanú dávku, musíme integrovať cez všetky segmenty zdroja. Posúdime tri prípady, ktoré môžu nastať: lineárny zdroj vo vákuu, lineárny zdroj v nekonečnom médiu, a lineárny zdroj za tieniacim štítom.

Ak budú lineárny zdroj a detektor umiestnené vo vákuu, pre diferenciál nekolidovanej dávky v bode P bude platiť:

$$\mathrm{d}D_0(P) = \frac{S_l R(E)}{4\pi} \frac{\mathrm{d}x}{x^2 + h^2}. \tag{1.11}$$

Celková nekolidovaná dávka v bode P teda bude

$$D_0(P) = \frac{S_l R(E)}{4\pi} \int_0^L \frac{\mathrm{d}x}{x^2 + h^2}\, \mathrm{d}x = \frac{S_l R(E) \theta_L}{4\pi h}, \tag{1.12}$$

kde pre rovinný uhol θ_L platí $\theta_L = \mathrm{arctg}(L/h)$.

V situácii obdobnej, ako na obr. 1.3(a), ale v nekonečnom homogénnom médiu s lineárnym súčiniteľom zoslabenia $\mu(E)$ vo všeobecnosti závislom na energii častice, nastane, že zoslabenie zväzku v tomto médiu pozdĺž jeho trajektórie zníži diferenciál nekolidovanej dávky z rov. (1.11) na

$$\mathrm{d}D_0(P) = \frac{S_l R(E)}{4\pi} \frac{\mathrm{d}x}{x^2 + h^2} \mathrm{e}^{-\mu\sqrt{x^2+h^2}}. \tag{1.13}$$

Nekolidovaná dávka je teda popísana integrálom:

$$D_0(P) = \frac{S_l R(E)}{4\pi h} \int_0^{\theta_L} \mathrm{e}^{-\mu(E) h \sec\theta}\, \mathrm{d}\theta, \tag{1.14}$$

ktorý nemôžeme vypočítať analyticky. Môžeme ho však vyjadriť pomocou Sievertovho integrálu (Shultis a Faw, 2010), ktorý je zadefinovaný ako

$$F(\zeta, b) = \int_0^{\zeta} \mathrm{e}^{-b \sec x} \, \mathrm{d}x. \tag{1.15}$$

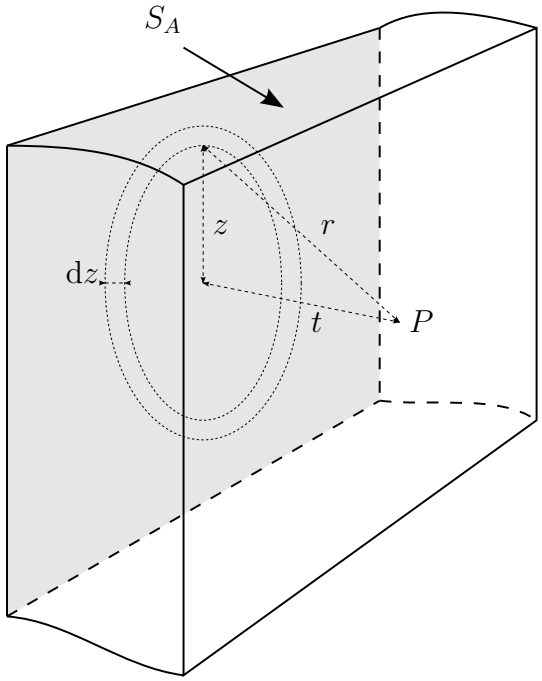
Pomocou neho teda môžeme zapísať vzťah pre nekolidovanú dávku pre tento prípad:

$$D_0(P) = \frac{S_l R(E)}{4\pi h} F(\theta_L, \mu(E)h). \tag{1.16}$$

V prípade zobrazenom na obr. 1.3(b), je jediným materiálom oddeľujúcim lineárny zdroj a detektor doskový tieniaci štít (prípadne koncentrický dutý valcový štít) s hrúbkou t a lineárnym súčiniteľom zoslabenia $\mu(E)$. Tentokrát vznikne výraz pre celkovú nekolidovanú dávku v bode P jednoduchým nahradením t za h v argumente funkcie Sievertovho integrálu F v rov. (1.16):

$$D_0(P) = \frac{S_l R(E)}{4\pi h} F(\theta_L, \mu(E)t). \tag{1.17}$$

Posledným príkladom nebodového zdroja bude zdroj rovinný. Budeme analyzovať prípad nekonečného izotropného rovinného zdroja emitujúceho S_A častíc na jednotku plochy, vedľa ktorého je usadený tieniaci štít o hrúbke t. Hľadáme nekolidovanú dávku v bode P na opačnej stene štítu, ako je znázornené na obr. 1.4. Toto zadanie je v monografii Lamarsh a Baratta (2001).



Obr. 1.4 Tienenie nekonečného rovinného zdroja žiarenia γ.

Časť nekonečného rovinného zdroja umiestnená na ploche diferenciálnom prstenci o hrúbke $\mathrm{d}z$ emituje $2\pi S_A z\,\mathrm{d}z$ častíc a prispieva k diferenciálu fluencie nekolidovaných častíc v bode P:

$$\mathrm{d}\Phi_0(P) = \frac{2\pi S_A z\,\mathrm{d}z}{4\pi r^2}\mathrm{e}^{-\mu r} = \frac{S_A z\,\mathrm{d}z}{2r^2}\mathrm{e}^{-\mu r}. \tag{1.18}$$

Celková nekolidovaná fluencia bude teda integrálom:

$$\Phi_0(P) = \frac{S_A}{2}\int_0^\infty \frac{z\mathrm{e}^{-\mu r}\,\mathrm{d}z}{r^2}. \tag{1.19}$$

V tomto okamihu je výhodné zmeniť integračnú premennú zo z na r. Keďže platí $r^2 = t^2 + z^2$ a $r\,\mathrm{d}r = z\,\mathrm{d}z$, môžeme napísať:

$$\Phi_0(P) = \frac{S_A}{2}\int_t^\infty \frac{\mathrm{e}^{-\mu r}}{r}\,\mathrm{d}r. \tag{1.20}$$

Substitúciou $\mu r = b$ dostaneme konečný tvar integrálu:

$$\Phi_0(P) = \frac{S_A}{2}\int_{\mu t}^\infty \frac{\mathrm{e}^{-b}}{b}\,\mathrm{d}b. \tag{1.21}$$

Tento integrál opäť nemôže byť vypočítaný analyticky. Môže však byť vyjadrený pomocou jednej z funkcií exponenciálnych integrálov, E_n, definovanej ako:

$$\mathrm{E}_n(x) = x^{n-1}\int_x^\infty \frac{\mathrm{e}^{-u}}{u^n}\,\mathrm{d}u. \tag{1.22}$$

Porovnaním rov. (1.21) a rov. (1.22) jednoducho zistíme, že $n = 1$ a pre nekolidovanú fluenciu teda dostaneme:

$$\Phi_0(P) = \frac{S_A}{2}\mathrm{E}_1(\mu t). \tag{1.23}$$

Použitím dávkového konverzného faktora získame výraz pre nekolidovanú dávku:

$$D_0(P) = \frac{S_A}{2}R(E)\mathrm{E}_1(\mu t). \tag{1.24}$$

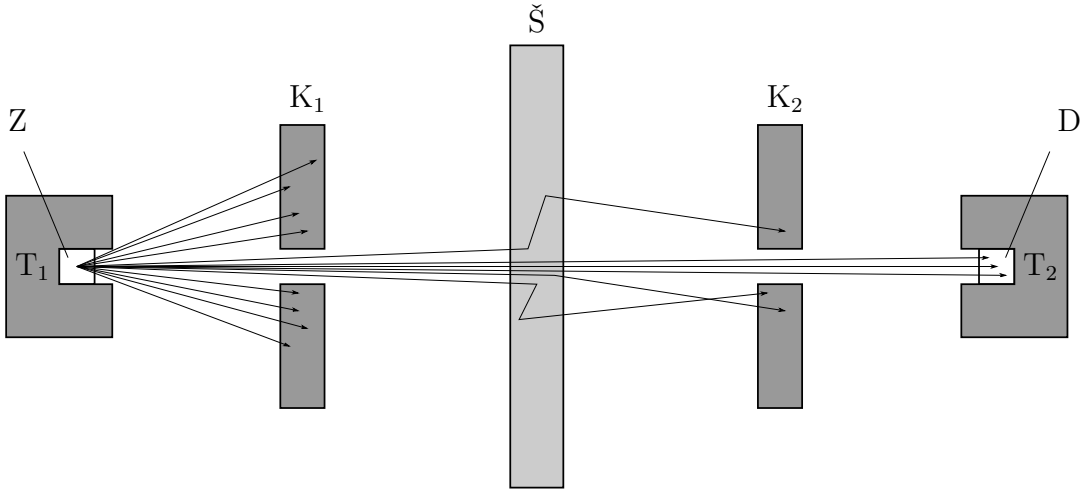
Funkcia $\mathrm{E}_1(x)$ vystupuje v mnohých úlohách z oblasti tienenia, kde sa snažíme nájsť analytické výrazy pre hodnoty dávok, vychádzajúc pritom konceptuálne z PKM.

V prípade, že by bol tieniaci štít umiestnený v určitej vzdialenosti od nekonečného rovinného zdroja, zatiaľ čo detektor by bol zase v určitej vzdialenosti od zadnej steny štítu, čo je oveľa všeobecnejšie zadefinovaná geometria, pre nekolidovanú dávku by sme dostali presne rovnaký výraz, ako v rov. (1.24), ako ukazujú Lamarsh a Baratta (2001).

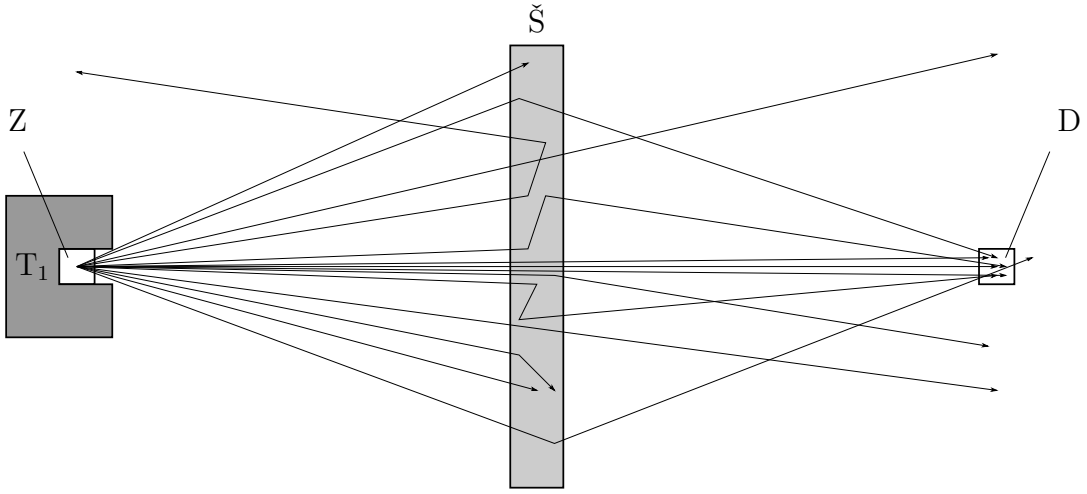
Príklady, ako superponovaním rôznych dielčich zdrojov, napríklad priamkového, možno vypočítať nekolidovanú dávku z geometricky komplexnejších zdrojov, možno nájsť v Shultis a Faw (2010).

1.4 Tienenie pri geometrii širokého zväzku gama

Pri doterajších úvahách sme pracovali len s nekolidovanými fluenciami a dávkami. Geometrii takých sústav zdrojov, tienení a detektorov, pri ktorej toto zjednodušenie reálne nezanáša do výpočtov veľké chyby, hovoríme **geometria úzkeho zväzku**. Typickým príkladom môže byť sústava na obr. 1.5(a). Fotóny emitované izotropne všetkými smermi sú postupne pohlcované silným tienením T_1 samotného zdroja Z, kolimátorom K_1 a na tieniaci štít Š dopadá už len vo forme rovnobežného úzkeho zväzku. V štíte prichádza k ďalším rozptylom, ale fotóny z nich už sa do detektora D opäť nedostanú, lebo ich zachytí druhý kolimátor K_2. Fotóny rozptýlené v kolimátore K_2 sú pohltené tienením T_2 detektora. Detektor pri danej zostave teda zachytáva naozaj len fotóny, ktoré pri ceste zo zdroja s okolitým prostredím neinteragovali.



(**a**)



(**b**)

Obr. 1.5 Tienenie žiarenia γ pri geometrii: (a) úzkého zväzku, (b) širokého zväzku.

Vo veľkom množstve reálnych situácií ale vplyv rozptýlených fotónov zanedbať nemožno. Typová situácia, pri ktorej k tomu dochádza je na obr. 1.5(b). Pri tejto konfigurácii už fotónu rozptýleným v štíte nič nebráni preniknúť až k detektoru a byť tak potenciálne započítaný vo výslednej dávke (alebo inej veličine). Keďže geometria takýchto situácií je častokrát charakteristická tým, že pri nie je žiadnym spôsobom sprostredkovaná kolimácia zväzkov fotónov, hovoríme jej **geometria širokého zväzku**. Vo všeobecnosti ale môže ísť o akúkoľvek geometriu, pri ktorej je dávka z rozptýlených fotónov nezanedbateľná. V literatúre sa pre geometriu úzkeho, resp. širokého zväzku vyskytujú aj názvy **dobrá geometria** a **zlá geometria**.

Počty nekolidovaných fotónov a ani ich následné správanie sa neriadia relatívne jednoduchými exponenciálnymi závislosťami, sú silno závislé od konkrétnej geometrie problému a energií fotónov, ktoré ovplyvňujú pravdepodobnosti jednotlivých typov interakcií. Pri analýze alebo návrhoch tienenia v úlohách so zlou geometriou musíme použiť pomocnú veličinu – **vzrastový faktor** (angl. *buildup factor*), ktorá v sebe tieto komplexné vplyvy zahŕňa. Vzrastový faktor pri detekcii dávky v mieste určenom polohovým vektorom $\boldsymbol{r}$ je definovaná nasledovným vzťahom:

$$B(\boldsymbol{r}) = \frac{D(\boldsymbol{r})}{D_0(\boldsymbol{r})} = 1 + \frac{D_\mathrm{s}(\boldsymbol{r})}{D_0(\boldsymbol{r})}, \tag{1.25}$$

kde okrem nekolidovanej dávky D_0 a celkovej dávky D vystupuje aj kolidovaná dávka D_s, vyvolaná rozptýlenými časticami.

Vzrastové faktory vo všeobecnosti závisia od geometrie zdroja a tieniacich prostriedkov. Vzrastové faktory sú pre rovnakú hrúbku materiálu medzi bodovým izotropným zdrojom a detektorom mierne odlišné pre tieto konfigurácie: zdroj aj detektor v nekonečnom médiu; detektor na povrchu sféry; doskový tieniaci štít medzi zdrojom a detektorom. Použitie vzrastových faktorov získaných uvažovaním prvej zmienenej konfigurácie je takmer vo všetkých prípadoch konzervatívne, t. j. hodnota odhadovanej dozimetrickej veličiny, ktorá vzíde z týchto výpočtov je väčšia ako tá pri skutočnom –konečnom tieniacom štíte, ako je podrobne poukázané v Shultis a Faw (2000).

Za základnú prácu týkajúcu sa výpočtu vzrastových faktorov možno dodnes považovať report Goldstein a Wilkins (1954), v ktorom autori určujú vzrastové faktory riešením transportnej rovnice pre fotóny v stacionárnom tvare (viď rov. (2.4)) pomocou momentovej metódy. Autori počítajú vzrastový faktor pre dva typy geometrií: bodový izotropný zdroj v nekonečnom prostredí a nekonečný rovinný zdroj v nekonečnom prostredí. Obsiahly súhrn vypočítaných vzrastových faktorov pre rôzne geometrie (predovšetkým dve vyššie zmienené) s niekoľkými typmi uhlového rozloženia emitovaných fotónov, pre rôzne dozimetrické veličiny (dávka, expozícia a iné) merané detektorom, je uvedený v práci Chilton (1968) a monografii Shultis a Faw (2000). Takéto súbory hodnôt však predstavujú pomerne

ťažkopádny aparát pre riešenie praktických problémov a snahou mnohých autorov bolo nájsť empirické vzťahy, ktoré by bolo možné použiť aj pre iné hrúbky materiálu bez nutnej interpolácie medzi hodnotami uvedenými v tabuľkách. Najznámejší z týchto vzťahov a historicky najčastejšie používaný je **Taylorov vzťah**, odvodený pre bodový izotropný zdroj v nekonečnom homogénnom prostredí:

$$B = A_1 \mathrm{e}^{-\alpha_1 \mu r} + (1 - A_1)\mathrm{e}^{-\alpha_2 \mu r}, \tag{1.26}$$

pričom A_1, α_1 a α_2 sú funkciami energie fotónov, zloženia tieniaceho materiálu a druhu vzrastového faktora, nie sú však závislé od hrúbky štítu (Taylor, 1954). O niečo presnejší je **Bergerov vzťah**:

$$B = 1 + C\mu r \mathrm{e}^{-\beta \mu r}, \tag{1.27}$$

kde konštanty C a β sú opäť závislé na energii (Lamarsh a Baratta, 2001). Moderným a oveľa presnejším, aj keď zložitejším, je použitie **aproximácie geometrickou postupnosťou**, ktorá má nasledovnú formu:

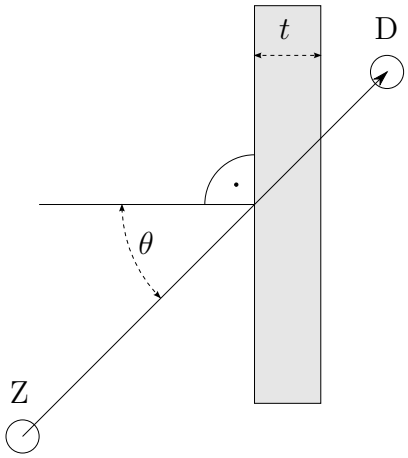
$$B(E_0, \mu r) = \begin{cases} 1 + (b-1)(K^{\mu r} - 1)/(K-1), & K \neq 1, \\ 1 + (b-1)\mu r, & K = 1, \end{cases} \tag{1.28}$$

kde K je definované nasledovne:

$$K(\mu r) = c(\mu r)^a + d\frac{\tanh(\frac{\mu r}{e} - 2) - \tanh(-2)}{1 - \tanh(-2)} \tag{1.29}$$

a koeficienty a, b, c, d a e sú závislé na energii E_0 žiarenia γ pri emisii zo zdroja, povahe látkového prostredia a type dozimetrickej veličiny, pri výpočte ktorej vzrastový faktor používame (Harima, 1983).

V prípadoch kedy monoenergetický zväzok γ dopadá na tieniaci štít šikmo, ako na obr. 1.6, konvenčné metódy získania vzrastových faktorov nevedú ku korektným výsledkom. Dôvodom je, že nekolidovaná zložka prenikajúceho žiarenia je pravdepodobne veľmi malá v porovnaní s kolidovanou a táto kolidovaná zložka je na nekolidovanej len veľmi slabo závislá. Úlohy so zväzkami dopadajúcimi šikmo však môžeme vyšetrovať pomocou vzrastových faktorov $B(E_0, \cos\theta, \mu t)$, ktoré sú funkciou okrem iného aj kosínusu uhla, ktorým je dopadajúci zväzok vychýlený od normály tieniaceho štítu. Postup, pri ktorom by sme využívali vzrastový faktor odvodený pre nekonečné médium a ako hrúbku tieniaceho materiálu by sme vo vzťahoch pre dávku dosadili $t/\cos\theta$ (čo je dĺžka trajektórie, ktorú nekolidovaný fotón tieniacim štítom prejde), je chybný a z vyššie uvedených dôvodov by mohol viesť k značnému podhodnoteniu radiačnej dávky. Hodnoty vzrastových faktorov, ktoré berú do úvahy uhol dopadu sú v monografii Shultis a Faw (2000).



Obr. 1.6 Tienenie šikmo dopadajúceho zväzku γ.

Vzrastové faktory aplikujeme vo výpočtoch dávok nasledovným spôsobom. Nekolidovanú dávku v bode $\boldsymbol{r}$, z objemového zdroja, ktorý emituje S_V fotónov počiatočnou energiou E_0 na jednotku svojho objemu, umiestneného v bode popísanom polohovým vektorom $\boldsymbol{r}_\mathrm{s}$ vyjadríme nasledovne:

$$D_0(\boldsymbol{r}) = \int_{V_\mathrm{s}} \frac{S_V(\boldsymbol{r}_\mathrm{s}) R(E_0)}{4\pi |\boldsymbol{r}_\mathrm{s} - \boldsymbol{r}|^2} \mathrm{e}^{-\ell} \, \mathrm{d}V_\mathrm{s}, \tag{1.30}$$

pričom integrácia prebieha celým objemom zdroja a ℓ je **optická hrúbka** materiálu získaná integráciou po celej dráhe s fotónu medzi $\boldsymbol{r}$ a $\boldsymbol{r}_\mathrm{s}$ (Shultis a Faw, 2010):

$$\ell = \int_0^{|\boldsymbol{r}_\mathrm{s} - \boldsymbol{r}|} \mu(s) \, \mathrm{d}s, \tag{1.31}$$

Pri zohľadnení dávky pochádzajúcej z rozptýlených fotónov musíme opäť využiť vzrastový faktor B a dostaneme:

$$D(\boldsymbol{r}) = \int_{V_\mathrm{s}} \frac{S_V(\boldsymbol{r}_\mathrm{s}) R(E_0)}{4\pi |\boldsymbol{r}_\mathrm{s} - \boldsymbol{r}|^2} B(E_0, \ell) \mathrm{e}^{-\ell} \, \mathrm{d}V_\mathrm{s}, \tag{1.32}$$

Tento integrál je takmer vždy nutné vypočítať numericky. Pri návrhu tienenia, pri ktorom prechádzajú fotóny homogénnym materiálom s nie nutne rovnomernou hustotou dáva táto aproximácia dobré výsledky. Používanie vzrastových faktorov získaných zmienenými metódami pre úlohy obsahujúce heterogénne média však väčšinou nevedie k presným výsledkom. Mnoho približných metód je opísaných v monografii Shultis a Faw (2000), vo výpočtoch založených na PKM majú však malé využitie.

Je mnoho výpočtových kódov, ktoré využívajú PKM a vzrastové faktory. Všetky sú založené na dekompozícii skutočného zdroja na malé, ale konečné zdrojové jadrá, pričom dávka v mieste záujmu je vypočítaná súčtom nekolidovaných dávok z jednotlivých zdrojových jadier, vynásobenou vzrastovým faktorom, podľa optickej hrúbky tieniaceho štítu medzi zdrojom a detektorom. Na výpočty tienenia slúžia kódy MicroShield, QAD, G3 a ďalšie (Shultis a Faw, 2005).

1.5 Tienenie polyenergetického žiarenia gama

Doteraz sme predpokladali, že tienené zväzky γ-žiarenia pochádzajú z monoenergetického zdroja. Ak zdroj emituje fotóny viacerých diskrétnych energií, môžeme celkovú nekolidovanú dávku vyjadriť jednoducho – sumáciou nekolidovaných dávok pochádzajúcich z jednotlivých monoenergetických skupín fotónov. Ak je teda f_i podiel častíc emitovaných s energou E_i na celkovom počte častíc S_b emitovaných bodovým zdrojom, celková nekolidovaná dávka vo vzdialenosti r od zdroja je

$$D_0(r) = \sum_i \frac{S_\mathrm{b} f_i R(E_i)}{4\pi r^2} \mathrm{e}^{-\ell(E_i)}. \tag{1.33}$$

Ak je emisné spektrum zdroja spojité a $\chi(E)\,\mathrm{d}E$ je pravdepodobnosť, že emitovaný fotón má energiu v intervale $\mathrm{d}E$ okolo E, celková nekolidovaná dávka vo vzdialenost r bude

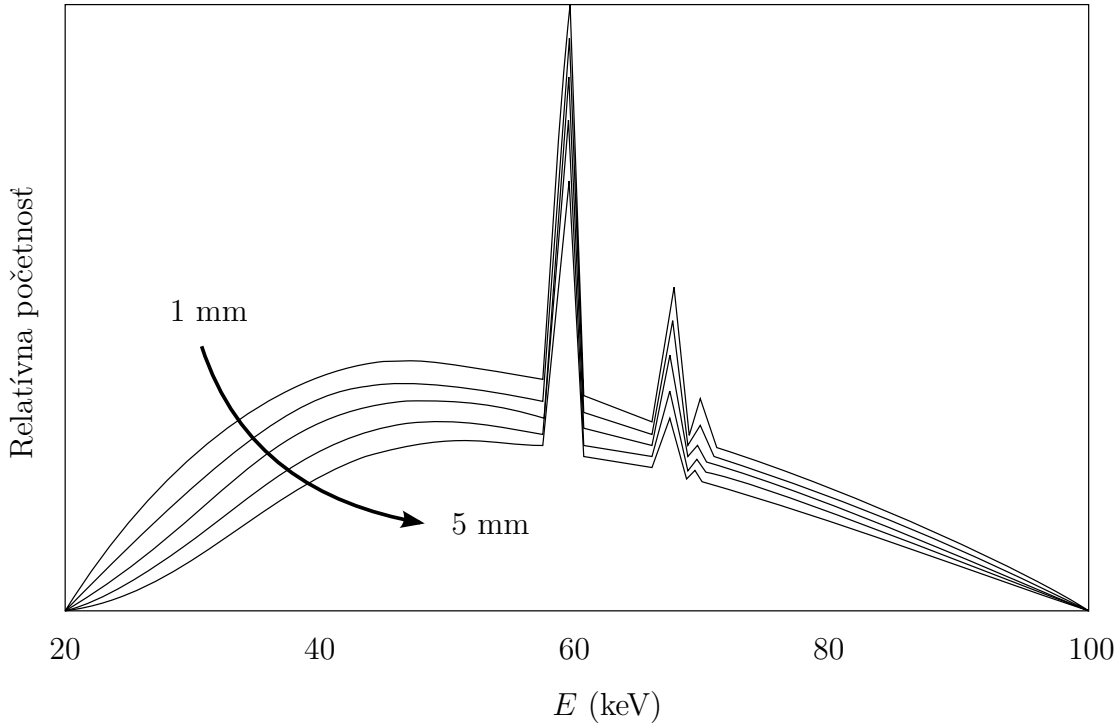
$$D_0(r) = \int_0^\infty \frac{S_\mathrm{b} \chi(E) R(E_i)}{4\pi r^2} \mathrm{e}^{-\ell(E)}\,\mathrm{d}E. \tag{1.34}$$

V praxi sa s úlohou analýzy interakcie spojitého spektra fotónov s tieniacim materiálom stretávame pri röntgenovej tomografii. Pri nej sú fotóny používané na prienik do nepriehľadných objektov a štúdiom zoslabenia dopadajúcich fotónov môžeme rekonštruovať vnútornú štruktúru objektov, čo ma široké využitie. Najvýznamnejším príkladom je využitie v medicíne, ale dôležitým je aj kontrola oceľových konštrukcií v priemysle alebo sledovanie prúdení nepriehľadných materiálov, kde je prítomných naraz viac fáz tohto materiálu. Narozdiel od medicínskych aplikácii, pri sledovaní týchto prúdení je dôležité aj pozorovanie štruktúry objektu v čase – snímky musia byť teda robené vysokou frekvenciou aj 100–200 snímkov za sekundu, čo si vyžaduje silné zdroje žiarenia, s vážnymi dôsledkami pre zaistenie bezpečnosti a cenu investície, ako popisujú Alles a Mudde (2007). Tieto problémy môžu byť čiastočne prekonané použitím polyenergetických zdrojov podobných röntgenovým z medicínskeho prostredia. Nevýhodou je práve široké energetické spektrum, kde sa elegantná rekonštrukcia s použitím lineárneho súčiniteľa zoslabenia μ závislého len na energii fotónov, nedá aplikovať.

Ďalším problémom je tzv. **utvrzdovanie zväzku** fotónov (angl. *beam hardening*), ku ktorému dochádza pri prechode polyenergetického zväzku tienením. Fotóny s nižšími energiami sú vo všeobecnosti silnejšie oslabované a majú väčšiu pravdepodobnosť zo zväzku vypadnúť. Na porovnanie monoenergetického a polyenergetického zväzku môže slúžiť **efektívna energia** fotónov v danom zväzku. Je to taká enegia, ktorú by museli mať fotóny monoenergetického zväzku, aby mal tento zväzok rovnakú penetračnú schopnosť ako polyenergetický zväzok, pre ktorý túto energiu vyhodnocujeme. Práve efektívna energia je veličinou, na ktorej sa dá efekt utvrdzovania zväzku dobre poukázať. Prednostné oslabovanie nízkoenergetickej časti

spektra totiž mení spektrálny charakter polyenergetického zväzku pri jeho tienení, čoho následkom je aj zmena efektívnej energie.

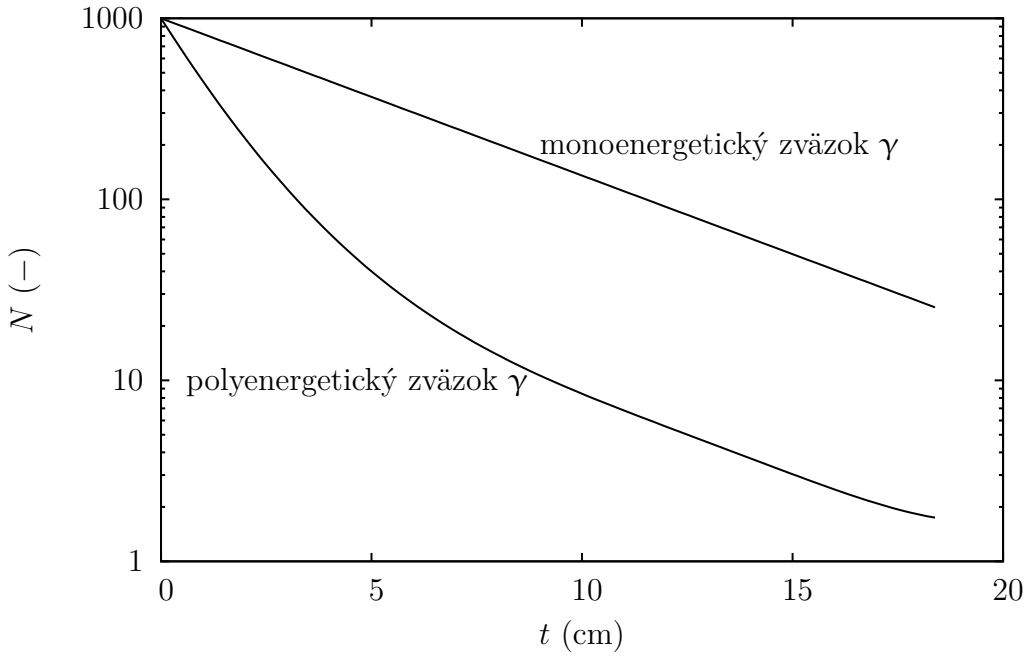
Na obr. 1.7 môžeme vidieť, ako mení spektrum fotónov letiacich z wolframovej anódy s maximálnou energiou 100 keV postupné zväčšovanie tieniacej vrstvy hliníka. Spojitá časť spektra predstavuje brzdné žiarenie, ktoré pochádza z elektrónov vychyľovaným magnetickým poľom wolframových jadier. Dva najväčšie vrcholy na grafe pri charakteristických energiách $E = 59{,}3$ keV a $E = 67{,}2$ keV predstavujú fotóny emitované elektrónmi, ktoré uskutočnili prechod $K_{\alpha 1}$ a $K_{\beta 1}$. Z grafu je zrejmé, že pre nižšie hodnoty energií fotónov spôsobuje ďalšia pridaná 1 mm vrstva hliníka prudšie zníženie relatívnej početnosti nezachytených fotónov. Toto má za následok zväčšenie efektívnej energie fotónov z 48,5 keV (1 mm Al) postupne cez 50,2; 51,7; 53,0; až na 54,1 keV (5 mm Al).



Obr. 1.7 Tvrdnutie spektra γ-žiarenia pri postupnom pridávaní 1 mm vrstiev hliníka. Dáta prevzaté z McKetty (1998).

Prítomnosť fenoménu utvrdzovania zväzku je ďalším problémom pre použitie jednoduchého lineárneho súčiniteľa zoslabenia μ. Keby sme totiž aj dokázali zväzok charakterizovať efektívnou energiou a tým pádom nájsť jedno μ_{ef}, v ktorom zohľadníme polyenergetickú povahu daného spektra fotónov zväzku, pri tienení sa táto efektívna energia mení so vzdialenosťou urazenou tienením (pre jednoduchosť uvažujme, že pozdĺž osi x) a použitý lineárny súčiniteľ zoslabenia by sa stal postupne neadekvátnym, pretože by bol funkciou x. Ako sa mení μ pri tienení polyenerge-

tického zväzku fotónov je zrejmé z obr. 1.8. Sklon krivky znázorňujúcej početnosť nekolidovaných fotónov je u monoenergetického zväzku s energiou fotónov 100 keV konštantný a pri použitom semilogaritmickom grafe zodpovedá konštantnej veľkosti μ. Tá istá závislosť u polyenergetického zväzku fotónov so spojitým spektrom s maximálnou energiou 100 keV už nemá tvar priamky. Spočiatku klesá počet nekolidovaných častíc prudšie ako u monoenergetického zväzku, čo je prejavom prítomnosti fotónov s energiami nižšími ako 100 keV. Ako však ich relatívne zastúpenie klesá a spektrum sa efektívnou energiou blíži k 100 keV, sklon závislosti sa spomaľuje a jej sklon je podobný ako u monoenergetického zväzku. Táto zmena sklonu je prejavom toho, že μ je funkciou hrúbky tieniaceho materiálu, ktorým γ-žiarenie pri svojej ceste zatiaľ prešlo.



Obr. 1.8 Porovnanie oslabovania monoenergetického (100 keV) a polyenergetického zväzku (spojité spektrum s maximálnou energiou 100 keV) γ pri prechode vrstvou vody o hrúbke t. Dáta prevzaté z McKetty (1998)

Napriek zmieneným problémom je koncept efektívneho lineárneho súčiniteľa lákavý a boli učinené pokusy, ako nájsť výraz, ktorý popíše analyticky $\mu_{\text{ef}}(x)$ ako čo najjednoduchšiu funkciu vzdialenosti x prejdenej tieniacim materiálom. Takýto by mohol byť následne všeobecne využiteľný v problémoch tienenia pri polyenergetickom spektre v prípadoch, kedy by sa doteraz nedala jednoducho aplikovať rov. (1.34), pretože by sme nevedeli vypočítať integrál, ktorým je zadefinovaná optická hrúbka (rov. (1.31)), ktorá je súčasťou vzťahu.

Potrebné základy pre nájdenie vhodného spôsobu aproximácie μ_{ef} analytickou funkciou boli formálne položené v práci Kleinschmidt (1999). Autor sa v práci snaží rigorózne zadefinovať efektívny lineárny súčiniteľ zoslabenia a ponúka niekoľko aproximačných funkcií vybraných pre ich relatívnu jednoduchosť a použiteľnosť vo výpočtoch:

$$\mu_{\text{ef}}(x) = \mu_1 - \eta x, \tag{1.35}$$

$$\mu_{\text{ef}}(x) = \frac{\mu_1}{1+\kappa x}, \tag{1.36}$$

$$\mu_{\text{ef}}(x) = \frac{\mu_1}{(1+\kappa x)^2}, \tag{1.37}$$

$$\mu_{\text{ef}}(x) = \mu(E_{\max}) + \frac{\mu_1}{1+\kappa x+\eta x^2}, \tag{1.38}$$

kde veličiny μ_1, η a κ sú pomocnými koeficientami.

Vo svojej teoretickej štúdii autori Alles a Mudde (2007) nadväzujú na túto prácu a diskutujú teoretický koncept efektívneho lineárneho súčiniteľa zoslabenia a jeho správanie v dôsledku utvrdzovania zväzku. Analyzujú tiež rozsah chýb vnesených do výpočtov pri použití aproximácie priebehu zoslabenia týmto súčiniteľom. Porovnávajú viaceré z nich a ich zhodu s empirickými dátami. Nakoniec dospievajú k nasledovnej aproximačnej funkcii:

$$\mu_{\text{ef}}(x) = \mu(E_{\max}) + \frac{\kappa_1}{1+\kappa_1 x} + \frac{\kappa_2}{1+\kappa_2 x}, \tag{1.39}$$

kde sú κ_1 a κ_2 opäť pomocnými koeficientami danej regresie, pričom autori ponúkajú jednoduchý postup, ako tieto koeficienty hľadať.

Aj táto práca je však zameraná na homogénne média – pri heterogénnych by potrebné aproximácie vyšli, pochopiteľne, podstatne zložitejšie, čo je ďalšou pripomienkou obmedzení PKM v reálnych situáciách.

Pri podobnom type analýzy alebo návrhu tienenia je nezbytné mať po ruke rýchly nástroj, ktorý umožňuje vyhnúť sa práci s tabuľkami a interpolovaním dát pre lineárne súčinitele zoslabenia μ a taktiež zjednoduší počítanie μ pre zmesi látok. Ako praktická pomôcka môže slúžiť program WinXCom (Gerward a kol., 2001). Teoretické podklady k softvéru sú uvedené v Berger a Hubbell (1987), k pôvodnej verzii programu nazvanej XCOM. Databáza programu WinXCom sa dá jednoducho obsluhovať aj cez webové rozhranie (Berger a kol., 1998).

Ak vzniká komplexnejšie energetické spektrum γ-žiarenia až interakciami (predovšetkým Comptonovým rozptylom, tvorbou párov elektrón-pozitrón, z brzdného žiarenia, ale aj koherentným rozptylom) v okolitom látkovom prostredí, resp. tieniacom štíte, v praxi sa jeho vplyv zohľadňuje predtým zmienenými vzrastovými faktormi. Tie sa počítajú alebo experimentálne vyhodnocujú pre konkrétne geometrické usporiadania a energie častíc, pričom zmena spektra pri interakciách je či už pri meraní alebo riešení transportnej rovnice zachytená.

1.6 Tienenie zmiešaného poľa ionizujúceho žiarenia

Pod zmiešaným poľom IŽ v tomto prípade myslíme predovšetkým pole neutrónov a fotónov, čo je najbežnejší prípad a zároveň najdôležitejší praktický problém. Stretávame sa s ním najčastejšie pri silných neutrónových zdrojoch, akými sú jadrové reaktory. Tienenie zmiešaného poľa IŽ teda v praxi spadá pod tienenie neutrónov, pričom musíme počítať jednak s prítomnosťou primárnych fotónov emitovaných väčšinou neutrónových zdrojov, ale taktiež so vznikom sekundárnych fotónov, ktoré nemôžeme zanedbať. Tieto sekundárne fotóny vznikajú dvomi hlavnými cestami. Prvou, dôležitejšou, je produkcia častíc γ po záchyte neutrónov a následnej deexcitácii jadra (radiačný záchyt). Maximálne energie týchto fotónov môžu byť značné, napr. reakcia (n,γ) na ^{10}B produkuje fotóny o energii až do 11,43 MeV a na ^{14}N do 10,83 MeV (Šeda a kol., 1983). Druhou možnosťou je produkcia z deexcitácie jadra po nepružnom rozptyle neutrónu na tomto jadre. Ďalšími komplikáciami pri tienení neutrónov je ich termalizácia a tiež vznik sekundárnych neutrónov, buď zo štiepení alebo z reakcií typu $(\mathrm{n},2\mathrm{n})$.

Ďalší prípad, kedy sa stretávame so zmiešaným poľom neutrónov a žiarenia γ, sa spomína v Shultis a Faw (2010) a sú ním elektrónové urýchľovače. U nich dochádza pri ostreľovaní cieľových materiálov k intenzívnej produkcii brzdného žiarenia s energiami fotónov vyššími ako väzobná energia neutrónov (asi 7 MeV pre väčšinu nuklidov) a môže tak dochádzať k reakcii typu (γ,n) a vzniku fotoneutrónov.

Žiadny z vyššie zmienených problémov nemožno dosť dobre riešiť elementárnymi technikami popísanými v predchádzajúcich častiach tejto kapitoly. Narozdiel od účinných prierezov (lineárnych súčiniteľov zoslabenia μ) pre fotóny, neutrónové účinné prierezy prejavujú veľkú variabilitu (vrátane rezonancií) pozdĺž energetického spektra a pre rôzne izotopy daného prvku. Z toho vyplýva potreba rozsiahlych databáz účinných prierezov. Taktiež je kvôli nepravidelnému charakteru závislostí účinných prierezov na energii ťažké vypočítať nekolidované dávky potrebné na použite prístupu využívajúceho vzrastové faktory. Vzrastové faktory sú tiež príliš závislé na energiách častíc a geometrii. Z uvedeného vyplýva, že výpočty založené na PKM majú v tienení neutrónov a zmiešaných polí len veľmi obmedzené využitie.

Aby sme dosiahli výsledky s akceptovateľnými chybami, musíme použiť sofistikované numerické výpočty založené na exaktných popisoch transportu fotónov a neutrónov tieniacim materiálom.

V tejto podkapitole uvedieme ešte dve jednoduché techniky, užívané hlavne vo výpočtoch založených na PKM. Hoci sú už v súčasnosti používané v analýze tienenia len zriedka, fyzikálne predstavy za nimi stojace umožňujú pochopenie dôleži-

tých mechanizmov, ktoré rozhodujú o efektívnosti určitej konfigurácie prostriedkov tieniacich proti neutrónom (resp. zmiešanému poľu, ktorým je neutrónové žiarenie nezbytne doprevádzané). Toto získané porozumenie pomáha pri kritickej interpretácii výsledkov získaných prácou výpočtových kódov. Jedna popísaná technika sa týka tienenia rýchlych neutrónov, druhá sekundárnych fotónov zo záchytu neutrónov.

Pri tienení zväzku rýchlych neutrónov sa možno stretnúť často s jednou situáciou, kedy je možno nekolidovanú fluenciu považovať za pomerne blízku celkovej. Ide o prípad, kedy pružným rozptylom na jadrách ľahkých prvkov neutrón stratí značnú časť svojej energie pri jednej zrážke a tým sa odstráni z oblasti rýchlych neutrónov. Pre energetickú distribúciu nekolidovanej fluencie rýchlych neutrónov $\Phi_{0,E}$ (fluencia vztiahnutá na jednotku energie) vo vzdialenosti r od zdroja sa potom podľa Shultis a Faw (2010) riadi jednodým exponenciálnym poklesom:

$$\Phi_{0,E}(r,E) = \frac{S_\mathrm{b}\chi(E)}{4\pi r^2}\mathrm{e}^{-\Sigma_\mathrm{s}(E)r}, \tag{1.40}$$

kde Σ_s makroskopický účinný prierez pre rozptyl vodíka. Funkcia $\chi(E)$ je funkcia hustoty pravdepodobnosti popisujúca energetické spektrum zdroja a pre mnohé prípady ju s veľkou presnosťou poznáme. Ako príklad uvádzame štiepne spektrum neutrónov, ktoré vzniknú pri štiepení termálnym neutrónom:

$$\chi(E) = \frac{\mathrm{e}^{-\frac{E+E_\mathrm{W}}{T_\mathrm{W}}}}{\sqrt{\pi E_\mathrm{W} T_\mathrm{W}}}\sinh\sqrt{\frac{4E_\mathrm{W}E}{T_\mathrm{W}^2}}. \tag{1.41}$$

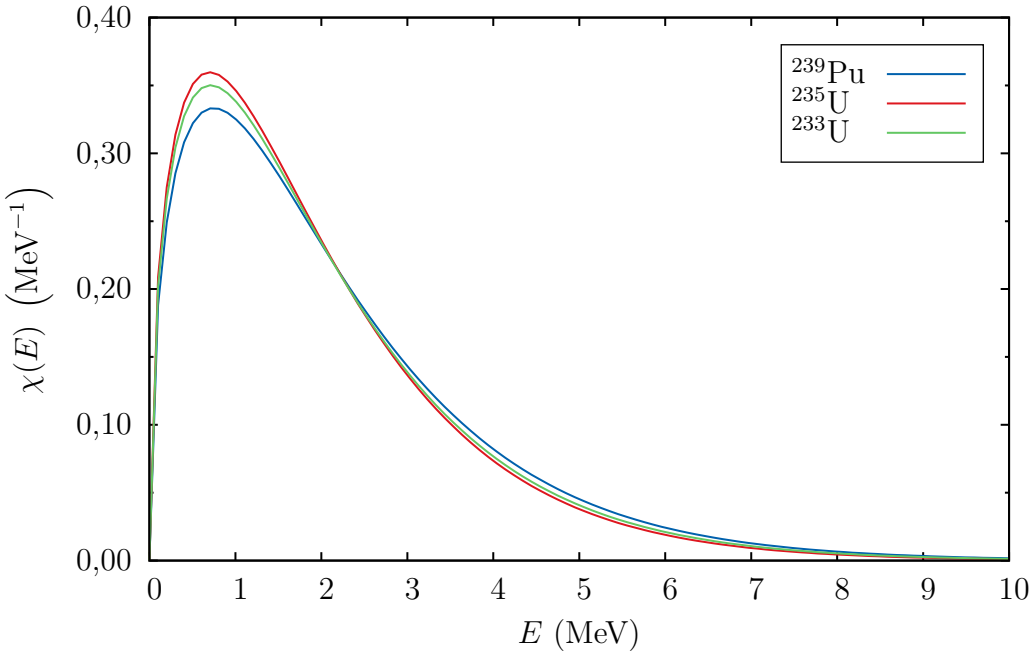
Hodnoty parametrov E_W a T_W, sú uvedené v tab. 1.1. Tri tieto tzv. **Wattove distribúcie** pre najdôležitejšie štiepne nuklidy sú následne na obr. 1.9.

Tab. 1.1 Hodnoty parametrov E_W a T_W pre vybrané štiepne materiály a termálne energie štiepiacich neutrónov. Prevzaté z Shultis a Faw (2010).

Nuklid	E_W (MeV)	T_W (MeV)
^{233}U	0,387	1,108
^{235}U	0,434	1,035
^{239}Pu	0,413	1,159

Prejdeme do oblasti tepelných neutrónov: ak poznáme fluenciu tepelných neutrónov Φ_t ako funkciu polohy, môžeme z nej vychádzať pri návrhu tienenia, ktorý zohľadňuje aj prítomnosť γ-žiarenia, pretože väčšina neutrónov je absorbovaných až pri termálnych energiách. Objemový zdroj fotónov v mieste s polohovým vektorom $\boldsymbol{r}$ potom popíšeme podľa práce Shultis a Faw (2005) vzťahom

$$S_V(\boldsymbol{r}) = \int_E \Phi_\mathrm{t}(\boldsymbol{r})\Sigma_\mathrm{c}(\boldsymbol{r})f(\boldsymbol{r},E)\,\mathrm{d}E, \tag{1.42}$$



Obr. 1.9 Wattova distribúcia pre štiepne spektrum ^{235}U.

kde Σ_c je makroskopický účinný prierez pre záchyt neutrónov a $f(\boldsymbol{r}, E)$ je funkcia hustoty pravdepodobnosti popisujúca počet vzniknutých fotónov na jeden záchyt neutrónu vztiahnutý na jednotku energie vytvorených fotónov. Akonáhle poznáme $S_V(\boldsymbol{r})$ pre celý sledovaný objem, dokážeme použiť techniky PKM a vzrastových faktorov pre výpočet dávky zo žiarenia γ a zohľadniť ich v návrhu štítu.

V praxi sa pre úlohy tienenia neutrónov, kde nemožno zanedbať dávku zo sekundárnych fotónov využíva tienenie, ktoré má dobré tieniace vlastnosti voči obidvom zložkám tohto zmiešaného poľa. Dosahuje sa to napr. pridávaním železa do betónu alebo vytváraním zmesí materiálov. Dobrým príkladom je prístup popísaný v práci Karimi-Shahri a kol. (2013), kedy autori na základe meraní a simulácie kódom MCNP navrhujú pre tienenie zdroja typu Am-Be zmes 40 % galenitu (sulfid olovnatý; tieni fotóny) 55 % polyetylénu a 5 % kyseliny boritej (obe tienia neutróny). Ďalšou možnosťou je vytváranie vrstiev rôznych materiálov, tzv. sendvič.

Ako už bolo zmienené na vyššie, na väčšinu reálnych problémov z oblasti tienenia zmiešaných polí neutrónov a fotónov treba aplikovať transportnú teóriu, čo je v súčasnosti vďaka veľkej výkonnosti výpočtovej techniky uskutočniteľné a v praxi je tak možno uvedené problémy riešiť s vysokou presnosťou pomocou rôznych výpočtových kódov. Ich základné členenie uvedieme v nasledovnej kapitole, pričom následne popíšeme podrobnejšie kód MCNP, využívajúci metódu Monte Carlo.

2 POKROČILÉ VÝPOČTOVÉ METÓDY

Pre náročné úlohy tienenia IŽ nemôžu byť použité jednoduché techniky ako superpozícia bodových zdrojov a odoziev na IŽ nimi emitované, príp. korekcie vzrastovými faktormi. Výpočty založené na **transportnej teórii** však ponúkajú výkonný nástroj pre analýzu a návrh tienenia a v praxi sú široko využívané.

Poznáme dva základné, historicky osvedčené, prístupy k výpočtom transportu častíc: **deterministická metóda** výpočtu, nazývaná tiež **transportná metóda**, v ktorej numericky riešime lineárnu Boltzmannovu rovnicu; a **stochastickú metódu** výpočtu, nazývanú častejšie **metóda Monte Carlo** (MMC), ktorou simulujeme, ako častice stochasticky putujú cez geometriu úlohy (Šeda a kol., 1983). Obidva prístupy majú svoje výhody i nevýhody a podrobnejšie ich rozoberieme v tejto kapitole, pričom budeme oveľa väčší priestor venovať MMC a jednému z výpočtových kódov, ktorý ju využíva – MCNP.

Zhruba od začiatku tohto storočia začína byť čoraz vo väčšej miere využívaný nový, tretí, prístup, ktorý kombinuje aspekty oboch základných riešení a nazýva sa preto **hybridná metóda**. Táto metóda je stále len v raných štádiách vývoja, ale už stihla preukázať, že je sľubným nástrojom pre zvýšenie efektivity náročných praktických výpočtov z oblasti transportu častíc. Stručný a prehľadný rozbor primárnej literatúry o hybridnej metóde obsahuje časť 4.1 tejto práce.

2.1 Transportná metóda

Prvou z dvoch základných v praxi používaných výpočtových metód pre popis priechodu IŽ látkou je transportná metóda. Využíva sa pri nej základná rovnica transportnej teórie – **transportná rovnica**, ktorá je formálne zhodná s Boltzmannovou rovnicou z teórie difúzie plynov a často je tak aj nazývaná.

Existuje niekoľko spôsobov, ako transportnú rovnicu vyjadriť. Na tomto mieste budeme vychádzať z formulácie v už spomenutej práci Goldstein a Wilkins (1954), pričom v práci uvedený výklad pre fotóny zovšeobecníme a dáme do súhlasu s týmto textom, predovšetkým prevzatím nami použitého značenia veličín.

Transportná rovnica je rovnicou kontinuity vo fázovom priestore τ častice. Tento je vo všeobecnosti popísaný siedmimi súradnicami: tromi priestorovými (definovanými priestorovým vektorom $\boldsymbol{r}$ so začiatočným bodom v počiatku súradnicovej sústavy), dvomi súradnicami vyjadrujúcimi smer rozptylu $\boldsymbol{\Omega}$ danej častice, súradnicou určujúcou energiu E častice a konečne časovou súradnicou t. Pretože vo väčšine aplikácií nás nezaujímajú prechodné deje, vykonáme rozbor **stacionárneho tvaru transportnej rovnice** a z ďalších úvah teda časovú súradnicu vypustíme.

V ustálenom stave platí podmienka, že počet častíc, ktoré za jednotku času opúšťajú elementárny objem fázového priestoru $\mathrm{d}\tau$ (alebo v ňom zanikajú) musí byť rovný počtu častíc, ktoré za jednotku času do tohto objemu vstupujú (alebo v ňom vznikajú), pričom tento elementárny objem je definovaný nasledovne:

$$\mathrm{d}\tau = \mathrm{d}V\ \mathrm{d}\Omega\ \mathrm{d}E. \tag{2.1}$$

Častica sa teda nachádza v danom elementárnom objeme fázového priestoru $\mathrm{d}\tau$, ak sa súčasne nachádza v jeho podpriestore $\mathrm{d}V$, pohybuje sa v smere vektora, ktorý okolo daného jednotkového smerového vektora $\boldsymbol{\Omega}$ vytína na jednotkovej sfére priestorový uhol $\mathrm{d}\Omega$, a má energiu v intervale $\mathrm{d}E$ okolo danej energie. Zmena počtu častíc v $\mathrm{d}\tau$ má niekoľko príčin, popísaných štyrmi členmi transportnej rovnice:

1. Častice sa strácajú z $\mathrm{d}\tau$ **únikom** z jeho podpriestoru $\mathrm{d}V$. Pole častíc v $\mathrm{d}\tau$ je popísané hustotou toku častíc rovnou $\phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})\ \mathrm{d}\Omega\ \mathrm{d}E$. Počet častíc opúšťajúcich $\mathrm{d}\tau$ za jednotku času potom môžeme aj s pomocou divergencie vektorového poľa vyjadriť ako $\nabla\cdot[\boldsymbol{\Omega}\phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})\ \mathrm{d}\Omega\ \mathrm{d}E]\ \mathrm{d}V$. Pri aplikovaní základného vzťahu vektorovej analýzy pre náš prípad:

   $$\nabla\cdot(\boldsymbol{\Omega}\phi_\mathrm{d}) = \boldsymbol{\Omega}\cdot(\nabla\phi_\mathrm{d}) + \phi_\mathrm{d}(\nabla\cdot\boldsymbol{\Omega}), \tag{2.2}$$

   pri súčasnom predpoklade platnosti podmienky $\phi_\mathrm{d}(\nabla\cdot\boldsymbol{\Omega}) = 0$, dostaneme pre počet častíc, ktoré ubúdajú z $\mathrm{d}\tau$ výraz $\boldsymbol{\Omega}\cdot\nabla[\phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})\ \mathrm{d}\Omega\ \mathrm{d}E]\ \mathrm{d}V$.
2. Častice taktiež opúšťajú $\mathrm{d}\tau$ **interakciami** (napr. rozptylmi), ktoré spôsobujú opustenie podpriestoru $\mathrm{d}\Omega\ \mathrm{d}E$, teda vychyľujú ich zo smeru $\boldsymbol{\Omega}$ a menia ich energiu E. Analogicky ako v predchádzajúcom prípade, častice opúšťajú $\mathrm{d}\tau$ rýchlosťou $\Sigma_\mathrm{t}(E)[\phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})\ \mathrm{d}\Omega\ \mathrm{d}E]\ \mathrm{d}V$, kde $\Sigma_\mathrm{t}(E)$ je celkový makroskopický účinný prierez všetkých interakcií, ktorých sa častice s energiou E zúčastňujú. V prípade transportu častíc γ by sme používali pre túto veličinu označenie lineárny súčiniteľ zoslabenia μ, tak ako v rov. (1.9).
3. Častice sa do objemu $\mathrm{d}\tau$ tiež môžu dostať **rozptylom** častíc z iného objemu $\mathrm{d}\tau'$ definovaného vzťahom:

   $$\mathrm{d}\tau' = \mathrm{d}V\ \mathrm{d}\Omega'\ \mathrm{d}E'. \tag{2.3}$$

   V tomto objemovom elemente fázového priestoru sa teda nachádzajú častice majúce vo všeobecnosti iný smer $\boldsymbol{\Omega}'$ a energiu E', ako tie v $\mathrm{d}\tau$. Počet interakcií za jednotku času, pri ktorých sa častice rozptýlia z $\mathrm{d}\tau'$ do $\mathrm{d}\tau$ je daný zložitým výrazom $n\sigma_\mathrm{d,s}(\boldsymbol{\Omega}'\to\boldsymbol{\Omega}, E'\to E)\ \mathrm{d}\Omega\ \mathrm{d}E[\phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E', \boldsymbol{\Omega}')\ \mathrm{d}\Omega'\ \mathrm{d}E']\ \mathrm{d}V$, kde n je objemová hustota častíc a $\sigma_\mathrm{d,s}$ je diferenciálny účinný prierez pre rozptyl. Celkový počet častíc, ktoré sa takýmto spôsobom rozptýlia do $\mathrm{d}\tau$ je potom daný integráciou tohto výrazu cez všetky energie E' a uhly $\boldsymbol{\Omega}'$, z ktorých môže byť častica rozptýlená do E a $\boldsymbol{\Omega}$.

4. Častice tiež môžu pribúdať v $\mathrm{d}\tau$ **vznikom** v diferenciálnom objemovom zdroji častíc S_d. Počet vzniknutých častíc za jednotku času v $\mathrm{d}\tau$ môžeme v tom prípade zapísať ako $S_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})\,\mathrm{d}V\,\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}E$. Funkcia $S_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$ vyjadruje počet častíc emitovaných za jednotku času v mieste $\boldsymbol{r}$ so smerom $\boldsymbol{\Omega}$ a energiou E vztiahnutých na jednotkový objem, priestorový uhol a interval energií.

Z podmienky ustáleného deja následne vyplýva, že súčet prvých dvoch členov je rovný súčtu posledných dvoch. Konečne, po vydelení všetkých štyroch členov elementárnym objemom $\mathrm{d}\tau$, môžeme jednotlivé výrazy položiť do lineárnej časovo nezávislej transportnej rovnice v integro-diferenciálnom tvare:

$$\begin{aligned}\overbrace{\boldsymbol{\Omega}\cdot\nabla\phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})}^{\text{únik z } \mathrm{d}V} + \overbrace{\Sigma_\mathrm{t}(E)\phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})}^{\text{rozptyl z } \mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}E} = \\ = \overbrace{\int_{E'}\int_{\Omega'} \phi_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E', \boldsymbol{\Omega}')n\sigma_{\mathrm{d,s}}(\boldsymbol{\Omega}'\to\boldsymbol{\Omega}, E'\to E)\,\mathrm{d}\Omega'\,\mathrm{d}E'}^{\text{rozptyl z } \mathrm{d}\tau' \text{ do } \mathrm{d}\tau} + \overbrace{S_\mathrm{d}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})}^{\text{vznik v } \mathrm{d}\tau}\end{aligned} \tag{2.4}$$

Táto, ani žiadna iná formulácia transportnej rovnice nemôže byť riešená analyticky v iných ako idealistických prípadoch, napr. pre nekonečné médium a monoenergetické častice. V praktických situáciách pristupujeme k riešeniu numerickými metódami. Najpoužívanejším postupom je **metóda diskrétnych ordinát** (angl. *discrete-ordinates method*, DOM), pri ktorej dochádza k vytvoreniu priestorovej a uhlovej mriežky (angl. *mesh*) v kombinácii s aproximáciou všeobecne spojitého energetického spektra účinných prierezov častíc pomocou rozdelenia na viaceré energetické grupy s rovnakými účinnými prierezmi (angl. *multigroup approximation*). Keďže fázový priestor pre úlohy využívajúce teóriu transportu častíc je vo všeobecnosti 7-dimenzionálny, počítanie deterministických numerických riešení realistických úloh je problematické. Ak by bola viacrozmernou mriežkou každá zo siedmich nezávislých premenných diskretizovaná v 10^2 uzloch, výsledná diskretizovaná úloha by mala $(10^2)^7 = 10^{14}$ premenných, čo je príliš veľký počet aj pre dnešné superpočítače. Z toho jasne vyplýva, že redukcia fázového priestoru je zásadnou podmienkou pre praktické výpočty využívajúce transportnú metódu. U priestorových úloh, v ktorých sa vyskytuje geometrická symetria, je možné znížiť počet nezávislých priestorových premenných na dve alebo dokonca jednu. V niektorých prípadoch sa dá tiež znížiť počet premenných popisujúcich smer častice z dvoch na jednu. Tieto špeciálne prípady sú veľmi významné, v minulosti bolo možné získať praktické numerické výsledky len u jedno- a dvojrozmerných transportných úloh. V súčasnej dobe už sú dostupné 3-D kódy pre praktické úlohy (napr. ARDRA alebo Denovo), ale ich prevádzka je stále nákladná na strojový čas a veľká väčšina simulácii transportu častíc ostáva v 1-D a 2-D. Podrobne o praktických možnostiach, ako znižovať počet nezávislých (najmä priestorových) premenných v týchto úlohách diskutuje v kontexte transportu neutrónov práca Prinja a Larsen (2010).

Aj keď sú DOM hojne využívané v analýze tienenia, majú svoje obmedzenia. Najreštriktívnejším z nich je požiadavka, aby geometria úlohy bola pravouhlá, sférická alebo valcová, s hranicami a materiálovými rozhraniami umiestnenými kolmo na súradnicové osi. Vo viacrozmerných geometriách tiež často dochádza k vzniku rušivých oscilácií v hustotách časticových tokov, ktoré nazývame zväzkovým javom (angl. *ray effect*). Sú nevyhnutným dôsledkom použitia diskretizácie smerových premenných. Diskretizácia priestorových a smerových premenných taktiež zanáša do výpočtu trunkačné chyby (napr. nahradením nekonečných radov konečnými), čo je ďalší dôvod pre použitie čo najhustejších mriežok pri diskretizácii. Silno anizotropné zdroje vo viacrozmerných simuláciách, v ktorých je tieniace médium mnoho stredných voľných dráh hrubé, čo je typické pre veľa úloh z oblasti tienenia IŽ, vytvárajú pri použití DOM obrovské výpočtové nároky (Shultis a Faw, 2005).

Na úlohy, v ktorých sa stretávame s menovanými problémami však môžeme použiť výpočtové postupy využívajúce MMC, ktorým sa venuje nasledujúca podkapitola.

2.2 Metóda Monte Carlo

Metóda Monte Carlo je mocným nástrojom pre skúmanie vlastností komplexných systémov s mnohými časticami, ako aj nedeterministických procesov. V praxi sme často konfrontovaní s úlohami s obrovským počtom dimenzií alebo s procesmi, ktoré majú husté vetvenie, pričom pravdepodobnosť výskytu každej vetvy je riadená istou fundamentálnou pravdepodobnosťou, napr. vychádzajúcou z fyzikálnych zákonitostí. Riešenia získané MMC nie sú exaktné, pretože pri nich dochádza k náhodnému vzorkovaniu problému. Je však možné dosiahnuť veľmi presné výsledky s použitím relatívne malého počtu vzoriek vzhľadom k množstvu dimenzií problému. Pre tento typ problému sú MMC väčšinou jediná praktická voľba. Z konkrétnych oblastí, kde našla MMC využitie, môžeme spomenúť: problémy mnohých telies, molekulárne modelovanie, astrofyziku, geoštatistiku, prenos tepla, fluidnú dynamiku, predikciu počasia, autonómnu robotiku, mikroelektroniku, počítačovú grafiku, umelú inteligenciu v hrách, bioinformatiku, aplikovanú štatistiku, teóriu hromadnej obsluhy, spoľahlivosť procesov, poistnú matematiku, finančné oceňovanie a v neposlednom rade transport častíc látkovým prostredím, čo je aplikácia, na ktorú sa zameráme. Pre prehľad základných možností aplikácie MMC, s rozsiahlym výkladom k transportu častíc, poslúži dobre práca Kalos a Whitlock (2009). Pre všeobecný úvod do problematiky MMC sú vhodné publikácie Fabian a Kluiber (1998) s prístupným výkladom základných súvislostí a Virius (2010) s matematicky rigoróznym vysvetlením všetkých dôležitých techník používaných v rámci MMC, ktoré budú v ďalšom texte spomenuté.

2.2.1 Aplikácia metódy Monte Carlo na transport častíc

V rámci modelovania fyzikálneho procesu, ktorý nazývame transport častíc, pomocou MMC typicky generujeme trajektórie častíc simulovaním stochastickej povahy ich interakcií s okolitým médiom. Nie je k tomu vôbec potrebné pracovať s transportnou rovnicou. Všetko, čo potrebujeme, je úplné matematické vyjadrenie pravdepodobnostných vzťahov, ktoré popisujú: dĺžku dráhy individuálnej častice medzi miestami interakcií; výber druhu interakcie, v každom takomto mieste; výber novej energie E a nového smeru $\boldsymbol{\Omega}$, ak bola interakcia rozptylom; a možnú produkciu nových častíc. Spomenuté veličiny sú všetky stochastickými premennými s určitými pravdepodobnostnými rozdeleniami a aby bolo možné robiť voľby konkrétnych hodnôt týchto premenných, potrebujeme úplne znalosti o všetkých procesoch, ktorými tento typ častice prechádza od svojho vzniku v zdroji až kým nie je buď absorbovaná, alebo neopúšťa systém, ktorý nás zaujíma. Tomuto obdobiu hovoríme v kontexte MMC aj **história častice**. Zo znalosti takýchto vzájomne nezávislých histórií mnohých častíc môžeme určiť stredné hodnoty rôznych veličín popisujúcich radiačné pole alebo jeho interakciu s látkovým prostredím. Ak je nami hľadanou veličinou napríklad stredná (očakávaná) hodnota energie $\mathrm{E}[\epsilon]$ odovzdaná radiáciou látke v objeme V, uvažujeme nasledovne: pravdepodobnosť, že častice látke odovzdali energiu v intervale $\mathrm{d}\epsilon$ okolo ϵ je rovná $f(\epsilon)\,\mathrm{d}\epsilon$, kde $f(\epsilon)$ je pravdepodobnostná funkcia (hustota pravdepodobnosti) popisujúca rozdelenie odovzdaných energií. Stredná hodnota $\mathrm{E}[\epsilon]$ týchto energií je potom daná jednoduchým vzťahom

$$\mathrm{E}[\epsilon] = \int_{\epsilon} \epsilon f(\epsilon)\,\mathrm{d}\epsilon, \tag{2.5}$$

pričom integrácia prebieha cez všetky energie ϵ. Nanešťastie však pravdepodobnostnú funkciu $f(\epsilon)$ nepoznáme bez zložitého riešenia transportnej rovnice. Pri použití MMC však nájdeme aritmetický priemer odovzdaných energií $\bar{\epsilon}$:

$$\bar{\epsilon}(N) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \epsilon_i, \tag{2.6}$$

kde N je počet simulovaných histórií a ϵ_i je energia odovzdaná časticou s i-tou históriou. Dá sa dokázať (Fabian a Kluiber, 1998), že platí

$$\lim_{N\to\infty} \mathrm{E}[\epsilon] = \bar{\epsilon}(N), \tag{2.7}$$

čo znamená, že pri dostatočnom počte simulovaných častíc nám MMC umožňujú nájsť nájsť $\mathrm{E}[\epsilon]$ s ľubovoľne malou chybou bez riešenia transportnej rovnice. Keďže je však množstvo simulovaných častíc N z kapacitných dôvodov väčšinou oveľa menšie ako počet fyzických častíc (v praxi môže ísť o počty v rádoch 10^7 simulovaných oproti 10^{15} fyzických častíc), výsledky Monte Carlo simulácií majú zvyčajne oveľa

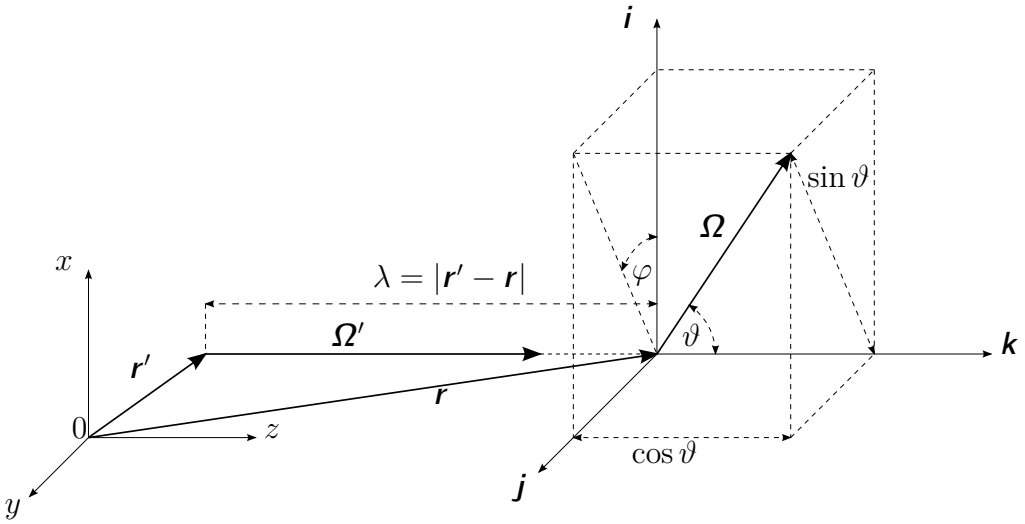
väčší štatistický šum, ako skutočné fyzické procesy. Táto skutočnosť je dôležitou pri simulovaní málo pravdepodobných udalostí, ako je napr. zachytenie častice detektorom umiestneným ďaleko od zdroja častíc. S rastúcim počtom častíc N je však možné štatistický šum arbitrárne znižovať, čo je jednou z výhod MMC. Ak sú totiž geometria skúmanej sústavy a všetky relevantné účinné prierezy známe, potom presnosť simulácie využívajúca MMC bude obmedzená len štatistickými chybami. Z centrálnej limitnej vety vyplýva, že pre štatistickú chybu $\varepsilon(N)$ vyjadrujúcu rozdiel medzi strednou hodnotou náhodnej veličiny $\mathrm{E}\,[\xi]$ a výberovým priemerom získaným z náhodného výberu N vzoriek z celého súboru dát, platí:

$$\varepsilon(N) \leq \frac{k\sqrt{\mathrm{D}\,[\xi]}}{\sqrt{N}}, \tag{2.8}$$

so spoľahlivosťou závislou od pomocného parametra k: pre $k = 1$ platí daná nerovnosť s pravdepodobnosťou 68,27 %, pre $k = 2$ narastá spoľahlivosť na 95,45 % a pre $k = 3$ je to už 99,73 %. Rozptyl náhodnej veličiny ξ, ktorej strednú hodnotu hľadáme, označujeme ako $\mathrm{D}\,[\xi]$. Pre dôkaz odkazujeme opäť na prácu Fabian a Kluiber (1998). Z nerov. 2.8 taktiež vyplýva, že štatistická chyba klesá s počtom simulovaných častíc, a teda aj výpočtovým časom, pomerne pomaly – pri stonásobnom zväčšení počtu simulovaných častíc N, klesne štatistická chyba len desaťnásobne. Dôsledkom tohto faktu je nutnosť používať metódy, ktoré znižujú štatistický rozptyl inými spôsobmi ako neúnosným navyšovaním simulovaných histórií.

Proces simulovania histórií častíc pomocou počítača môže prebiehať spôsobom úplne analogickým skutočným fyzickým procesom transportu častíc médiom. Takáto priama simulácia fyzického transportu sa nazýva **analógové modelovanie**. Zjednodušený postup pri výpočte jednotlivých histórií pomocou analógového modelovania si môžeme ukázať na algoritme, ktorý vznikol úpravou algoritmu popísaného v publikácii Virius (2010). Je však v zásade univerzálny a s malými obmenami sa pri analógovom modelovaní transportu častíc postupuje vždy daným spôsobom.

Na obr. 2.1 sú zobrazené geometrické pomery a značenie veličín pri simulácii histórie častice pomocou MMC. Stručne zhrnuté, častica má pôvodnú polohu $\boldsymbol{r}'$, smer $\boldsymbol{\Omega}'$ a energiu E', s týmito parametrami prejde voľnú dráhu o dĺžke λ, kde príde k všeobecnej interakcii, kde častica zanikne alebo rozptýli sa, prípadne môžu vzniknúť nové, sekundárne, častice, celkovo dostaneme N častíc s polohami $\boldsymbol{r}_i = \boldsymbol{r}$, smermi $\boldsymbol{\Omega}_i$ a energiami E_i. Proces simulovania histórie danej primárnej častice pokračuje až kým nie je primárna častica a všetky sekundárne častice buď zachytené alebo sa nedostanú mimo objem V, ktorý nás zaujíma. Je dôležité uvedomiť si, že smerovanie vzájomne ortogonálnych jednotkových vektorov $\boldsymbol{i}$, $\boldsymbol{j}$ a $\boldsymbol{k}$ je závislé od pôvodného smeru častice $\boldsymbol{\Omega}'$ – jednotkový vektor $\boldsymbol{k}$ je rovnobežný s $\boldsymbol{\Omega}'$, uhol rozptylu ϑ je tak rovný priestorovému uhlu medzi $\boldsymbol{\Omega}'$ a $\boldsymbol{\Omega}$. Azimutálny uhol φ môže



Obr. 2.1 Rozptyl častice.

byť zadefinovaný rôzne; v našom prípade je to uhol, ktorý určuje polohu vektora $\boldsymbol{\Omega}$ na plášti rotačného kužeľa s osou $\boldsymbol{\Omega}'$ a vrcholovým uhlom ϑ. Smer vektora $\boldsymbol{i}$ je následne určený tak, aby s priemetom $\boldsymbol{\Omega}$ do roviny kolmej na vektor $\boldsymbol{k}$ zvieral práve uhol φ. Z uvedeného výkladu je zrejmé, že orientácie vektorov $\boldsymbol{i}$, $\boldsymbol{j}$ a $\boldsymbol{k}$ sa v priebehu simulácie budú prakticky pri každej interakcii meniť.

Ako jasne poukazuje obr. 2.1, nový smerový vektor je určený vzťahom:

$$\boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{i} \sin\vartheta \cos\varphi + \boldsymbol{j} \sin\vartheta \sin\varphi + \boldsymbol{k} \cos\vartheta. \tag{2.9}$$

Aby sme však určili priemety do osí x, y a z laboratórnej sústavy, musíme použiť vzťahy:

$$\Omega_x = \Omega'_x \cos\vartheta - (\Omega'_y \sin\varphi + \Omega'_x \Omega'_z \cos\varphi) \cdot \sqrt{\frac{1-\cos^2\vartheta}{1-{\Omega'_z}^2}}, \tag{2.10}$$

$$\Omega_y = \Omega'_y \cos\vartheta - (\Omega'_y \sin\varphi + \Omega'_y \Omega'_z \cos\varphi) \sqrt{\frac{1-\cos^2\vartheta}{1-{\Omega'_z}^2}}, \tag{2.11}$$

$$\Omega_z = \Omega'_z \cos\vartheta + (1-{\Omega'_z}^2) \cos\varphi \sqrt{\frac{1-\cos^2\vartheta}{1-{\Omega'_z}^2}}. \tag{2.12}$$

Je zjavné, že potrebujeme generovať hodnoty uhla rozptylu ϑ, resp. funkcie $\cos\vartheta$, a φ. Podľa klasickej práce Carter a Cashwell (1975) ich generujeme nasledovne:

$$\cos\vartheta = 2\gamma_1 - 1, \tag{2.13}$$

$$\varphi = 2\pi\gamma_2, \tag{2.14}$$

kde γ_1 a γ_2 sú náhodné veličiny, s rovnomerným rozdelením vymedzeným otvoreným intervalom $(0, 1)$. V praxi sa produkujú generátormi pseudonáhodných čísel. Takto

sa však generujú smerové uhly len v izotropných prípadoch, kedy je pravdepodobnosť rozptylu sekundárnych častíc do všetkých smerov rovnaká. Vo všeobecnosti to však neplatí a pri simuláciách pomocou MMC, podobne pri riešení transportnej rovnice, pracujeme s diferenciálnym účinným prierezom, ktorý vyjadruje v našom prípade podmienenú hustotu pravdepodobnosti smerov a energií sekundárnych častíc normovanú na jednotkovú fluenciu dopadajúcich primárnych častc, ako funkciu polohy, smerov a energií primárnych častíc (Mayer-Kuckuk, 1979). Účinný prierez i-tej interakcie σ_i získame následne integráciou. Pri výbere druhu interakcie je potom pravdepodobnosť i-tej:

$$p_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_\mathrm{t}}, \tag{2.15}$$

kde σ_t je celkový účinný prierez všetkých interakcií, získaný súčtom dielčich σ_i.

V praxi sa pre generáciu náhodných veličín so zložitými pravdepodobnostnými rozdeleniami väčšinou úžíva **zamietacia metóda**. Problém najefektívnejších postupov, ako vygenerovať náhodnú veličinu s rovnomerným rozdelením a transformovať ju na veličinu s ľubovoľným pravdepodobnostným rozdelením je jedným z ústredných problémov MMC. Viac o spôsoboch, ako vygenerovať náhodné veličiny, píšu Lux a Koblinger (1991) a Virius (2010).

Počet sekundárnych častíc N vznikajúcich pri rôznych typoch interakcií môže byť vo všeobecnosti rôzny. Niektoré interakcie majú pevne daný počet sekundárnych častíc, napr. u pružného rozptylu platí $N = 1$, ale u iných, napr. v prípade štiepenia, sa stretávame s pravdepodobnostnými rozdeleniami a stredný počet sekundárnych častíc ν je strednou hodnotou náhodnej veličiny. Ak nie sú k dispozícii ďalšie údaje, postupujeme tak, že počet sekundárnych častíc určíme ako $N = [\nu]$ s pravdepodobnosťou $1 - \{\nu\}$, $n = [\nu] + 1$ s pravdepodobnosťou $\{\nu\}$, pričom ako $[\nu]$, resp. $\{\nu\}$ značíme celú, resp. zlomkovú časť čísla, a teda platí:

$$\nu = [\nu] + \{\nu\}. \tag{2.16}$$

Po vysvetlení potrebných konceptov a niektorých dielčich výpočtov môžeme pristúpiť k samotnému algoritmu pre simuláciu transportu častice látkou:

1. **Emisia častice**. Určíme počiatočný bod $\boldsymbol{r}'$ dráhy primárnej častice, jej smer $\boldsymbol{\Omega}'$ a energiu E' na základe hustoty pravdepodobnosti $f(\boldsymbol{r}', E', \boldsymbol{\Omega}')$ danou spektrom zdroja.
2. **Transport**. Vygenerovanie dĺžky voľnej dráhy λ je vo všeobecnosti zložité a pre jeho podrobný popis odkazujeme na Virius (2010). Z jej hodnoty stanovíme polohový vektor $\boldsymbol{r}$ koncového bodu tejto dráhy vzťahom

$$\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}' + \lambda \boldsymbol{\Omega}'. \tag{2.17}$$

3. **Test konca histórie**. Ak leží koncový bod dráhy $\boldsymbol{r}$ mimo skúmaný systém nášho záujmu, končí sledovanie tejto častice a prechádzame na 9. krok.

4. **Druh interakcie**. Podľa rov. (2.15) určíme druh interakcie. Ak ide o pohltenie častice, končí jej sledovanie a prechádzame na 9. krok algoritmu.
5. **Počet sekundárnych častíc**. Počet sekundárnych častíc určíme ako $N = [\nu]$ s pravdepodobnosťou $1 - \{\nu\}$, $n = [\nu] + 1$ s pravdepodobnosťou $\{\nu\}$.
6. **Parametre sekundárnych častíc**. Pomocou diferenciálnych účinných prierezov určíme uhol rozptylu ϑ (tým aj $\cos\vartheta$) a azimutálny uhol φ, prípadne ďalšie sledované parametre jednotlivých sekundárnych častíc. Pomocou rov. (2.10) až rov. (2.12) určíme smerové vektory sekundárnych častíc.
7. **Uloženie častíc do zásobníka**. Ak je počet sekundárnych častíc $N > 1$, uložíme do zásobníka ich parametre: polohu $\boldsymbol{r}_i$, smerový vektor $\boldsymbol{\Omega}_i$, energiu E_i, prípadne ďalšie, pre $i = 2, \ldots, N$.
8. **Pokračovanie histórie primárnej častice**. Ďalej sledujeme časticu s indexom 1, takže položíme $\boldsymbol{r}' \leftarrow \boldsymbol{r}_1$, $\boldsymbol{\Omega}' \leftarrow \boldsymbol{\Omega}_1$, $\boldsymbol{E}' \leftarrow \boldsymbol{E}_1$ a podobne pre ďalšie sledované parametre. Prechádzame na 2. krok algoritmu.
9. **Test konca histórie**. Ak je zásobník s časticami prázdny, história tejto primárnej častice končí a prechádzame na 11. krok algoritmu.
10. **Prechod k ďalšej sekundárnej častici**. Postupne odstránime zo zásobníka ďalšie sekundárne častice, zapíšeme ich do odpovedajúcich premenných a prechádzame na 2. krok algoritmu.
11. **Koniec výpočtu histórie**. Vyhodnotíme skóre (angl. *tally*) práve skončenej histórie a pripravíme simuláciu ďalšej primárnej častice.

Veľkou výhodou prístupu MMC, narozdiel od DOM, je, že sa dokáže výborne vysporiadať s komplexnými geometriami úloh. Problémy pri použití tohto alebo podobného algoritmu však nastávajú, ak v oblasti, v ktorej prebieha skórovanie, t. j. vyhodnocovanie hodnôt, resp. pravdepodobnostných rozdelení veličín, ktoré skúmame, z rôznych príčin dochádza k malému množstvu relevantných javov. Drvivá väčšina simulovaných častíc potom bude mať nulový príspevok do konečného skóre, a teda bude potrebné obrovské množstvo simulovaných častíc pre štatisticky zmysluplné výsledky. V takom prípade sa pristupuje pri modelovaní pomocou MMC k niektorej alebo často aj viacerým z **metód zmenšovania rozptylu** (angl. *variance reduction*). Pri niektorých z týchto metód zostáva zachovaná vernosť fyzikálnemu procesu, a teda modelovanie zostáva analógové. Pri iných, často používaných, upravujeme parametre (angl. *biasing*) modelu, aby sme zvýšili pravdepodobnosť udalostí, ktoré sú predmetom záujmu. Ide o **neanalógové modelovanie**. Niektoré z týchto techník spomenieme v ďalšom texte pri predstavení výpočtového kódu MCNP, ktorý je spolu s ďalšími kódmi, ako sú EGSnrc, FLUKA, GEANT, PENELOPE alebo TRIPOLI, jedným z najvýznamnejších predstaviteľov výpočtových kódov využívajúcich MMC pre simuláciu radiačného transportu.

2.2.2 Výpočtový kód MCNP

Úvod

Výpočtový kód MCNP™ (*Monte Carlo N-Particle*), v jeho rozšírení MCNPX™ (*Monte Carlo N-Particle Extended*), ktorý je pod rôznymi názvami vyvíjaný v Los Alamos National Laboratory v Novom Mexiku v USA už viac ako 60 rokov, ako dokazuje Cashwell a Everett (1959), umožňuje simulovať mnohé typy častíc cez veľké rozsahy energií, počas radiačného transportu látkovým prostredím.

Kód MCNP5 umožňuje simulovať transport neutrónov, fotónov a elektrónov. Typov elementárnych častíc a ľahkých iónov, ktorých interakcie je možné simulovať, je v prípade MCNPX v. 2.7.0 až 35, k čomu treba pripočítať ďalších 7 typov antičastíc a viac ako 2000 druhov ťažkých iónov. Ďalší krok vo vývoji – MCNP6 v. 1.0 (vyšiel v roku 2013), ktorý vznikol spojením MCNP5 a MCNPX spolu s pridaním nových možností, má repertoár častíc prakticky zhodný s MCNPX. Čo sa týka energií, MCNP6 umožňuje simulovať transport fotónov o energiách 1 eV až 100 GeV a neutrónov od termálnych až po 100 MeV (pri použití evaluovaných dátových knižníc).

Z toho, čo bude na tomto mieste povedané, je mnohé aplikovateľné rovnako dobre na kódy MCNPX a MCNP5, a prakticky všetko na najnovší kód MCNP6. Preto budeme pri všeobecne platiacich tvrdeniach používať označenie MCNP.

Autoritatívnymi zdrojovými materiálmi pre prácu s kódmi MCNP sú originálne manuály od vývojárov týchto kódov: MCNP5 – X-5 Monte Carlo Team (2003), MCNPX – Pelovitz a kol. (2011) a MCNP6 – Pelovitz a kol. (2013). Na informáciach z týchto manuálov bude založený nasledovný výklad, ale pre rýchle zoznámenie sa s prácou s kódom MCNP5 možno odporučiť aj relatívne stručný a informatívny MCNP Primer (Shultis a Faw, 2011).

Webová stránka venovaná MCNP (LANS, 2014), udržiavaná jeho vývojovým tímom pracujúcim pod organizáciou Los Alamos National Security (LANS), taktiež ponúka nepreberné množstvo materiálu venujúceho sa všetkým teoretickým aj praktickým aspektom práce s touto rodinou výpočtových kódov. Na tomto portáli zverejnené publikácie pochádzajú častokrát od samotných vývojárov kódov MCNP.

Kód MCNP je možné získať zo strediska RSICC, z ktorého pochádza aj kópia využívaná v tejto práci.

Základný postup práce s MCNP spočíva v napísaní textového vstupného súboru so všetkými potrebnými údajmi – o geometrii, použitých materiáloch, zdroji IŽ, voľbe metód zmenšovania rozptylu, počte simulovaných histórií, atď., následné spustenie simulácie v príkazovom riadku, napr. jednoduchým príkazom

```
mcnp6 i=Lineárny-zdroj-hliník.txt o=Lineárny-zdroj-hliník-output.txt
```

spustíme simuláciu navrhnutú vo vstupnom súbore `Lineárny-zdroj-hliník.txt`. Výsledky simulácie sa v tomto príklade uložia do výstupného textového súboru s názvom `Lineárny-zdroj-hliník-output.txt`. Pozorná analýza výstupného súboru je dôležitou súčasťou práce s MCNP. Na základe nej môžeme napr. upraviť niektoré parametre, zmeniť geometriu, atď. Výstupný súbor obsahuje

Veľmi dôležitá a častokrát netriviálna je kontrola korektnosti navrhnutej geometrie. Túto prácu môže značne uľahčiť program MCNP Visual Editor, tiež nazývaný Vised, ktorý je súčasťou distribúcie kódu MCNP (Schwarz, 2015). Vised umožňuje taktiež tvorbu vstupných súborov a kreslenie grafov z údajov zo skórovania.

Metódy zmenšovania rozptylu v MCNP

Ako **rozptyl skóre** V_{sim} budeme označovať druhú mocninu výberovej smerodajnej odchýlky aritmetického priemeru, ktorá je de facto pravou stranou rov. (2.8) pre $k = 1$. Pre rozptyl skóre teda platí:

$$V_{\text{sim}} = \frac{\mathrm{D}\left[\xi\right]}{N}. \tag{2.18}$$

Menej technicky povedané, rozptyl skóre predstavuje rozptyl hodnôt, ktoré dosahujú nami hľadané veličiny, napr. fluencie, pri jednotlivých simuláciách (každá s N históriami). Je to práve rozptyl skóre, ktorý je tou veličinou, na ktorú sa metódy znižovania rozptylu zameriavajú.

Zobrazovaná vo výstupných súboroch po výpočte vykonanom MCNP je iná veličina – **relatívna chyba skóre**. Podľa manuálu (X-5 Monte Carlo Team, 2003) je ju možno definovať nasledovne:

$$R_{\text{sim}} = \frac{\sqrt{V_{\text{sim}}}}{\bar{\xi}}, \tag{2.19}$$

kde $\bar{\xi}$ predstavuje výberový priemer získaný z N náhodných vzoriek z celého súboru dát (všetky možné histórie). Rozptyl skóre aj relatívna chyba skóre sú teda vzájomne previazané a metódami zmenšovania rozptylu redukujeme hodnoty oboch. Pomocou oboch veličín tiež jednoducho určíme **výberovú smerodajnú odchýlku** σ:

$$\sigma = \sqrt{V_{\text{sim}}} = R_{\text{sim}}\bar{\xi}. \tag{2.20}$$

V súlade s rov. (2.8) je potom rozdiel (skutočnej) strednej hodnoty $\mathrm{E}\left[\xi\right]$ a výberového priemeru (získaného simuláciou v MCNP) $\bar{\xi}$ menší ako σ, 2σ, resp. 3σ, s 68,27%, 95,45%, resp. 99,73% pravdepodobnosťou.

Hlavnou výzvou pri práci s MCNP je minimalizovať výpočtovú kapacitu potrebnú na dosiahnutie skóre s akceptovateľným R_{sim} a súčasným splnením ďalších deviatich štatistických testov. Zopakujme, že toto je najmä pri úlohách s hlbokým

vniknutím častíc do tieniaceho materiálu značne problematické a priama simulácia (analógové modelovanie) by vyžadovala príliš mnoho simulovaných histórií na dosiahnutie prijateľných výsledkov v rámci prideleného strojového času. Pre také prípady musíme mať pripravené ďalšie techniky na zníženie R_{sim}, prípadne na dosiahnutie toho istého R_{sim}, ale pri menšom využití výpočtovej kapacity.

Účinnosť simulácie (angl. *figure of merit*) *FOM* nám umožňuje navzájom porovnávať rôzne spôsoby znižovania rozptylu. Je definovaný vzťahom

$$FOM = \frac{1}{R_{\text{sim}}^2 t_{\text{sim}}}, \tag{2.21}$$

kde t_{sim} je čas trvania simulácie. Keďže R_{sim}^2 je nepriamo úmerné počtu simulovaných histórií častíc N a dĺžka simulácie je priamo úmerná N, vyplýva z toho, že okrem väčších štatistických fluktuácií na začiatku simulácie, by malo byť *FOM* približne konštantné počas celej simulácie s N históriami častíc. Ako je jasné z tejto definície, z rôznych spôsobov prevedenia simulúcie tej istej úlohy je vo všeobecnosti najvýhodnejší ten s najvyšším *FOM*. Umožňuje totiž dosiahnuť danú relatívnu chybu skóre v najkratšom čase alebo v danom čase najmenšiu relatívnu chybu skóre.

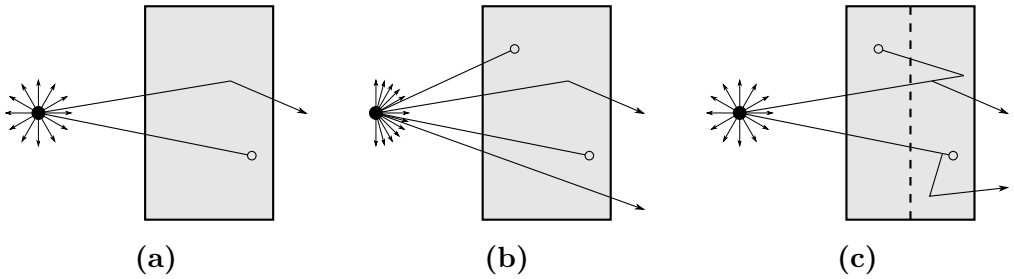
Na zníženie výpočtovej náročnosti môžeme použiť dva základné prístupy: zjednodušiť model, alebo použiť neanalógové simulácie.

Pri prvom prístupe využívame skutočnosti, že geometria alebo fyzika použitá na simuláciu transportu častice môže byť často zjednodušená alebo (v prípade fyziky) zjednodušená od prekročenia rozumne zvolenej hranice určitej fyzikálnej veličiny, najčastejšie energie. Je napríklad stratou cennej výpočtovej kapacity používať detailný geometrický model oblasti, ktorá je ďaleko od skórovacej oblasti s detektorom a ktorá má zanedbateľný vplyv na radiačné pole v blízkosti detektora. Podobne je plytvaním sledovať neutróny pri ich termalizácii v štíte, ak je hľadanou veličinou fluencia len rýchlych neutrónov v nejakom objekte. Pre takýto typ úloh môžeme sledovanie histórie daného neutrónu ukončiť okamžite po jeho opustení oblasti vysokých energií, bez vplyvu na korektnosť výsledného skóre.

Druhý základný prístup k znižovaniu rozptylu skóre je modifikácia samotného procesu simulácie tým, že niektoré udalosti spravíme viac alebo menej pravdepodobnými, ako by boli v realite. MCNP ponúka veľa možností, ako zaviesť do simulácie takéto neanalógové modelovanie a ich prípadnou kombináciou učiniť úlohu ľahšie vykonateľnou. Tieto neanalógové techniky môžu byť kategorizované na tri základné: populačná kontrola, modifikovaný výber (angl. *modified sampling*), a čiastočne deterministické výpočty. Pri prvej počty častíc v oblastiach s vysokou (nízkou) dôležitosťou môžu byť umelo zvýšené (znížené). Pri metódach modifikovaného výberu môžeme ovplyvniť prirodzené frekvencie výskytu istých udalostí. A konečne, pri čiastočne deterministických výpočtoch, môže byť časť simulácie náhodnej prechádzky nahradená kalkuláciou založenou na koncepte zdrojových jadier (časť 1.3).

Podrobnejšie popisy jednotlivých metód zmenšovania rozptylu:

1. **Trunkačné techniky**. Základná myšlienka týchto metód spočíva v zmenšení času potrebného na simuláciu histórie jednej častice, buď zjednodušením geometrie, alebo fyziky používanej na generovanie náhodných prechádzok každej častice. Správna aplikácie tohto prístupu si vyžaduje značnú skúsenosť, pretože zjednodušenie geometrie alebo fyziky vnáša do skóre odchýlku (angl. *bias*). Môžeme teda dosiahnuť výsledky veľmi **precízne** (angl. *precise*) – majúce nízky rozptyl skóre alebo relatívnu chybu skóre, ale zato málo **presné** (angl. *accurate*), t. j. také, ktoré sa odchyľujú od modelovanej skutočnosti. Vo všeobecnosti je častokrát potrebné vyskúšať niekoľko behov výpočtu, aby sme mohli posúdiť dôležitosť každého zjednodušenia. MCNP nemôže dávať žiadne varovania o chybách zanesených geometrickými zjednodušeniami. Pri fyzikálnych zjednodušeniach MCNP môže vo výstupe vygenerovať varovanie, ale neindikuje, nakoľko vážna odchýlka bola zanesená. Zjednodušenia môžu spočívať napríklad v ukončení simulovania histórie častice, ktorej energia klesne pod určitú hranicu. Toto môže byť zvlášť užitočné pri nízkoenergetických fotónoch, ktoré majú veľmi nízky príspevok do skóre počítajúceho energiu dodanú látke. U neutrónov sa toto zjednodušenie tak často použiť nedá, pretože práve neutróny s nízkymi energiami produkujú najviac štiepení a najviac fotónov z radiačných záchytov. Fyzikálne zjednodušenia väčšinou v zanedbaní fyzikálneho procesu, ktorý sa v skutočnosti odohráva s nenulovou pravdepodobnosťou. U fotónov je to napríklad zanedbanie tripletovej produkcie (vytvorenie páru elektrón-pozitrón v blízkosti orbitalového elektrónu) alebo zanedbanie niektorých elektrónových vrstiev pri fotoelektrickom jave. U neutrónov je možnosť nad istými energiami zjednodušovať výpočet priemerovaním účinných prierezov, prípadne zvolením implicitnej absorpcie (viď ďalej).
2. **Neanalógová simulácia**. Počet častíc, ktoré sa dostanú do záujmovej oblasti môžeme dramaticky zvýšiť vzdaním sa analógovej simulácie. Samozrejme, stredná hodnota skóre musí zostať nezmenená. Pri súčasnom navýšení počtu častíc v skórovacej oblasti to môžeme dosiahnuť pridelením váhy každej častici. Tá sa prideľuje takým spôsobom, aby priemer váh častíc zaznamenaných detektorom bol rovnaký ako stredná hodnota skóre v analógovej simulácii. Čiže ak učiníme nejakú udalosť v histórii častice N-krát pravdepodobnejšou, musíme vynásobiť váhu častice faktorom $1/N$, aby sme nevychýlili skóre. Neanalógových techník je hneď niekoľko a názorne ich popíšeme s pomocou obr. 2.2.
   Úloha z obr. 2.2a ukazuje situáciu s izotropným zdrojom častíc a štítom, pričom nás zaujíma, aký podiel častíc dopadajúcich na štít prejde jeho zadným (skórovacím) povrchom. Ako ale vidno, minimálne polovica častíc zo zdroja putuje smerom od štítu a na nami zadefinované skóre nemá žiaden vplyv.



Obr. 2.2 Analógové a neanalógové modelovanie v MCNP: (a) analógová simulácia, (b) vychyľovanie zdroja a (c) rozštiepenie častice. Podľa Shultis a Faw (2011).

Vychyľovanie zdroja (angl. *source biasing*) umožňuje vychýliť uhlové (vo všeobecnosti aj iné) emisné spektrum zdroja, aby všetky častice smerovali k štítu. Pri tom istom počte simulovaných histórií potom môžeme zdvojnásobiť počet častíc letiacich smerom k štítu, ako ukazuje obr. 2.2b. Váhu častíc produkovaných zdrojom musíme v tomto prípade znížiť na polovicu. Vychyľovanie zdroja je veľmi účinná technika, obzvlášť pre úlohy s kolimovanými zdrojmi, kde je častokrát jej použitie nevyhnutné. Využitie nájde aj v praktickej časti tejto práce (viď časť 3.2). Vyžaduje si však dostatočné porozumenie tomu, ktoré smery (energie) zo skutočného emisného spektra zdroja nemajú praktický vplyv na hodnotu hľadaného skóre a môžu teda byť zanedbané.

Rozštiepenie častice (angl. *splitting*) je ďalšou technikou na zvýšenie počtu častíc, ktoré dosiahnu skórovací povrch. Tieniaci štít tu konceptuálne rozdelíme v polovici na dve vrstvy (viď obr. 2.2c). Kedykoľvek častica prekročí hranicu medzi vrstvou bližšie k zdroju a vrstvou ukončenú skórovacím povrchom, rozštiepime ju na dve častice, každú s polovičnou váhou a rovnakým vektorom rýchlosti ako pôvodná častica. Simulácie náhodných prechádzok nových častíc potom prebiehajú nezávisle. Zdvojnásobením počtu simulovaných častíc zmenšíme rozptyl. Táto jednoduchá technika bude taktiež aplikovaná v praktickej časti práce, s rozdeľovaním pôvodnej častice až na štyri dcérske.

Ruská ruleta, technika naznačená taktiež na obr. 2.2c, umožňuje ukončiť s istou pravdepodobnosťou históriu častice, ktorá sa dostala príliš ďaleko od skórovacej oblasti. Ak napríklad v polovici prípadov históriu častice, ktorá sa dostane z pravej vrstvy naspäť do ľavej, ukončíme a druhej polovici takýchto častíc zdvojnásobíme váhu, dosiahneme tým zníženie počtu simulovaných histórií pri nezmenenej strednej hodnote výsledného skóre.

Implicitná absorpcia umožňuje sledovať históriu častice aj po jej záchyte. Častice, ktorých história je simulovaná pri prechode štítom, ale sú pri tomto prechode zachytené, predstavujú plytvanie výpočtovou kapacitou. Pri analógo-

vom simulovaní prichádza pri každej interakcii k záchytu a tým aj k ukončeniu histórie danej častice s pravdepodobnosťou σ_c/σ_t (σ_c je účinný prierez pre záchyt). Pri implicitnej absorpcii častica pokračuje vo svojej ceste, ako keby sa žiadna interakcia neudiala, ale so zníženou váhou (pri pôvodnej váhe W_0):

$$W_i = W_0 \left(1 - \frac{\sigma_c}{\sigma_t}\right), \tag{2.22}$$

vďaka čomu nestrácame žiadne častice pri záchyte, ale zároveň riadne zohľadníme účinky absorpcií na výsledné skóre.

Exponenciálna transformácia umelo mení vzdialenosť do ďalšej kolízie, a to takým spôsobom, že častice môžu byť s väčšou pravdepodobnosťou posielané k skórovacím oblastiam a s nižšou pravdepodobnosťou smerom od týchto oblastí. Funguje tak, že pre smery častice, ktoré sú bližšie k jej žiadanému smeru, t. j. smeru k skórovacej oblasti, umelo znižuje celkový makroskopický účinný prierez Σ_t na novú, transformovanú, hodnotu

$$\Sigma_t' = \Sigma_t \left(1 - p \cos\alpha\right). \tag{2.23}$$

Uhol α je medzi skutočným smerom častice a tým žiadaným a pre naťahovací parameter p platí $|p| < 1$. Ako môžeme vidieť z tohto vzťahu, pre klesajúci uhol α, a teda pre viac žiadané smerovanie častice, znamená pokles celkového makroskopického účinného prierezu, čo zase znamená nárast voľnej dráhy častice λ v danom smere. Aby sme udržali simuláciu neskreslenú, musíme znížiť váhu častice. Váha častice bude znížená tým viac, čím nepravdepodobnejšia (t. j. viac predĺžená) dráha bola exponenciálnou transformáciou umožnená.

$$W_t = W_0 \frac{\Sigma_t e^{-\Sigma_t \lambda}}{\Sigma_t' e^{-\Sigma_t' \lambda}} = W_0 \frac{e^{-\Sigma_t \lambda p \cos\alpha}}{1 - p\cos\alpha}. \tag{2.24}$$

Váhové okná (angl. *weight windows*) sa často používajú spoločne s exponenciálnom transformáciou. Táto metóda znižovania rozptylu mení váhu častíc, ako menia energiu a putujú geometriou úlohy. V každej bunke (priestorovo ohraničený región) je definovaná dolná a horná (ako násobok dolnej) hranica váhy častice, pričom tento interval tvorí váhové okno. Ak častica vstupujúca do bunky alebo vytvorená v bunke má váhu väčšiu ako horná hranica, častica je rozdelená tak, aby mali všetky dcérske častice váhy spadajúce do váhového okna. Podobne, ak má častica nižšiu váhu, ako je definovaná dolná hranica váhy, použije sa ruská ruleta až kým nemá častica váhu dostatočnú na to, aby sa nachádzala vo váhovom okne, alebo kým nie je častica pri ruskej rulete zničená. Na voľbu vhodných váhových okien sa v MCNP často využíva generátor váhových okien.

Porovnanie MCNP a metódy zdrojových jadier na praktickom príklade

Keďže v ďalšom texte budeme využívať na modelovanie tienenia γ-žiarenia kód MCNP6, je vhodné demonštrovať jeho funkčnosť a spôsob práce s ním na jednoduchších úlohách. Správnosť výsledkov môžeme overiť pomocou vzťahov, odvodených v časti 1.3, ktoré spočívali v rozložení zdroja na infinitezimálne zdrojové jadrá.

V rov. (1.12) a rov. (1.16) sme odvodili vzťahy pre nekolidovanú dávku D_0 obdržanú od lineárneho zdroja častíc vo vákuu, resp. v nekonečnom homogénnom médiu. Pre účely nášho porovnania je však praktickejšie pracovať s nekolidovanými fluenciami, a to vztiahnutými na jednu vzniknutú časticu v zdroji. Túto budeme označovať **jednotková nekolidovaná fluencia** $\Phi_0^{(1)}$. Túto veličinu budeme používať, pretože kód MCNP6 pri využití skórovacej funkcie F2 priamo určí jej výberový priemer a interval spoľahlivosti (angl. *confidence interval*).

Pre lineárny zdroj častíc s dĺžkou L, ktorý vyprodukuje N častíc, platí:

$$S_l = \frac{N}{L}. \tag{2.25}$$

Dosadením z rov. (2.25) do rov. (1.12) a vydelením dávkového konverzného koeficientu R dostaneme vzťah pre nekolidovaná fluenciu od lineárneho zdroja vo vákuu:

$$\Phi_0 = \frac{N\theta_L}{4\pi hL}. \tag{2.26}$$

Konečne, podielom tejto nekolidovanej fluencie a počtu vytvorených častíc dostaneme vzťah pre jednotkovú nekolidovanú fluenciu:

$$\Phi_0^{(1)} = \frac{\theta_L}{4\pi hL} = \frac{\operatorname{arctg}(L/h)}{4\pi hL}. \tag{2.27}$$

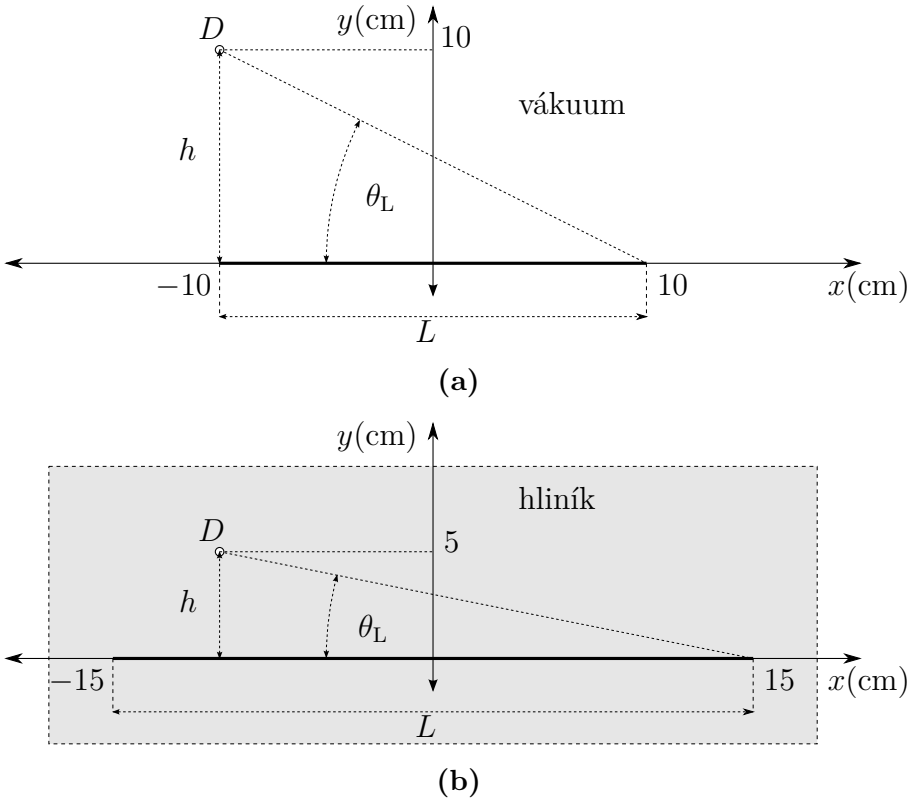
Analogicky pre jednotkovú nekolidovanú fluenciu v homogénnom médiu odvodíme:

$$\Phi_0^{(1)} = \frac{1}{4\pi hL} F(\theta_L, \mu(E)h). \tag{2.28}$$

Pre demonštrovanú úlohu, zobrazenú na obr. 2.3, použijeme dve základné homogénne médiá – vákuum a hliník. V nich budeme v rôznych kolmých vzdialenostiach h od konca lineárneho zdroja o dĺžke L – v bode D – merať jednotkovú nekolidovanú fluenciu $\Phi_0^{(1)}$ bodovým detektorom. Častice produkované izotropným lineárnym zdrojom budú fotóny s energiami 2 MeV (vákuum) a 1 MeV (hliník). Pre každé médium spravíme jeden ukážkový výpočet $\Phi_0^{(1)}$ s využitím odvodených vzťahov.

V prípade vákua pri uvažovaní $h = 10$ cm a $L = 20$ cm z rov. (2.27) plynie

$$\Phi_0^{(1)} = \frac{\operatorname{arctg}(L/h)}{4\pi hL} = \frac{\operatorname{arctg}(20\ \text{cm}/10\ \text{cm})}{4\pi\,(10\ \text{cm})\,(20\ \text{cm})} = 4{,}405{\cdot}10^{-4}\ \text{cm}^{-2}. \tag{2.29}$$



Obr. 2.3 Lineárny zdroj fotónov v homogénnom médiu: (a) vákuu, (b) hliníku.

Pre úlohu s detektorom a lineárnym zdrojom v homogénnom hliníkovom médiu (obr. 2.3b) už hodnotu $\mu(E)$ potrebujeme zistiť, pretože nie je nulová. Ako substitúciu $\mu(E)$ budeme ďalej používať hmotnostné súčinitele zoslabenia $\mu_\mathrm{m}(E)$ uvedené v práci Shultis a Faw (2000), vynásobené hustotami ϱ použitých materiálov.

Pre hliníkové médium a energiu fotónov 1 MeV je $\mu_\mathrm{m} = 6{,}131 \cdot 10^{-2}\ \mathrm{cm^2 \cdot g^{-1}}$. Uvažujeme $\varrho = 2{,}7\ \mathrm{g \cdot cm^{-3}}$, $h = 5$ cm a $L = 30$ cm. Jednotková nekolidovaná dávka z lineárneho zdroja častíc získaná výpočtom potom podľa rov. (2.28) je

$$\begin{aligned}\Phi_0^{(1)} &= \frac{1}{4\pi h L}\int_0^{\theta_L} \mathrm{e}^{-\mu(E) h \sec x}\,\mathrm{d}x = \frac{1}{4\pi h L}\int_0^{\operatorname{arctg}(L/h)} \mathrm{e}^{-\mu_\mathrm{m}(E)\varrho h \sec x}\,\mathrm{d}x = \\ &= \frac{1}{4\pi\,(5\cdot 30)\,\mathrm{cm^2}}\int_0^{\operatorname{arctg}(30/5)} \mathrm{e}^{-\left(6{,}131\cdot 10^{-2}\ \mathrm{cm^2\cdot g^{-1}}\cdot 2{,}7\ \mathrm{g\cdot cm^{-3}}\cdot 5\ \mathrm{cm}\right)\sec x}\,\mathrm{d}x = \\ &= 2{,}178\cdot 10^{-4}\ \mathrm{cm^{-2}}.\end{aligned} \tag{2.30}$$

Keďže hodnotu $\mu_\mathrm{m}(E)$ poznáme len s presnosťou na štyri platné číslice, konečné výsledky uvádzame taktiež s takouto presnosťou. Výsledky všetkých výpočtov vychádzajúcich z PKM sú prehľadne zhrnuté v tab. 2.1.

Vstupné súbory pre simuláciu rovnakých situácií kódom MCNP6 sú uvedené a okomentované v prílohe A.1 (vákuum) a prílohe A.2 (hliník). Jediná komplikácia tohto prístupu spočíva v spôsobe určenia bodovej fluencie. V MCNP6 existuje

špeciálna skórovacia funkcia F5 slúžiaca na bodovú detekciu, jej použitie však pri meraní priamo v tieniacom médiu (napr. v nami použitom hliníku), kde nastávajú rozptyly aj v bezprostrednej blízkosti detektora, nie je príliš vhodné, čo potvrdzujú aj autorove skúsenosti. Lepším prístupom sa ukázalo využitie merania priemernej fluencie na povrchu pomocou spoľahlivej skórovacej funkcie F2, čím síce zanášame do simulácie systematickú chybu, ale pri vhodne skórovacom povrchu sa takto získané výsledky líšia od bodovej fluencie len zanedbateľne. V našom prípade sme využili na skórovanie vonkajší plášť veľmi nízkeho valca (disku) s polomerom h. Vzhľadom na valcovú symetriu úlohy a fakt, že fluencia sa príliš nemení pozdĺž výšky veľmi nízkeho valca, je to prijateľný postup, ako potvrdzujú získané výsledky.

Obidve simulácie v MCNP6 trvali približne 20 minút na zariadení s taktovacou frekvenciou procesora 1,86 GHz. Zatiaľ čo u vákua účinnosť simulácie *FOM* klesala s rastúcou kolmou vzdialenosťou h detektora od konca lineárneho zdroja len pomaly – o necelých 20 % pri náraste h z 5 na 20 cm, pre médium s nenulovým μ bol tento pokles oveľa dramatickejší – pri šesťnásobnom náraste h kleslo *FOM* o tri rády.

Ako vidno z tab. 2.1, napriek systematickej chybe v simulácii sa výsledné jednotkové nekolidované dávky $\Phi_0^{(1)}$ získané výpočtami vychádzajúcimi z PKM nachádzajú v intervale spoľahlivosti $\pm 3\sigma$ so stredom okolo výberového priemeru $\Phi_0^{(1)}$ získaného simuláciou kódom MCNP6. Niektoré hodnoty spadajú do ešte užších intervalov spoľahlivosti – s polomerom 2σ alebo dokonca len σ. Vidíme, že už pri použití takejto nerealisticky jednoduchej geometrie nie je simulácia transportu fotónov pomocou MMC markantne zložitejšia ako použitie prístupu PKM. Pri geometricky realistickejších úlohách komparatívne výhody MMC výrazne narastú.

Tab. 2.1 Porovnanie výsledkov získaných pomocou PKM a pomocou kódu MCNP6 (interval spoľahlivosti $\pm 3\sigma$). Počet simulovaných častíc bol vždy $N = 10^8$. Izotopické zloženie hliníkového média je rovné jeho prírodnému výskytu.

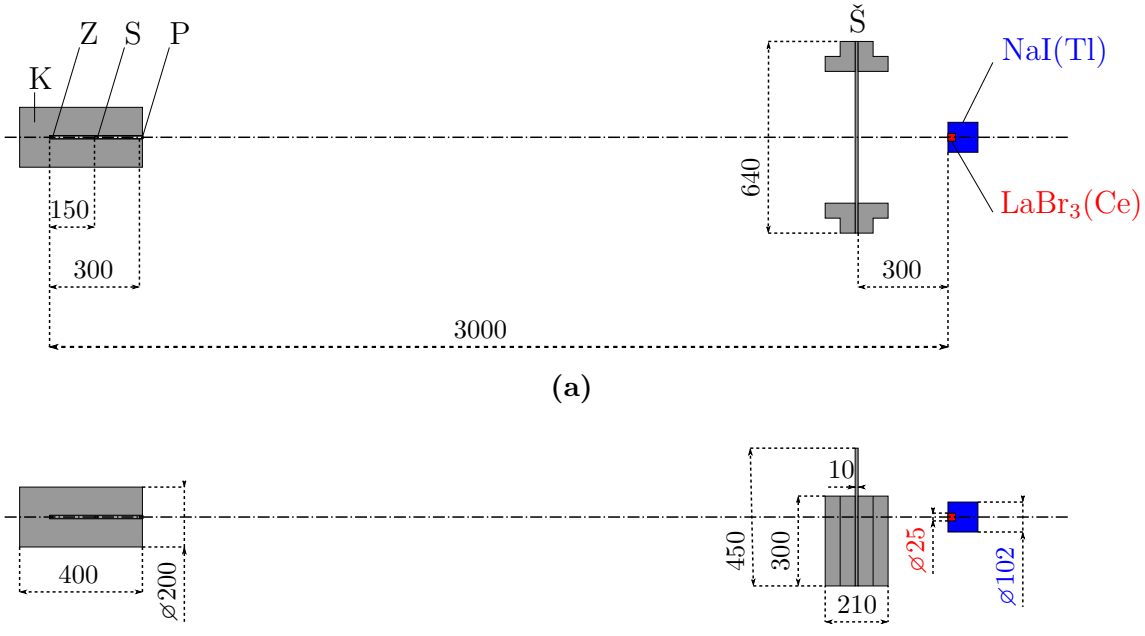
Médium	E (MeV)	L (cm)	h (cm)	$\Phi_0^{(1)}$ $(10^{-7}\ \mathrm{cm}^{-2})$		*FOM* (min^{-1})
				PKM	MCNP6	
vákuum	2	20	5	10 550,000	10 612,600 ± 70,043	10 502
vákuum	2	20	10	4 405,000	4 419,870 ± 29,171	10 579
vákuum	2	20	15	2 460,000	2 467,850 ± 17,028	9 733
vákuum	2	20	20	1 562,000	1 563,540 ± 11,257	8 684
hliník	1	30	5	2 178,000	2 196,400 ± 22,992	2 067
hliník	1	30	10	386,900	391,434 ± 7,985	838
hliník	1	30	20	28,600	28,274 ± 1,459	133
hliník	1	30	30	3,044	2,902 ± 0,370	22

3 SIMULÁCIA TIENENIA IONIZUJÚCEHO ŽIARENIA POMOCOU MCNP6

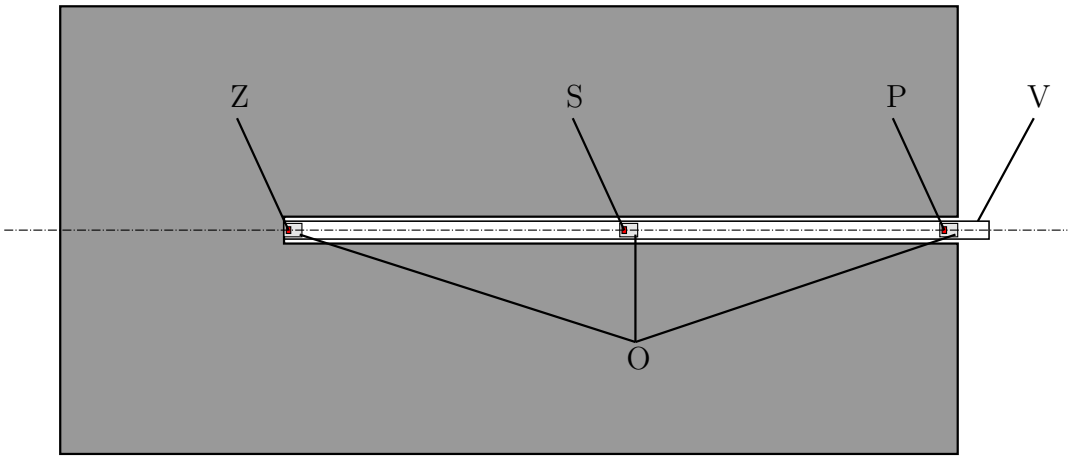
Pre otestovanie schopností kódu MCNP6 na reálnej situácií, pri ktorej dochádza k tieneniu IŽ, sme vykonali praktické meranie. Ďalšou motiváciou pre využitie experimentálneho aparátu bolo otestovanie poznatkov o transporte IŽ pri geometrii úzkeho a širokého zväzku, ako popisuje časť 1.4.

3.1 Meranie tieneného ionizujúceho žiarenia scintilačnými detektormi

Meranie prebehlo v dňoch 20.–21. 4. 2015, v Dielni ionizujúceho žiarenia na Ústave elektroenergetiky FEKT VUT Brno. Experiment, ktorého priestorové dispozície popisuje obr. 3.1 spočíva v umiestnení zdroja ^{60}Co do oloveného kolimátora, do trôch rôznych polôh. Následne prebehlo meranie pulzov scintilačnými detektormi s kryštálmi NaI(Tl) (4 in × 4 in) a $LaBr_3$(Ce) (1 in × 1 in). Zmerali sa tiež varianty s olovenným tieniacim štítom a bez neho. Celkovo teda prebehlo 12 rôznych meraní. K nim treba pripočítať meranie pozadia obomi detektormi.



Obr. 3.1 Geometria experimentu: (a) pôdorys, (b) bokorys. Legenda: K – kolimátor; Z, S a P – zadná, stredná a predná poloha zdroja v kolimátore; Š – tieniaci štít.



Obr. 3.2 Detail rezu kolimátorom. Legenda: Z, S a P – zadná, stredná a predná poloha zdroja v kolimátore; V – hliníková vložka; O – obal zdroja z nerezovej ocele.

Pre priamu porovnateľnosť rôznych meracích zostáv a neskôr taktiež merania a simulácie, zavedieme veličinu **jednotková početnosť častíc** $N^{(1)}$. Pre daný interval energií okolo E, určíme jednotkovú početnosť ako pomer počtu častíc N_m nameraných detektorom počas celého merania na danom intervale energií, a počtu premien, ktoré prebehli v zdroji IŽ počas živej doby (angl. *live time*) detektora. Tento počet premien sa dá vyjadriť súčinom aktivity zdroja v čase merania A_m a živej doby detektora $t_\mathrm{ž}$. Pre jednotkovú početnosť tak dostaneme vzťah:

$$N^{(1)}(E) = \frac{N_\mathrm{m}(E)}{A_\mathrm{m} t_\mathrm{ž}}. \tag{3.1}$$

Na jeho použitie však potrebujeme určiť A_m zdroja IŽ. Použitým zdrojom bol v priebehu experimentov výhradne ^{60}Co, s aktivitou certifikovanou vo výške $A_0 = 2{,}7$ mCi (99,9 MBq). Nuklid použitý pri meraní má polčas premeny $T_{1/2,\mathrm{m}} = 5{,}270$ y (Shultis a Faw, 2000). Premenovú konštantu meraného zdroja λ_m potom určíme ako

$$\lambda_\mathrm{m} = \frac{\ln 2}{T_{1/2,\mathrm{m}}} = \frac{\ln 2}{5{,}270\ \mathrm{y} \cdot \frac{365\ \mathrm{d}}{1\ \mathrm{y}}} = 3{,}603{\cdot}10^{-4}\ \mathrm{d}^{-1}. \tag{3.2}$$

Od dátumu certifikácie (5. 12. 2013) do dňa, kedy sa pri experimente použil daný zdroj IŽ, ^{60}Co, (20. 4. 2015), uplynulo $t_\mathrm{m} = 501$ dní. Aktivita zdroja IŽ v čase merania, A_m, bola oproti pôvodnej aktivite A_0 znížená podľa exponenciálneho zákona:

$$A_\mathrm{m} = A_0 \mathrm{e}^{-\lambda_\mathrm{m} t_\mathrm{m}} = \left(2{,}7\ \mathrm{mCi} \cdot \frac{3{,}7{\cdot}10^7\ \mathrm{Bq}}{1\ \mathrm{mCi}}\right) \mathrm{e}^{-3{,}603{\cdot}10^{-4}\ \mathrm{d}^{-1}{\cdot}501\ \mathrm{d}} = 83{,}4\ \mathrm{MBq}. \tag{3.3}$$

Tento poznatok tiež využijeme pri simulácii, kde budeme predpokladať, že zdroj na jeden svoj atóm obsahuje len 83,4/99,9 = 0,835 atómu ^{60}Co a zvyšný obsah budú tvoriť produkty jeho β^- premien – atómy ^{60}Ni.

Pri meraní bol použitý program viackanálový analyzátor (MCA) MAESTRO® (ORTEC, 2012). Na následnú analýzu plôch vrcholov bol použitý MCA Genie 2000 (Canberra, 2012). Plochy vrcholov sme analyzovali pre potrebu následného porovnania s výpočtovým kódom MCNP6.

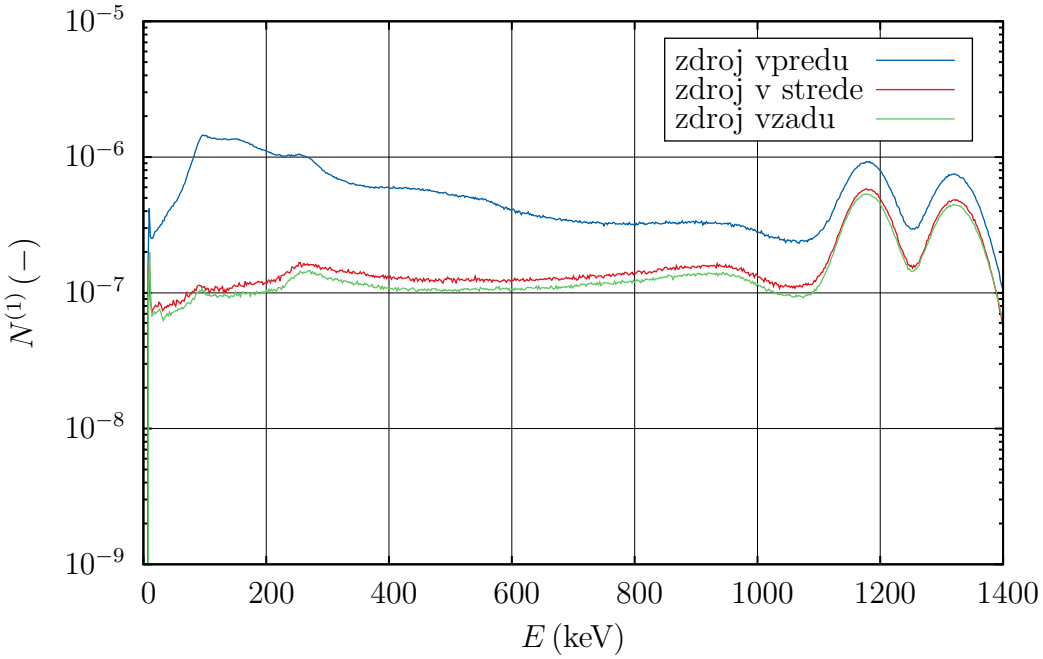
Na obr. 3.3 sú uvedené všetky spektrá zmerané detektorom NaI(Tl), na obr. 3.4 zase všetky spektrá zmerané detektorom $LaBr_3$(Ce). Je zrejmých niekoľko skutočností. Ako sa dalo očakávať, čím bližšie je zdroj detektorom, tým sú početnosti vyššie. Taktiež sa potvrdzuje, že detektor $LaBr_3$(Ce) má lepšie rozlíšenie, čo sa prejavuje ostrejšími hlavnými vrcholmi spektra. Prítomnosť daného oloveného štítu (hrúbka 1 cm) znižuje početnosti približne na polovicu.

Na spektrách je viditeľná prítomnosť vrcholov spôsobených spätným rozptylom (angl. *backscattering*) a prítomnosťou tzv. Comptonovej hrany (angl. *Compton edge*). Tieto efekty sa prejavujú pre daný zdrojový rádionuklid charakteristickými hodnotami vrcholov. Pre rádionuklid ^{60}Co sú to hodnoty 204 a 208 MeV (tieto spolu splývajú) pre spätný rozptyl a vrcholy 966 a 1122 MeV pre Comptonovu hranu (druhý splýva s hlavným vrcholom 1,17 MeV).

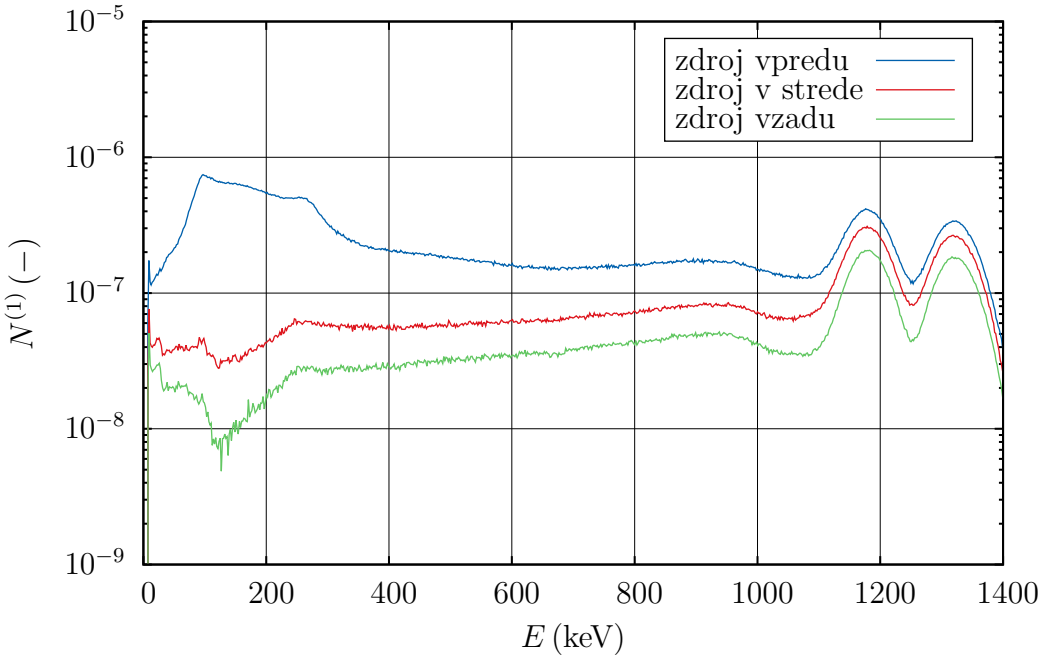
Taktiež uvádzame porovnanie nameraných spektier pri experimentálnych zostavách, ktoré možno považovať za najlepšie priblíženie geometriám úzkeho a širokého zväzku. Meranie pri geometrii úzkeho zväzku je pri pozícii zdroja IŽ vzadu, t. j. na dne otvoru v kolimátore, pričom nie je použitý tieniaci štít. Meranie pri geometrii širokého zväzku je pri pozícii zdroja IŽ vpredu, t. j. na kraji otvoru v kolimátore, pričom je použitý olovený tieniaci štít. Spektrá sú na obr. 3.5.

Pri analyzovaní týchto spektier si možno povšimnúť, že pre obidva namerané detektory dochádza k prekríženiu spektrálnych charakteristík. Pre hlavné vrcholy ^{60}Co – 1,17 MeV a 1,33 MeV je dosahovanie vyššieho počtu pulzov umožnené pri geometrii úzkeho zväzku, pretože tieto vrcholy sú prejavom príchodu dosiaľ nekolidovaných častíc do detektora, čo je pre fotóny ľahšie dosiahnuteľné bez prítomnosti tieniaceho štítu. Naopak, fotóny nižších energií sa musia dostať do detektora po interakciách. Toto je lepšie umožnené, ak je v blízkosti kryštálu detektora veľký tieniaci štít, v ktorom k rozptylom rôznymi smermi dochádza často. Pri geometrii úzkeho zväzku je pred detektorom len vzduch, ktorý rozptyľuje oveľa menej fotónov a tie tak neprechádzajú do nižších energiách v množstvách porovnateľných s geometriou širokého zväzku.

Experimentálne výsledky sa teda javia ako korektné a môžu byť využité na porovnanie so simuláciou výpočtovým kódom MCNP6 v ďalšej časti.

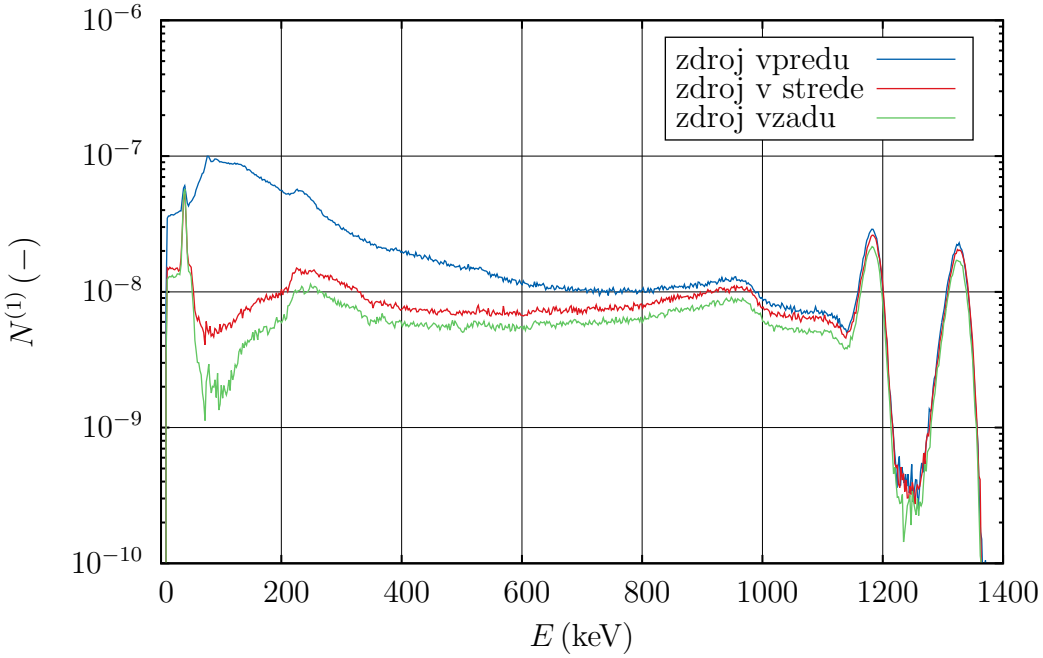


(a)

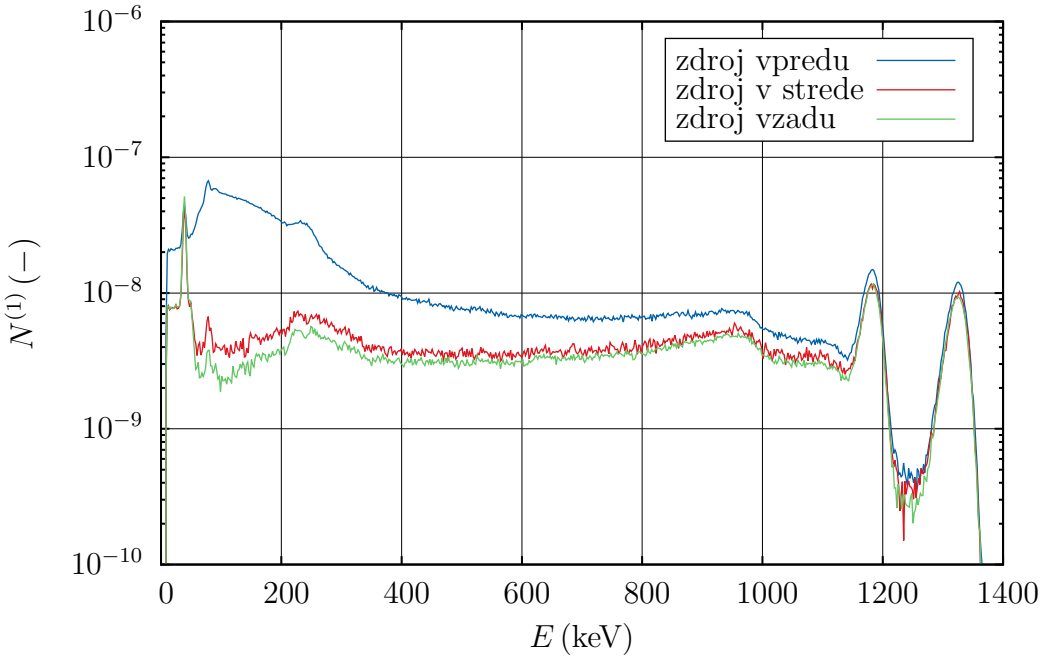


(b)

Obr. 3.3 Porovnanie spektier nameraných pri troch rôznych polohách zdroja detektorom NaI(Tl): (a) bez tieniaceho štítu, (b) s tieniacim štítom.

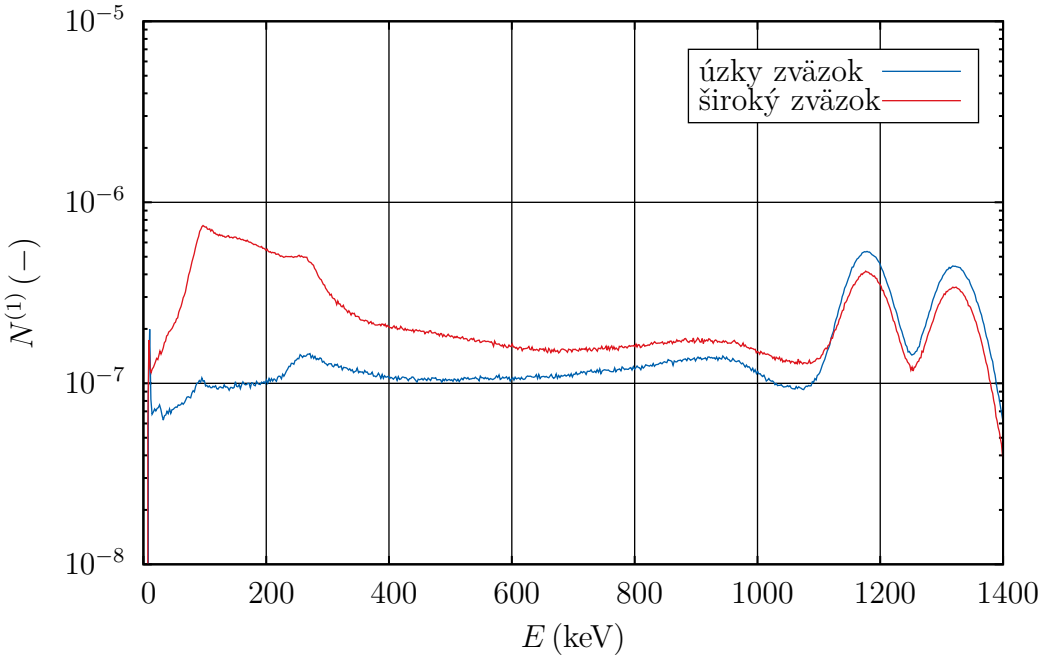


(a)

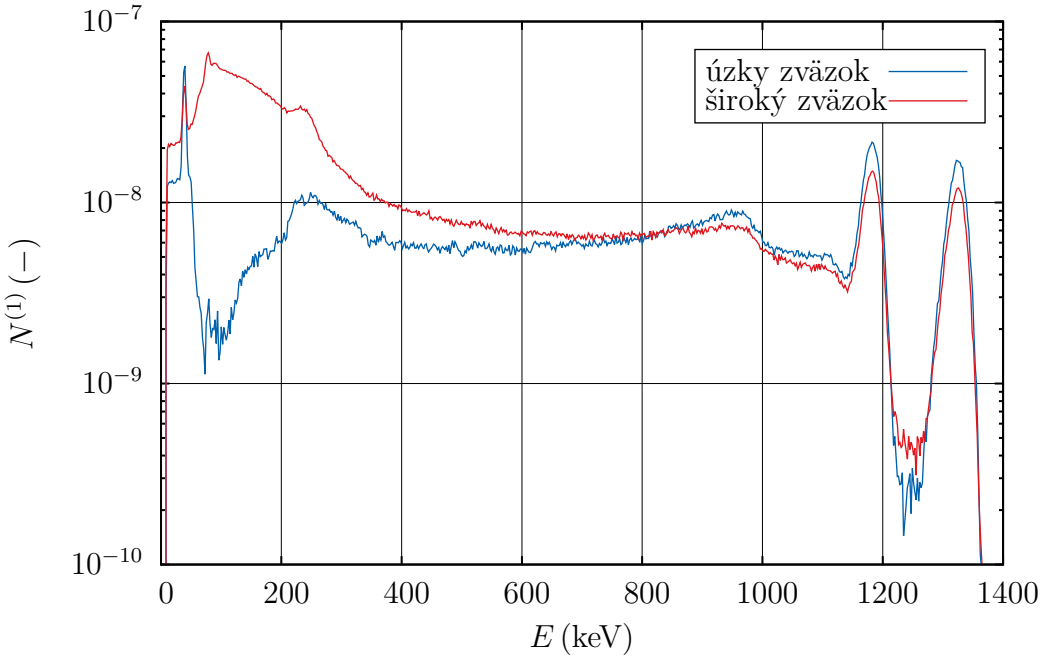


(b)

Obr. 3.4 Porovnanie spektier nameraných pri troch rôznych polohách zdroja detektorom $LaBr_3(Ce)$: (a) bez tieniaceho štítu, (b) s tieniacim štítom.



(a)

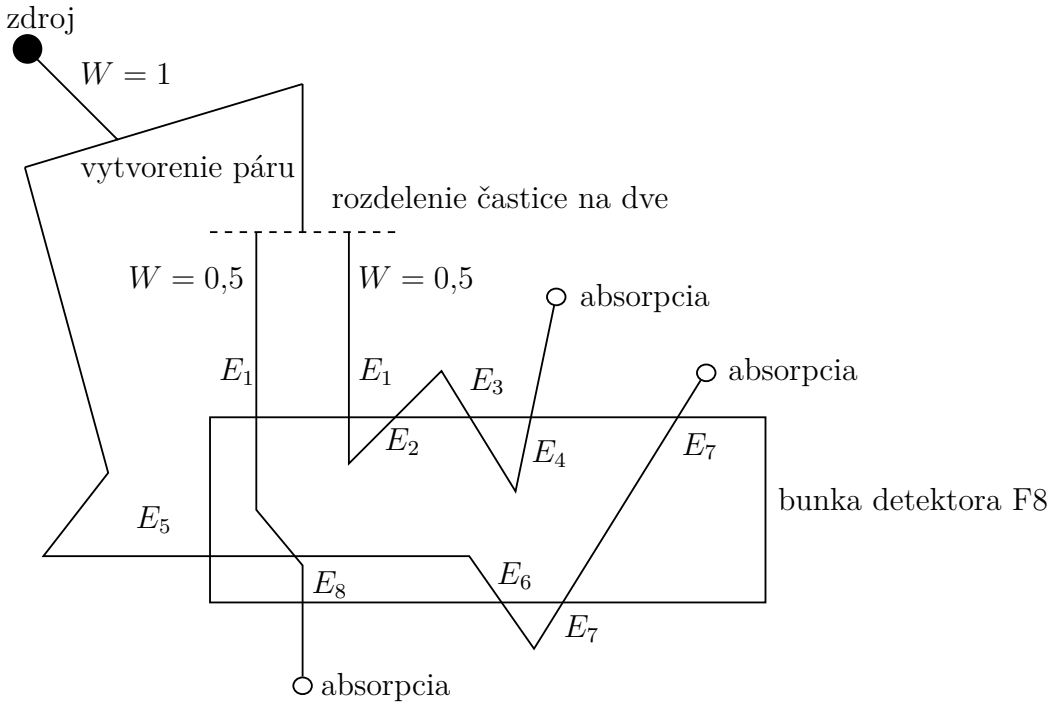


(b)

Obr. 3.5 Porovnanie spektier pri geometrii úzkeho a širokého zväzku nameraných: (a) scintilačným detektorom NaI(Tl), (b) scintilačným detektorom $LaBr_3(Ce)$.

3.2 Simulácia v MCNP6

Pre účely simulovania našej tieniacej úlohy využijeme s výhodou skórovaciu funkciu F8 – skórovanie výšky pulzu (angl. *pulse height tally*) implementovanú v kóde MCNP6. Popis jej funkcie môžeme ukázať na obr. 3.6, pričom predpokladáme využitie rozdeľovania častíc ako metódu znižovania rozptylu.



Obr. 3.6 Zmenšovanie rozptylu u skórovania výšky pulzu.

Fotón vzniká v zdroji s váhou $W = 1$, po prejdení určitej dráhy dôjde k vytvoreniu páru elektrón-pozitrón. Tieto častice putujú ďalej a spolu s produktami svojich ďalších interakcií tvoria dve vetvy náhodnej prechádzky pôvodnej častice. Častica v jednej vetve prejde povrchom do bunky, kde sa rozdelí na dve s polovičnou váhou $W = 0{,}5$. Tieto majú samostatné histórie, prejdú ďalšími rozptylmi, pričom niekoľkokrát vstúpia a vystúpia z bunky detektora, ktorý meria výšku pulzu. Výška pulzu je rovná váhe častice a pulz sa započíta do energetického intervalu, kam spadá veľkosť energie odovzdanej v bunke detektora počas celej histórie častice. Odovzdaná energia sa určí ako rozdiel energií častíc vstupujúcich a vystupujúcich z bunky detektora počas jednej histórie. V našom príklade máme teda dve histórie s odovzdanými energiami rovnými:

$$\epsilon_1 = E_5 - E_6 + E_7 - E_7 + E_1 - E_8 = E_5 - E_6 + E_1 - E_8, \tag{3.4}$$

$$\epsilon_2 = E_5 - E_6 + E_7 - E_7 + E_1 - E_2 + E_3 - E_4 = \\ = E_5 - E_6 + E_1 - E_2 + E_3 - E_4. \tag{3.5}$$

Tieto pulzy budú započítané do príslušných intervalov energií, každý s veľkosťou rovnou svojej váhe $W = 0{,}5$. Treba spomenúť, že skórovanie výšky pulzu počíta aj s energiou uloženou v bunke detektora elektrónmi, čo je zhodné s fyzikálnou realitou fungovania skutočného detektora.

Jednotkovú početnosť častíc definovanú pomocou rov. (3.1) využijeme aj pri interpretovaní výsledkov zo simulácie v MCNP6. V tomto prípade predstavuje podiel počtu častíc (pulzov) započítaných v intervale energií s hornou hranicou E skórovacou funkciou F8, k celkovému počtu simulovaných častíc N_{sim}. Definícia jednotkovej početnosti častíc pre simuláciu v MCNP6 je potom

$$N^{(1)}(E) = \frac{N(E)}{N_{\mathrm{sim}}}. \tag{3.6}$$

Geometria použitá v simulácii je presne zhodná s obr. 3.1. Hustoty kryštálov boli prevzaté z katalógu spoločnosti ORTEC (ORTEC, 2011).

Zloženie vzduchu bolo prevzaté z databázy amerického Národného inštitútu štandardov a technológie (NIST) (Berger a kol., 2009).

Vstupné súbory dvoch rozdielnych simulácií obsahujú prílohy A.3 a A.4. Vstupné súbory pre všetkých dvanásť rôznych simulovaných situácií sú súčasťou CD nosiča priloženého k tejto práci.

Pri simulovaní sme sa zamerali na dve základné úlohy: určiť čo najpresnejšie jednotkovú početnosť na energiách hlavných vrcholov ^{60}Co, a získať čo najvernejšie spektrum namerané detektormi. To všetko pre všetkých dvanásť zmeraných situácií. Pre obidve zadania sme použili skórovanie výšky pulzu, pre to druhé sme ale navyše aktivovať funkciu GEB. Tá umožňuje ľubovoľne nastaviť **plnú šírku v polovici maxima** vrcholu (angl. *full width at half-maximum*, *FWHM*) ako funkciu energie pomocou troch parametrov:

$$FWHM(E) = p_1 + p_2\sqrt{E + p_3E^2}. \tag{3.7}$$

Pri simulácii sme využili nasledovné nastavenia:

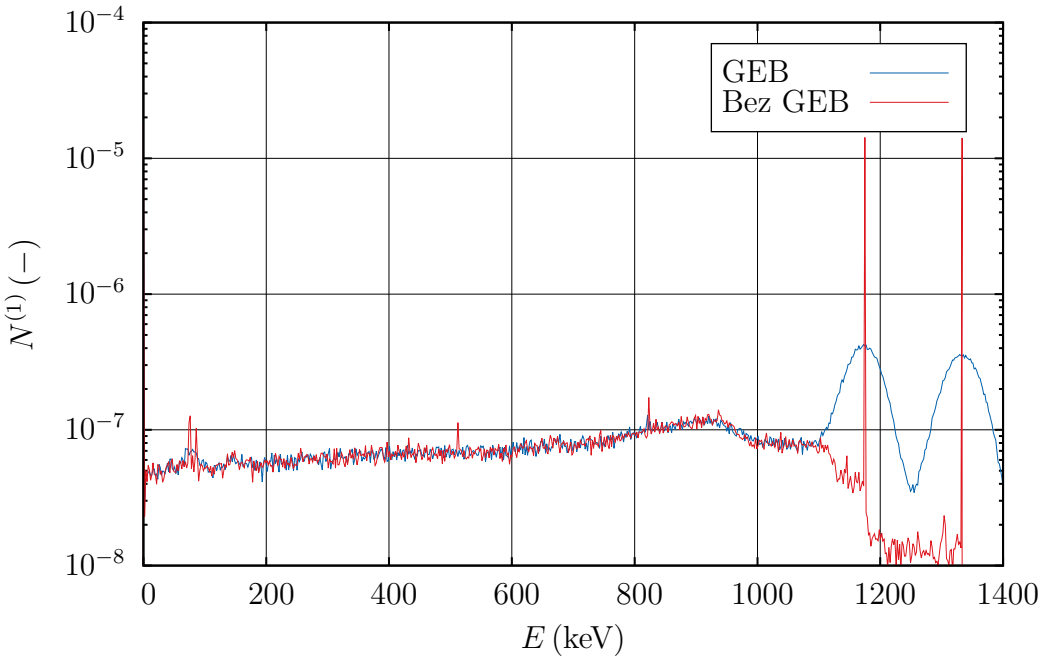
$$FWHM(E) = 0{,}05\sqrt{E + 0{,}5E^2}, \tag{3.8}$$

$$FWHM(E) = 0{,}025\sqrt{E + 0{,}25E^2}, \tag{3.9}$$

v uvedenom poradí pre detektor NaI(Tl) a $LaBr_3$(Ce). Tým sme dosiahli rozlíšenie detektora, zadefinované ako

$$R_{\mathrm{d}} = \frac{FWHM}{E}, \tag{3.10}$$

v hodnotách, ktoré definuje výrobca pre vrchol 0,662 MeV (7 % pre NaI(Tl), 3,3 % pre $LaBr_3$(Ce)) a zároveň vrcholy tvarovo dobre odpovedajú meraniam, ako ukáže



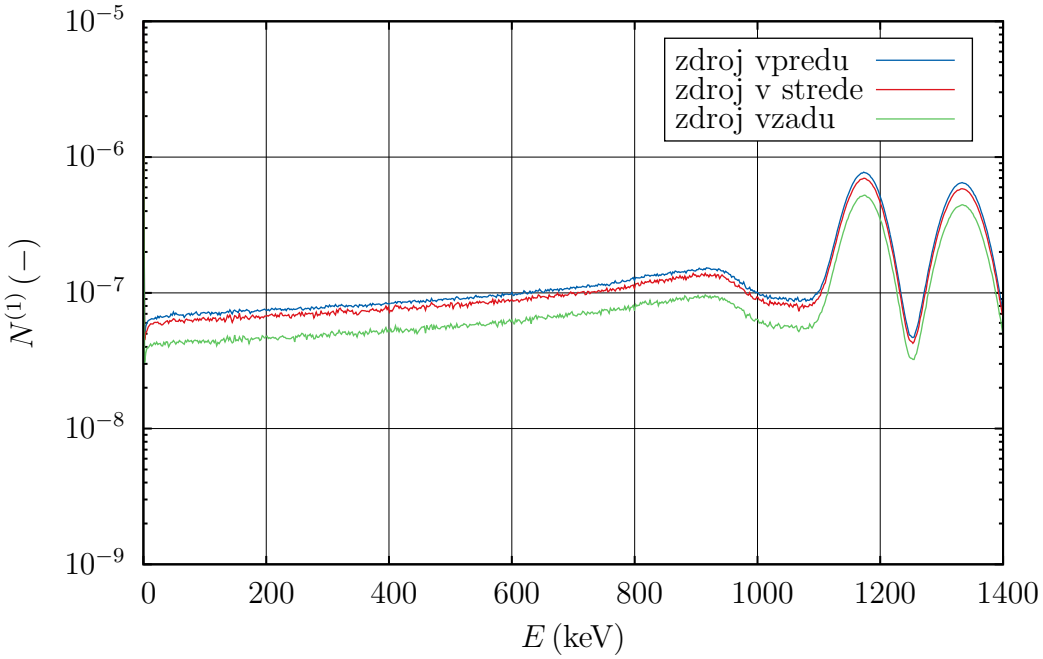
Obr. 3.7 Vplyv použitia GEB pri simulácii. Využitá je geometria širokého zväzku s detektorom NaI(Tl).

ďalší text. Z obr. 3.7 je možné porovnať, ako vyzerajú spektrá s vypnutou alebo zapnutou funkciou GEB. Pre určenie plôch vrcholov sme museli simulovať s vypnutým GEB, aby sme mohli jednoducho porovávať s nameranými dátami.

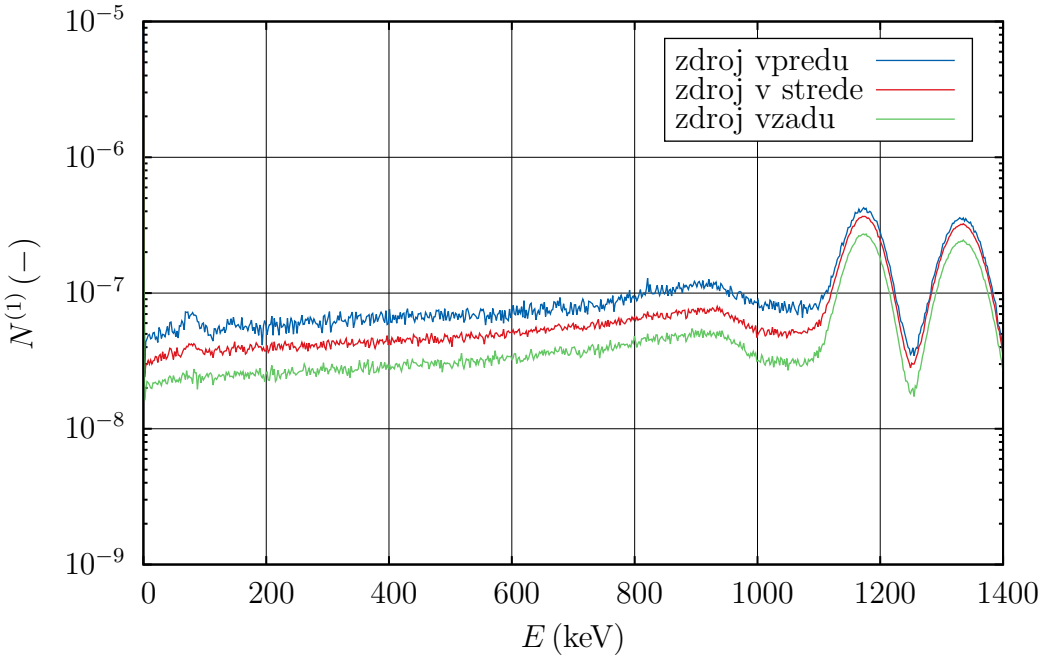
Kvôli veľkej vzdialenosti medzi zdrojom a detektormi sme museli využiť metódy znižovania rozptylu. Využili sme dve. Predovšetkým to bolo vychýlenie zdroja, aby sa čo najväčší počet častíc dostal von z kolimátora. Použili sme výchylenie vytvorených častíc do kužela, s polovicou vrcholového uhla o veľkosti 5,73° (arccos 0,995) v prípadoch, keď sme chceli presne simulovať geometriu širokého zväzku a teda sme chceli zasiahnuť celý tieniaci štít, až po 0,51° (arccos 0,99996) pre väčšinu simulácii s detektorom $LaBr_3(Ce)$. Zväčšovanie použitého uhla viedlo k znižovaniu *FOM* bez badateľnej zmeny v nameranom spektre. Druhou použitou metódou znižovania rozptylu bolo štiepenie častíc, ktoré sa dostali do kryštálu na štyri. Využité opatrenia na zníženie rozptylu priniesli nárast *FOM* približne o tri rády.

Všetky spektrá získané simuláciami sú uvedené na obr. 3.8 (NaI(Tl)) a obr. 3.9 ($LaBr_3(Ce)$). Porovnanie spektier nasimulovaných pri geometriách úzkeho a širokého zväzku je na obr. 3.10.

Výpočty všetkých kombinácií prebehli v čase okolo 15 až 25 minút, pričom sme opäť použili zariadenie s taktovacou frekvenciou procesora 1,86 GHz. Dosiahnutá účinnosť simulácie vyjadrená pomocou *FOM* sa pohybovala rádovo v hodnotách 10^3 až 10^5 min^{-1}, čo je pre úlohu z oblasti tienenia ionizujúceho žiarenia prijateľné.

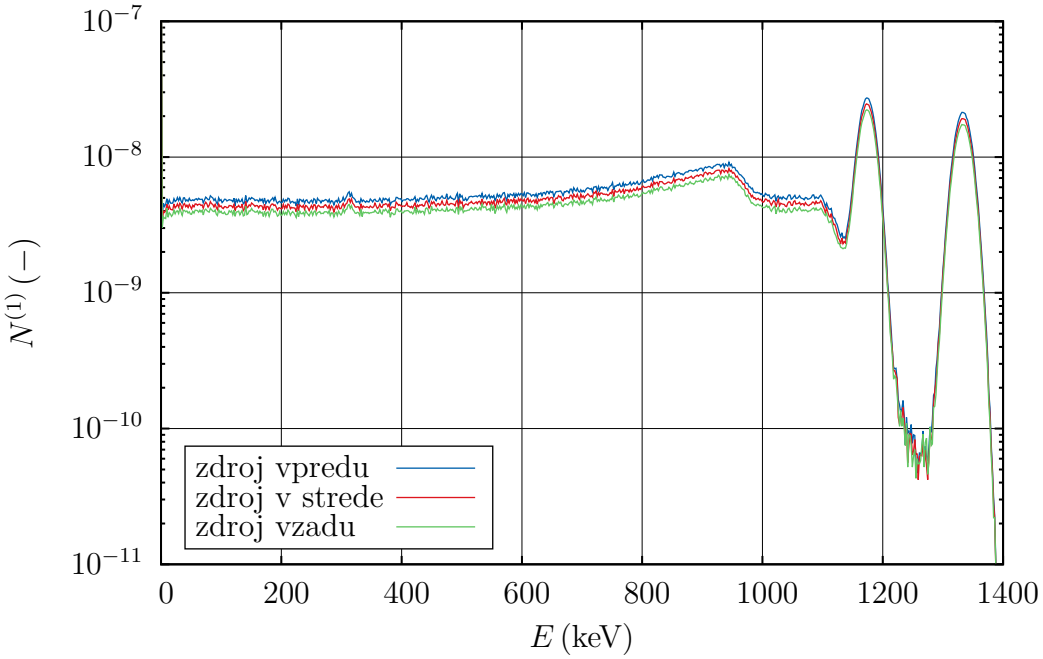


(a)

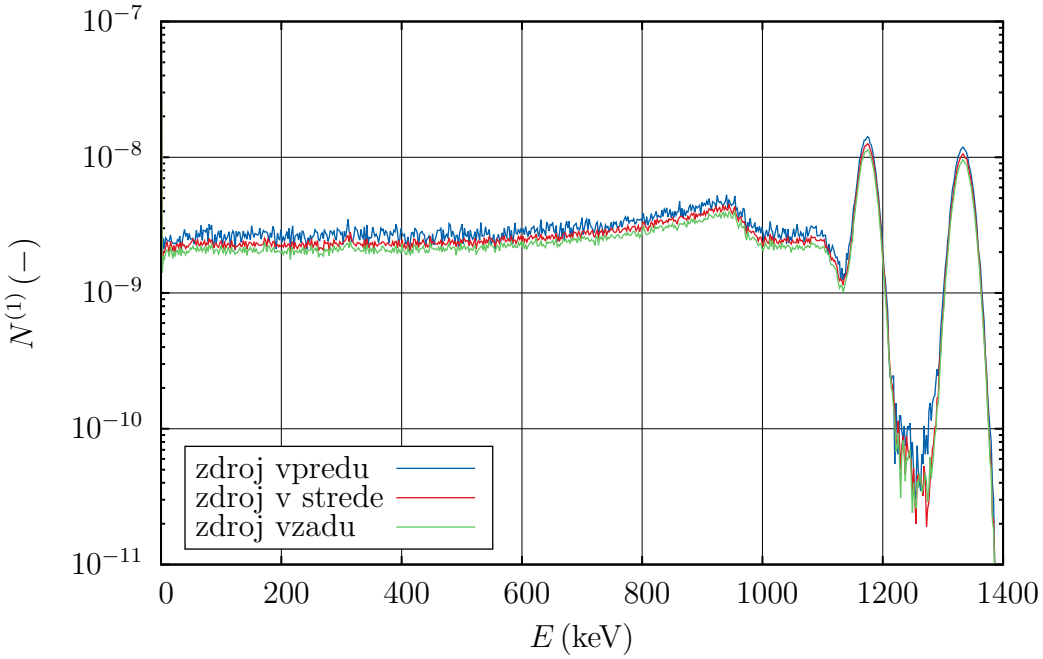


(b)

Obr. 3.8 Porovnanie spektier zo simulácií v MCNP6, nameraných pri rôznych polohách zdroja detektorom NaI(Tl): (a) bez tieniaceho štítu, (b) s tieniacim štítom.

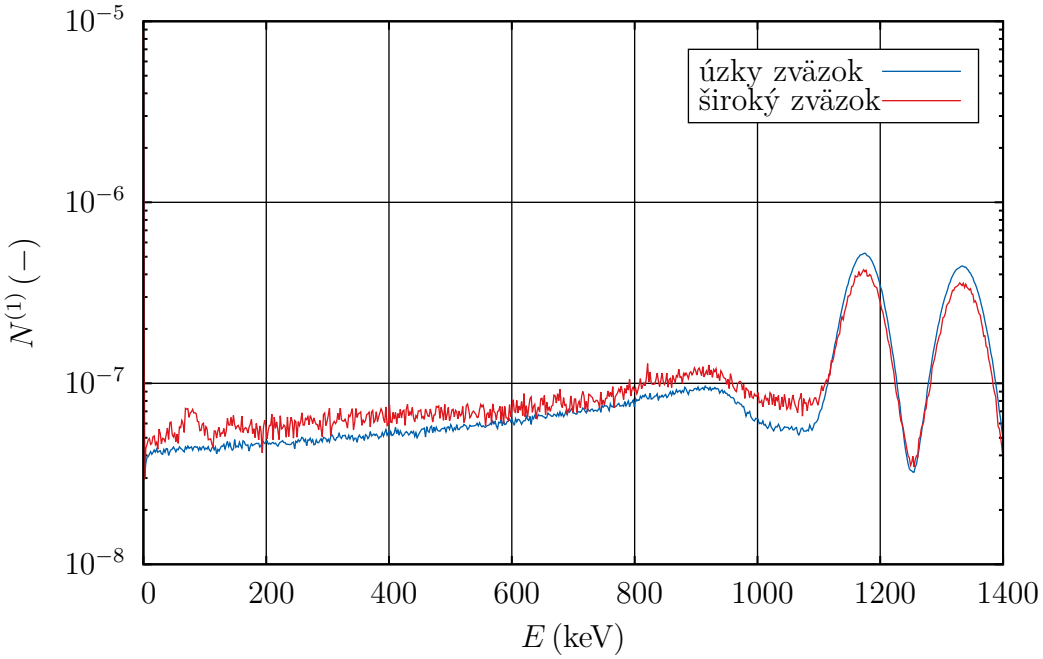


(a)

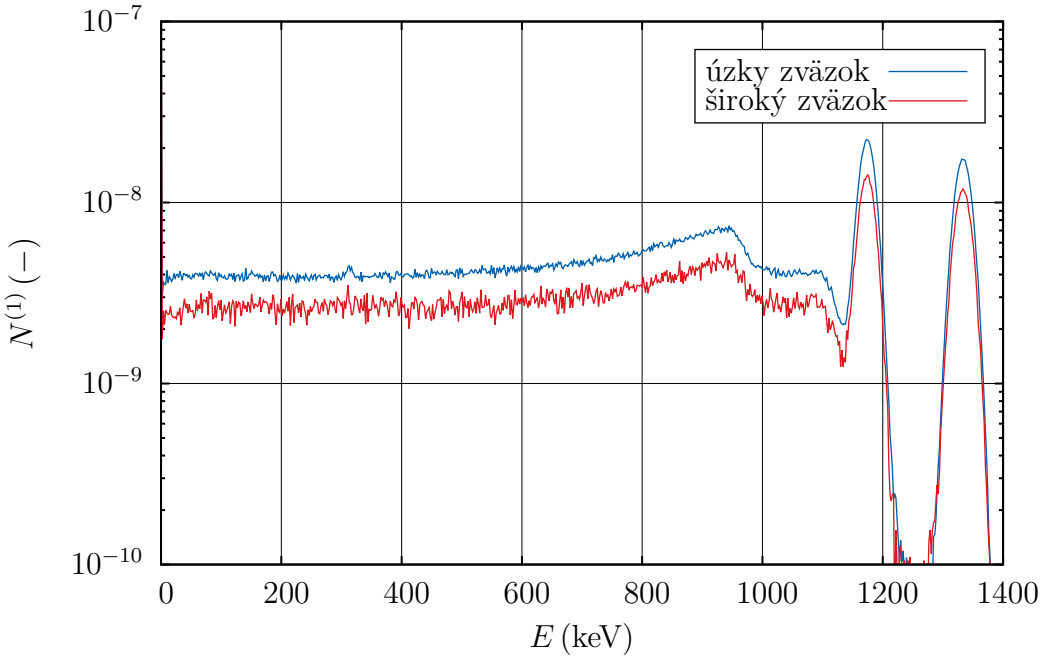


(b)

Obr. 3.9 Porovnanie spektier zo simulácií v MCNP6, nameraných pri rôznych polohách zdroja detektorom $LaBr_3(Ce)$: (a) bez tieniaceho štítu, (b) s tieniacim štítom.



(a)



(b)

Obr. 3.10 Spektrá pri simulácii geometrie úzkeho a širokého zväzku: (a) použitie scintilačného detektora NaI(Tl), (b) použitie scintilačného detektora $LaBr_3(Ce)$.

3.3 Porovnanie simulácie a merania

Aby sme zhodnotili kvalitu použitej simulácie, v zmysle zhody s nameranými dátami, zvolili sme dve metódy. Prvou je grafické porovnanie spektier pri dvoch rôznych geometriách a dvoch rôznych detektoroch. Tieto výstupy sú na obr. 3.11 a obr. 3.12. Ako je zreteľné, tvary a výšky dvoch hlavných vrcholov spektra ^{60}Co zodpovedajú vcelku verne. Z toho vyplýva, že simulácia častíc, ktore nepodľahli po ceste do detektora kolíziám bola verná realite. Zvyšok spektra javí známky systematicky nižších hodnôt jednotkovej početnosti u dát z MCNP6. Veľká časť tohto rozdielu sa dá vysvetliť zjednodušenou simuláciou transportu elektrónov, ktorá bola nevyhnutne použitá pri simulácii. Určitý vplyv budú mať pravdepodobne aj zjednodušenia geometrie, aj keď zväčšenie jej realizmu napr. simulovaním prítomnosti podlahy alebo použitých olovených podstavcov pod detektorom neprinieslo badateľné zmeny výsledného spektra.

Kvantitatívnym zhodnotením kvality simulácie je určenie relatívnych chýb (často v literatúre uvádzané ako *calculation/experiment minus 1*) vypočítaných jednotkových početností pre hlavné vrcholy spektra ^{60}Co. Použijeme vzťah

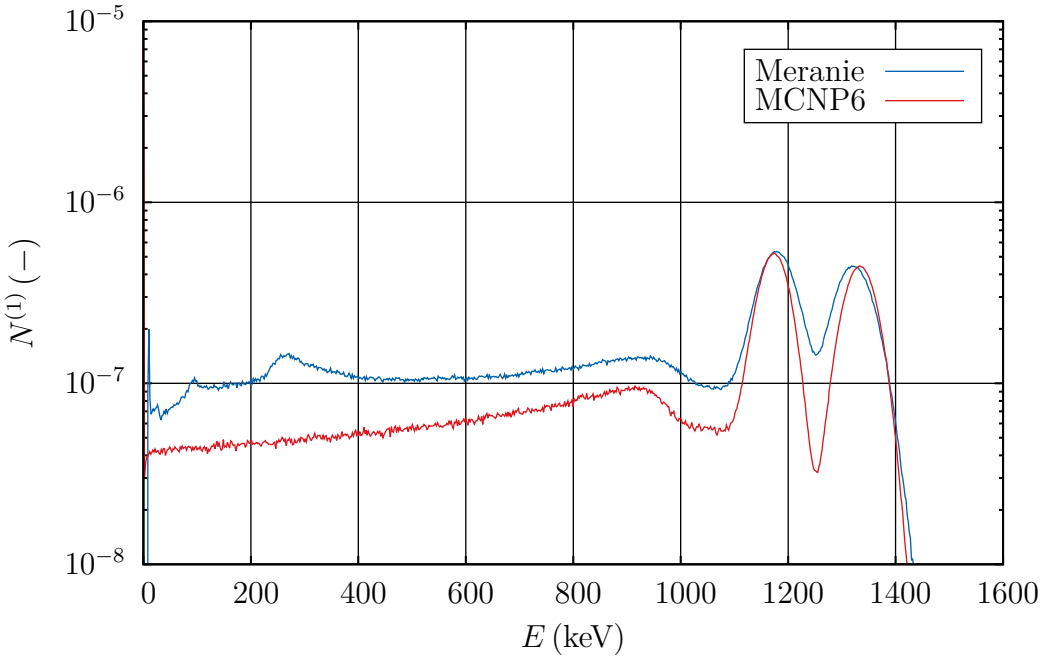
$$\delta = \frac{N_{\mathrm{sim}}^{(1)}}{N_{\mathrm{m}}^{(1)}} - 1. \tag{3.11}$$

Hodnoty týchto relatívnych chýb pre všetky použité experimentálne nastavenia sú v tab. 3.1. Plochy vrcholov získané analýzou v Genie 2000 pre tieto účely považujeme za $N_{\mathrm{m}}^{(1)}$ pre danú energiu. Je vidno, že zhoda simulácie a experimentu je pri výpočtoch plôch vrcholov (jednotkových početností) veľká. Relatívne chyby dosahujú maximálnych hodnôt menších ako 6 %. Keďže väčšia časť získaných hodnôt sa rozchádza rozchádzajú intervaly spoľahlivosti merania a simulácie aj pri ich polomeroch 3σ, dá sa konštatovať, že prípadne nezhody nie sú vysvetliteľné v celom rozsahu len štatistickým šumom. Aby sme mohli lepšie pochopiť, nepresným zadaním ktorých parametroch zanášame do výpočtu najväčšie systematické chyby, musíme v ďalšom kroku vykonať citlivostnú analýzu.

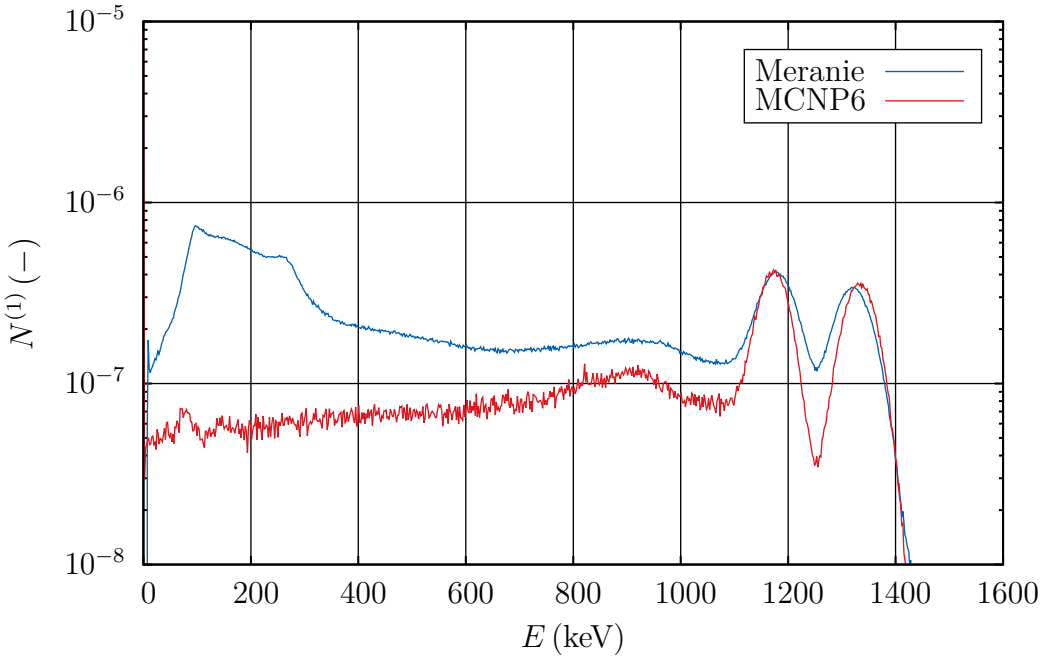
Pre účely citlivostnej analýzy zavedieme budeme sledovať zmenu relatívnej chyby, ktorá bude vyjadrená rozdielom relatívnej chyby po zmene niektorého z parametrov δ_{s} a pôvodnej relatívnej chyby δ:

$$\Delta\delta = \delta_{\mathrm{s}} - \delta. \tag{3.12}$$

Pri citlivostnej analýze sme postupne menili vždy jeden parameter vstupujúci do výpočtu relatívnej chyby. Podrobné výsledky uvádza tab. 3.2. Uvádzame len vplyv zmien parametrov na relatívnu chybu pri vrchole 1,17 MeV. Pre druhý vrchol sú hodnoty prakticky totožné a boli by tak pre naše potreby redundantné.

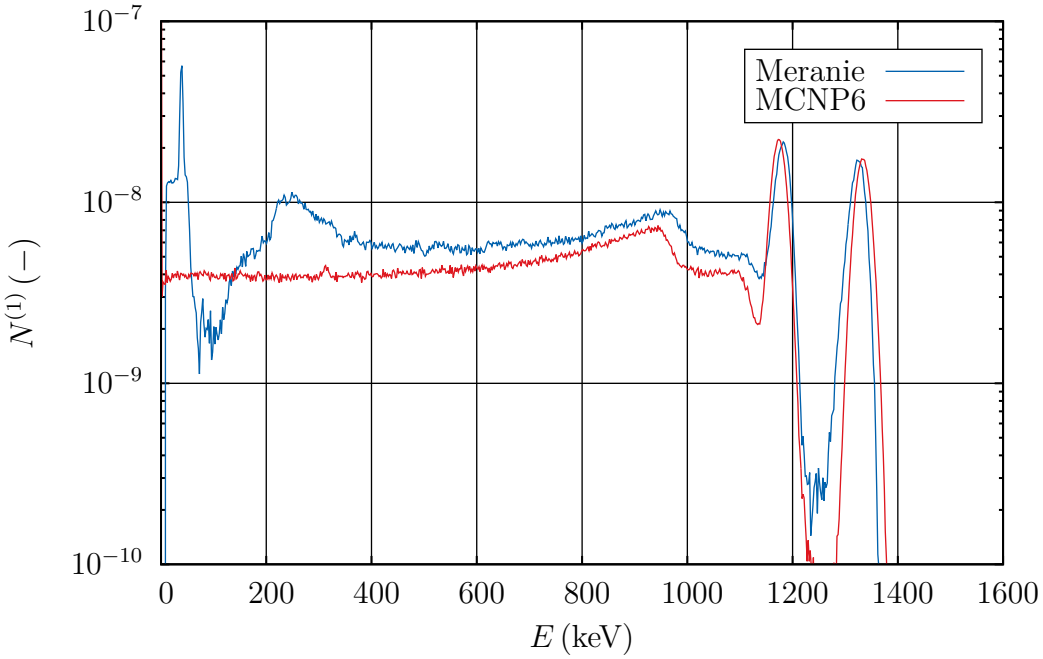


(a)

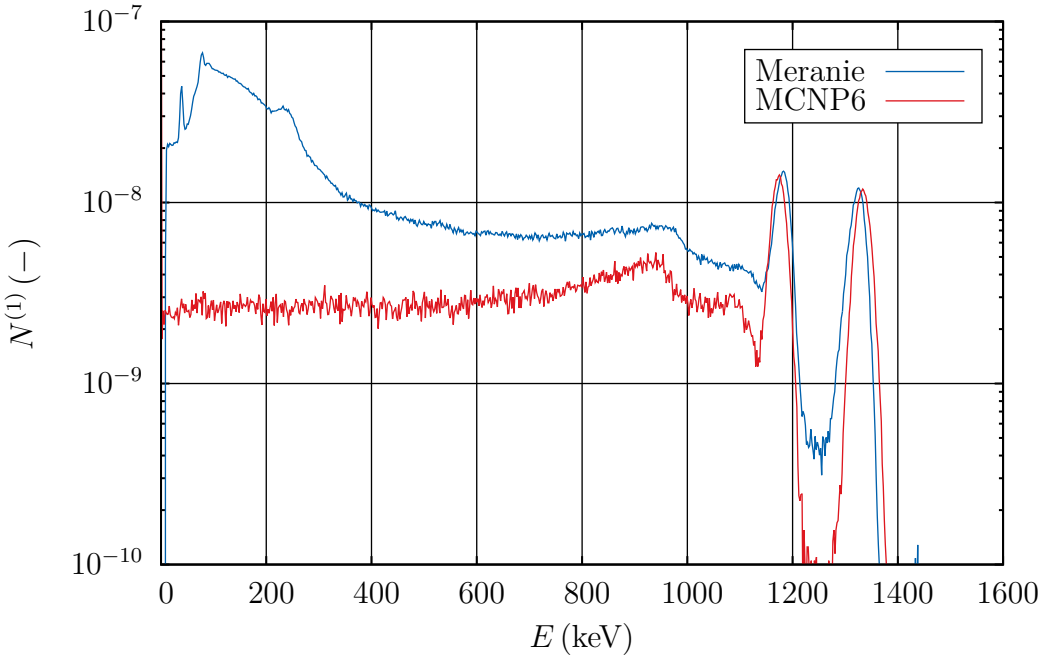


(b)

Obr. 3.11 Porovnanie nameraných a nasimulovaných spektier zachytených detektorom NaI(Tl) pri: (a) geometrii úzkeho zväzku, (b) geometrii širokého zväzku.



(a)



(b)

Obr. 3.12 Porovnanie nameraných a nasimulovaných spektier zachytených detektorom $LaBr_3(Ce)$ pri: (a) geometrii úzkeho zväzku, (b) geometrii širokého zväzku.

Tab. 3.1 Porovnanie nameraných a nasimulovaných plôch vrcholov spektra ^{60}Co. Zvýraznené sú vzájomé prieniky intervalov spoľahlivosti jednotkových početností.

(a) Detektor NaI(Tl), vrchol 1,1732 MeV.

Poloha zdroja	Štít	$N_{\mathrm{m}}^{(1)} \pm 3\sigma\,(10^{-5})$	$N_{\mathrm{sim}}^{(1)} \pm 3\sigma\,(10^{-5})$	$\delta\,(-)$	$FOM\ (\mathrm{min}^{-1})$
Vzadu	✗	$1{,}844 \pm 0{,}006$	$1{,}892 \pm 0{,}006$	0,026	93 934
Vzadu	✓	$0{,}939 \pm 0{,}011$	$0{,}965 \pm 0{,}007$	0,028	18 420
V strede	✗	$2{,}472 \pm 0{,}030$	$2{,}517 \pm 0{,}007$	0,018	149 757
V strede	✓	$1{,}260 \pm 0{,}008$	$1{,}285 \pm 0{,}008$	0,020	26 538
Vpredu	✗	$2{,}836 \pm 0{,}017$	$2{,}788 \pm 0{,}005$	−0,017	354 463
Vpredu	✓	$1{,}390 \pm 0{,}025$	$1{,}426 \pm 0{,}019$	0,026	6 903

(b) Detektor NaI(Tl), vrchol 1,3325 MeV.

Poloha zdroja	Štít	$N_{\mathrm{m}}^{(1)} \pm 3\sigma\,(10^{-5})$	$N_{\mathrm{sim}}^{(1)} \pm 3\sigma\,(10^{-5})$	$\delta\,(-)$	$FOM\ (\mathrm{min}^{-1})$
Vzadu	✗	$1{,}757 \pm 0{,}005$	$1{,}790 \pm 0{,}006$	0,019	93 934
Vzadu	✓	$0{,}938 \pm 0{,}008$	$0{,}965 \pm 0{,}007$	0,029	18 420
V strede	✗	$2{,}325 \pm 0{,}021$	$2{,}360 \pm 0{,}006$	0,015	149 757
V strede	✓	$1{,}260 \pm 0{,}008$	$1{,}274 \pm 0{,}008$	0,011	26 538
Vpredu	✗	$2{,}673 \pm 0{,}008$	$2{,}612 \pm 0{,}005$	−0,023	354 463
Vpredu	✓	$1{,}414 \pm 0{,}017$	$1{,}413 \pm 0{,}019$	−0,001	6 903

(c) Detektor $LaBr_3$(Ce), vrchol 1,1732 MeV.

Poloha zdroja	Štít	$N_{\mathrm{m}}^{(1)} \pm 3\sigma\,(10^{-7})$	$N_{\mathrm{sim}}^{(1)} \pm 3\sigma\,(10^{-7})$	$\delta\,(-)$	$FOM\ (\mathrm{min}^{-1})$
Vzadu	✗	$3{,}405 \pm 0{,}102$	$3{,}596 \pm 0{,}020$	0,056	103 176
Vzadu	✓	$1{,}732 \pm 0{,}073$	$1{,}822 \pm 0{,}015$	0,052	29 278
V strede	✗	$3{,}857 \pm 0{,}116$	$3{,}984 \pm 0{,}022$	0,033	109 460
V strede	✓	$1{,}957 \pm 0{,}123$	$2{,}020 \pm 0{,}016$	0,032	37 255
Vpredu	✗	$4{,}504 \pm 0{,}162$	$4{,}418 \pm 0{,}023$	−0,019	134 627
Vpredu	✓	$2{,}296 \pm 0{,}076$	$2{,}252 \pm 0{,}036$	−0,019	8 256

(d) Detektor $LaBr_3$(Ce), vrchol 1,3325 MeV.

Poloha zdroja	Štít	$N_{\mathrm{m}}^{(1)} \pm 3\sigma\,(10^{-7})$	$N_{\mathrm{sim}}^{(1)} \pm 3\sigma\,(10^{-7})$	$\delta\,(-)$	$FOM\ (\mathrm{min}^{-1})$
Vzadu	✗	$3{,}020 \pm 0{,}045$	$3{,}153 \pm 0{,}019$	0,044	103 176
Vzadu	✓	$1{,}636 \pm 0{,}029$	$1{,}700 \pm 0{,}014$	0,039	29 278
V strede	✗	$3{,}414 \pm 0{,}051$	$3{,}496 \pm 0{,}020$	0,024	109 460
V strede	✓	$1{,}842 \pm 0{,}061$	$1{,}884 \pm 0{,}015$	0,023	37 255
Vpredu	✗	$4{,}069 \pm 0{,}061$	$3{,}878 \pm 0{,}021$	−0,047	134 627
Vpredu	✓	$2{,}208 \pm 0{,}040$	$2{,}113 \pm 0{,}035$	−0,043	8 256

Pri pohľade na veľkosti dosiahnutých zmien relatívnej chyby je zrejmé, že viaceré parametre môžu zásadne rozhodnúť o presnosti výsledku. Predovšetkým sú to geometrické nepresnosti. Kryštály detektorov sú v pomere k celkovej veľkosti geometrie veľmi malé a tak aj malé nepresnosti v zadaní vstupných údajov do simulácie môžu spôsobiť výrazné relatívne chyby. Nezanedbateľné sú tiež neistoty v poznaní hodnoty aktivity zdroja IŽ. Tú poznáme len na dve platné číslice.

Je však pravdepodobné, že aspoň časť zaznamenaných relatívnych chýb je spôsobená nedokonalosťou simulácie, predovšetkým zjednodušený transport elektrónov použitý pre značné časové úspory, ktoré prináša (asi o tri rády kratší výpočet).

Tab. 3.2 Citlivostná analýza. Zvýraznené sú riadky s $|\Delta\delta| \geq 0{,}1$.

Poloha zdroja	Štít	Kryštál	Popis zmeny parametra	$\Delta\delta\,(-)$
Vzadu	✗	NaI(Tl)	Posun kolimátora o 0,2 cm nahor	−0,163
Vpredu	✓	NaI(Tl)	Posun kolimátora o 0,2 cm nahor	0,043
Vzadu	✗	NaI(Tl)	Pokles priemeru kryštálu o 5 %	−0,105
Vpredu	✓	NaI(Tl)	Pokles priemeru kryštálu o 5 %	−0,119
Vzadu	✗	NaI(Tl)	Pokles hustoty olova o 1 %	$< 10^{-3}$
Vpredu	✓	NaI(Tl)	Pokles hustoty olova o 1 %	0,007
Vzadu	✗	NaI(Tl)	Pokles obsahu Tl v kryštáli o 50 %	−0,003
Vpredu	✓	NaI(Tl)	Pokles obsahu Tl v kryštáli o 50 %	−0,002
Vzadu	✗	NaI(Tl)	Pokles aktivity zdroja o 0,05 mCi	−0,019
Vpredu	✓	NaI(Tl)	Pokles aktivity zdroja o 0,05 mCi	−0,019
Vzadu	✗	NaI(Tl)	Pokles plochy vrcholu o 1 %	0,010
Vpredu	✓	NaI(Tl)	Pokles plochy vrcholu o 1 %	0,010
Vzadu	✗	$LaBr_3$(Ce)	Posun kolimátora o 0,2 cm nahor	0,081
Vpredu	✓	$LaBr_3$(Ce)	Posun kolimátora o 0,2 cm nahor	−0,008
Vzadu	✗	$LaBr_3$(Ce)	Pokles priemeru kryštálu o 5 %	−0,259
Vpredu	✓	$LaBr_3$(Ce)	Pokles priemeru kryštálu o 5 %	−0,168
Vzadu	✗	$LaBr_3$(Ce)	Pokles hustoty olova o 1 %	$< 10^{-3}$
Vpredu	✓	$LaBr_3$(Ce)	Pokles hustoty olova o 1 %	−0,011
Vzadu	✗	$LaBr_3$(Ce)	Pokles obsahu Ce v kryštáli o 50 %	−0,016
Vpredu	✓	$LaBr_3$(Ce)	Pokles obsahu Ce v kryštáli o 50 %	−0,019
Vzadu	✗	$LaBr_3$(Ce)	Pokles aktivity zdroja o 0,05 mCi	−0,019
Vpredu	✓	$LaBr_3$(Ce)	Pokles aktivity zdroja o 0,05 mCi	−0,018
Vzadu	✗	$LaBr_3$(Ce)	Pokles plochy vrcholu o 1 %	0,010
Vpredu	✓	$LaBr_3$(Ce)	Pokles plochy vrcholu o 1 %	0,010

4 AKTUÁLNY VÝSKUM V OBLASTI TIENENIA IONIZUJÚCEHO ŽIARENIA

V tejto kapitole formou stručných rešerší súčasných recenzovaných vedeckých prác poskytneme pohľad na niektoré súčasné alebo potenciálne budúce trendy v oblasti ochrany pred IŽ formou tienenia. Ako sme spomínali, použitie výpočtových kódov tvorí neodmysliteľnú súčasť analýzy alebo návrhu tienenia pri komplexných úlohách, spomenieme preto progresívny typ výpočtových kódov, využívajúci hybridné metódy. Ďalšou neustále sa rozvíjajúcou oblasťou je materiálový výskum. Spomenieme niektoré nedávno vyskúšané materiály a ich výsledky. Posledným spomenutým okruhom bude výskum v oblasti tienenia ľudskej posádky počas dlhodobého pobytu vo vesmíre, ktorý so sebou prináša odlišné charakteristiky ohrozujúceho IŽ, než s akým sa disciplína tienenia potýka bežne na Zemi.

4.1 Hybridné výpočtové metódy

S vyzretím výpočtových kódov používajúcich metódu MMC v posledných rokoch sa stalo jasným, že najväčším obmedzením pri práci s týmito kódmi nie je nepresnosť nimi poskytovaných výsledkov, ale obtiažna práca pri zadávaní vychyľovacích parametrov (angl. *biasing parameters*) pri rôznych typoch používaných neanalógových techník metód zmenšovania rozptylu (viď časť 2.2.2). A práve v tejto problémovej oblasti môžu pomôcť deterministické simulácie, ktoré majú na druhú stranu problémy s príliš komplexnými geometriami. Tak vzniká požiadavka na nový typ výpočtových kódov – hybridné. Výhody tohto prístupu je okrem ušetrenia času pre ľudskú obsluhu týchto kódov aj to, že výpočtami generované vychyľovacie parametre sú podľa práce Smith a Wagner (2005) aj viac efektívne ako tie zadané človekom.

Hlavnou nevýhodou je, že dva oddelené kódy (Monte Carlo a deterministický) sa musia použiť na rovnaký geometrický problém a výsledky z deterministických kódov musia byť spracované a správne naformátované ako fungujúci vstup pre výpočtový kód Monte Carlo. Tento proces je bez značných investícií do počítačovej infraštruktúry, ktorá by ho automatizovala, veľmi pracný (Prinja a Larsen, 2010).

Prvé hybridné kódy už existujú, niektoré dokonca už pomerne dlho, spomeňme kód MCBEND (Chucas a Grimstone, 1994), ktorý používa viacgrupový difúzny solver na určenie váh častíc pre Monte Carlo simuláciu. Podobne kontrolný modul MAVRIC v balíku SCALE 6.0 vydávaný ORNL používa podobný postup, ako spomínajú vo svojej komparácii Smith a Wagner (2005).

Druh problémov, na ktoré sa najviac aplikujú hybridné kódy, sú klasické úlohy typu zdroj-detektor. Ak je detektor príliš vzdialený od zdroja, použitie neanalógo-

vých metód na zmenšenie rozptylu je prakticky nutnosťou pri rozumnom prístupe k využívaniu dostupnej výpočtovej kapacity počítačov. S neanalógovými metódami prichádza nutnosť použitia vychyľovacích parametrov. Jedna z výhod deterministických výpočtov je, že na konci simulácie, odhady hustoty toku častíc sú inherentne uskutočnené pre všetky body 6-D fázového priestoru (pre stacionárne výpočty). V simuláciách Monte Carlo takéto globálne informácie nemáme a preto môžu deterministické výpočty podporiť simuláciu stochastickú.

Ďalším druhom hybridných metód sú také, pri ktorých na základe výpočtu deterministickými metódami môžeme ovplyvňovať samotný proces rozptylu pri simulácii histórie danej častice MMC takým spôsobom, aby prichádzalo k rozptylu prednostne do smerov s väčšou dôležitosťou pre zmenšenie relatívnej chyby výpočtu. Tejto metóde sa hovorí transformácia funkciou miestnej dôležitosti (angl. *local importance function transform*). Táto metóda si vyžaduje väčšiu výpočtovú kapacitu na simuláciu jednej histórie častice, ale pri problémoch s hlbokým vnikom žiarenia do tieniaceho materiálu sú oveľa efektívnejšie ako prvý zmienený typ hybridného prístupu, čo je dôležité, pretože práve problémy s hrubým tieniacim materiálom, respektíve detektorom príliš vzdialeným od zdroja častíc, bývajú problémy s najzložitejšími geometriami. Tieto úlohy teda v sebe súčasne spájajú najsilnejšie (zložité geometrie) aj najslabšie (hlboký prienik) stránky kódov využívajúcich MMC. Tomuto typu hybridných metód sa podrobne venujú Turner a Larsen (1997).

Metódy, kedy simulácie Monte Carlo pomáhajú konečnému výpočtu deterministickou metódou už existujú taktiež. Deterministické výpočty sa potýkajú s výpočtovo náročným určením viacgrupových účinných prierezov. Ak sa Monte Carlo simulácia so spojitými závislosťami účinných prierezov na energii využije na určenie viacgrupových účinných prierezov, ktoré sú závislé od konkrétnej úlohy, môže prísť k signifikantnému pozitívnemu ovplyvneniu presnosti deterministických riešení. Sľubnú práca v tejto oblasti bola prezentovaná v práci Wolters a kol. (2009).

Ak by posledne zmienené metódy boli dovedené k úspešnej rozsiahlej implementácii, možno si predstaviť budúci transportný kód, ktorý obsahuje Monte Carlo aj deterministický modul, pričom Monte Carlo modul dodáva viacgrupové účinné prierezy deterministickému a deterministický zase vychyľovacie parametre modulu Monte Carlo. Z užívateľského pohľadu by tak išlo v oveľa väčšej miere ako dnes o prácu so zariadením typu black box, čo by ušetrilo veľa času.

V princípe by takýto kód mohol využiť všetky budúce pokroky v obidvoch základných typoch výpočtových metód. Takýto hybridný kód v súčasnosti neexistuje, ale je logickou možnosťou v súlade so smerom doterajšieho vývoja a zohľadňuje praktické problémy, ktoré zažívajú súčasní užívatelia a užívateľky týchto kódov.

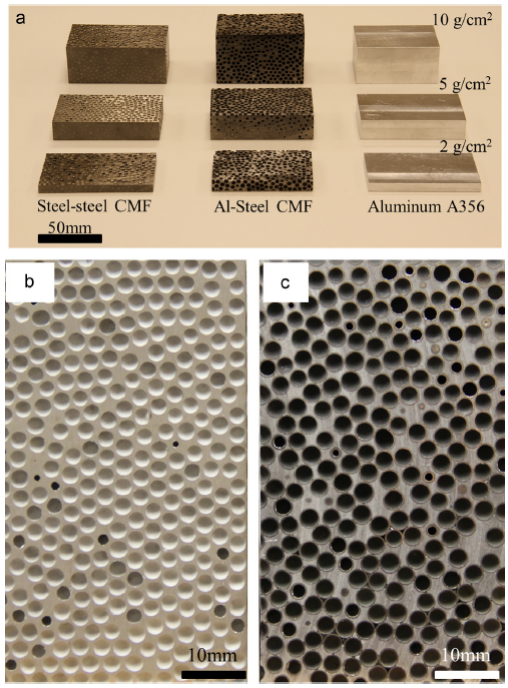
4.2 Nové tieniace materiály

Zo všetkých tieniacich materiálov používaných v praxi je pravdepodobne najrozšírenejším betón. Z prehľadného porovnania 11 druhov betónu vykonaného v práci Singh a Badiger (2014) na základe simulácie oslabovania zväzku pomocou lineárnych súčiniteľov zoslabenia z programu WinXCom, autori jednoznačne konštatujú, že z troch kategórií betónu – bežného (hustota menšia ako 3,05 $g \cdot cm^{-3}$), ťažkého (3,5–4,0 $g \cdot cm^{-3}$) a superťažkého (4,5–5,11 $g \cdot cm^{-3}$), má najlepšie radiačné vlastnosti superťažký. Má najmenší vzrastový faktor, najväčšie efektívne atómové číslo a najväčší súčiniteľ oslabenia. Typickým predstaviteľom superťažkého betónu oceľový-magnetitový betón a betón HCON s prímesou chrómu. Druhé najlepšie vlastnosti mali v tejto štúdii ťažké betóny, napríklad betón so zmesou oceľového šrotu alebo betón HCON s prímesou železa.

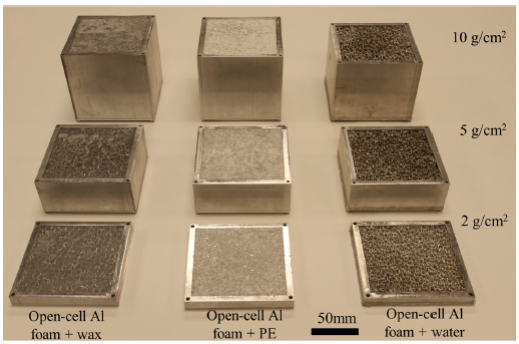
Objavujú sa však nové materiály ako alternatívy k betónu. Autori štúdie Calzada a kol. (2011) vyvinuli dva zaujímavé tieniace materiály, ktoré umožňujú tieniť zmiešané polia neutrónov a fotónov pre zariadenie ANTARES. Návrh zmesí prebiehal pomocou výpočtového kódu MCNP5. Tieto zmesi následne aj prakticky vyrobili. Prvou bola zmes (objemovo) 60 % ocele, 35 % polyetylénu a 5 % karbidu tetrabóru (Fe-B_4C-PE). Tá dosiahla oproti referenčnému ťažkému betónu zníženie dávkového príkonu na vonkajšom okraji sférického štítu asi 20 %. Ukázala sa však ako problematická, pretože sa v nej vytvárali drobné póry, ktoré zhoršujú rovnomernosť tienenia. Druhým, oveľa sľubnejším materiálom bola zmes oceľových a ferrobórových granúl umiestnená do oceľových kontajnerov, následne zaliata v parafíne, tekutého pri okolitej teplote. Táto zmes bola má veľkú výhodu, pretože je flexibilná a môže sa v prípade potreby preliať do nádob iných tvarov a veľkostí. Čo sa týka radiačných vlastností, pre hrúbku tieniaceho materiálu 60 cm dosiahli oproti ťažkému betónu značné, 3,3-násobné zmenšenie dávkového príkonu.

Ďalším zaujímavým materiálom využiteľným na tienenie, sú kovové peny s otvorenými bunkami (OCF), angl. *open-cell foams*, a peny s uzavretými bunkami (CCF) angl. *closed-cell foams*. Zobrazené sú na obr. 4.2 a obr. 4.1. Výroba CCF prebieha tak, že sa do matice buď z ocele alebo hliníka vložia duté uzavreté sféry z ocele a zmes sa nechá zatuhnúť. Tieto atypické materiály boli zvolené z toho dôvodu, že relatívne k svojej nízkej hustote majú veľmi dobré mechanické vlastnosti (pevnosť) a vzhľadom na prítomnosť nuklidov s relatívne veľkým atómovým číslom môžu byť aj dobrým tieniacim prostriedkom proti žiareniu γ. Toto potvrdila aj štúdia Chen a kol. (2014), v ktorej autori porovnávali OCF a CCF s hliníkovým masívom, pričom porovnávané vzorky mali vždy rovnakú plošnú hustotu (postupne 2, 5 a 10 $g \cdot cm^{-2}$). Vzorky boli ožarované štyrmi rôznymi energiami fotónov od 0,060 MeV do 1,332 MeV. Výsledky hovoria v prospech CCF – hliník-oceľová dosiahla oproti hliníkovému masívu s rov-

nakou plošnou hustotou o 300 % lepšie oslabenie zväzku a oceľ-oceľová dokonca o 400 %. Možné využitie CCF je napríklad v priemysle pri tienení meracích portálov alebo v medicíne pri tienení diagnostických zariadení. Hliníkove OCF dosiahli porovnateľné výsledky ako hliníkový masív.



Obr. 4.1 Kovové peny s uzavretými bunkami: (a) porovnanie testovaných materiálov (z ľava) – oceľové sféry v oceľovej matici, oceľové sféry v hliníkovej matici a hliníkový masív, (b) rez oceľ-oceľovou CCF, (c) rez hliník-oceľovou CCF. Prevzaté z práce Chen a kol. (2014).



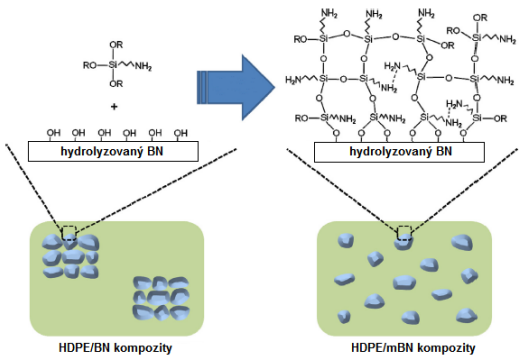
Obr. 4.2 Kovové peny s otvorenými bunkami vyrobené z hliníka s tromi rôznymi náplňami: (z ľava) vosk, polyetylén, voda. Prevzaté z práce Chen a kol. (2014).

Rovnakí autori v ďalšej štúdii Chen a kol. (2015) vyskúšali aj tienenie neutrónov, zvlášť pomocou OCF s vhodnými náplňami, ktoré sú použité na obr. 4.2: vosk, polyetylén a voda. Všetky majú vysoký obsah vodíka a OCF s takýmito náplňami sú preto sľubnými kandidátmi na ľahké materiály vhodné na tienenie zmiešaných polí IŽ. Tento predpoklad sa povrdil, takéto OCF s náplňami tienili voči neutrónom oveľa lepšie ako CCF. Autori tiež skúmali základné faktory ovplyvňujúce radiačné vlastnosti CCF. U oceľ-oceľových je to najmä pomer hrúbky stien sfér k ich polomeru, u hliník-oceľových malé otvory medzi sférami a okolitým roztaveným hliníkom.

Tetrakarbid bóru (B_4C) je v priemysle používaný kvôli svojim vynikajúcim mechanickým vlastnostiam a chemickej stabilite. Keďže je zároveň schopný veľmi silno zachytávať tepelné neutróny, kompozity, ktoré ho obsahujú, sa stali zaujímavým materiálom pre jadrové inžinierstvo, napríklad pre efektívnu správu použitého jadrového paliva. Boral, kompozit tetrakarbidu bóru s hliníkom, sa využíva v roštoch v bazénoch vyhoretého paliva alebo aj nádobách na jadrový materiál, ktoré slúžia zároveň na skladovanie aj na prepravu. V praxi sa však vytvárajú na povrchu drobné bublinky (angl. *blistering*), ktoré majú za následok aj deformáciu stien materiálu.

Ako možné protiopatrenie v štúdii Park a kol. (2015) jej autori testovali tlakovú metódu vytvárania boralového kompozitu (angl. hot isostatic pressing) a zistili, že zlepšuje mechanické vlastnosti boralu – dochádza k menšiemu výskytu bubliniek. Zároveň sa však zlepšili aj tieniace vlastnosti voči tepelným neutrónom, kvôli lepšiemu rozptýleniu molekúl tetrakarbidu bóru v borale.

Posledným progresívnym materiálom, ktorý zmienime, je polyetylén s vysokou hustotou (HDPE) s prímesami modifikovaného nitridu boritého (mBN). Autori štúdie Shin a kol. (2014) ho porovnávali: s HDPE/BN, teda polyetylénom s vysokou hustotou a prímesami klasického BN; s HDPE s prímesami B_4C. Rozdiel medzi mBN a BN prímesiach je patrný na obr. 4.3. Merania dopadli v prospech HDPE/mBN v porovnaní pevnosti v ťahu, tepelnej vodivosti, ale hlavne tienenia neutrónov oproti obom referenčným materiálom.



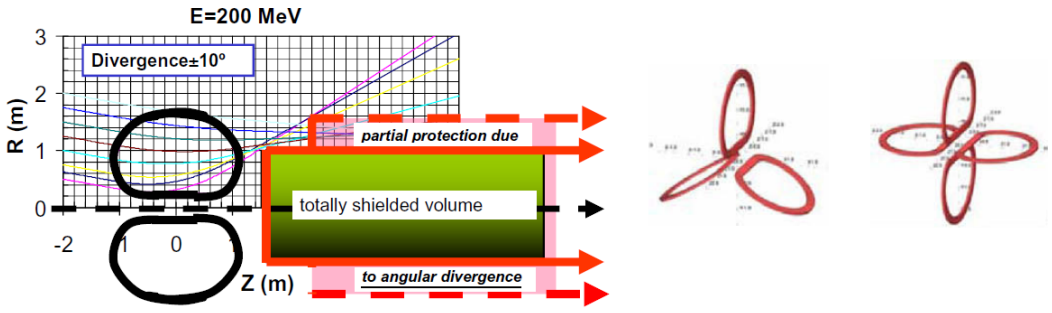
Obr. 4.3 Porovnanie HDPE/mBN a HDPE/BN kompozitov (Shin a kol., 2014).

4.3 Tienenie kozmického žiarenia

V rámci plánov na uskutočnenie cesty ľudskej posádky na Mars je okrem iného potrebné premyslieť vhodný postup pre radiačnú ochranu.

Kennedy (2013) popisuje radiačnú situáciu v medziplanetárnom priestore. Primárnymi komponentami žiarenia v medziplanetárnom priestore sú galaktické kozmické lúče (angl. *galactic cosmic rays*) a slnečné kozmické žiarenie (angl. *solar cosmic radiation*). Galaktické kozmické lúče pochádzajú z priestoru mimo Slnečnej sústavy a sú zložené z 98 % baryónov a 2 % elektrónov. Baryonická komponenta je zložená z 87 % protónov, 12 % α-častíc a 1 % ťažších jadier s atómovými číslami až do 92 (urán). Slnečné kozmické žiarenie pozostáva z nízkoenergetických častíc slnečného vetra, ktoré sú konštantne emitované zo Slnka, a z vysokoenergetických slnečných časticových udalostí (angl. *solar particle events*), ktoré pochádzajú z magneticky narušených regiónov v Slnku, ktoré sporadicky emitujú prudké pulzy energetických nabitých častíc. Týmito časticami sú hlavne protóny, s menším príspevkom α-častíc (menej ako 10 %). Tieto časticové udalosti sú nepredvídateľné, sú v čase silno variabilné a zvyčajne netrvajú dlhšie ako niekoľko hodín.

Stratégie ochrany proti týmto druhom IŽ rozoberá práca Spillantini (2010). Protóny s energiami okolo 50–70 MeV dokáže odtieniť hliníkový plášť kozmických lodí. Slnečné časticové udalosti však produkujú protóny aj s vyššími energiami. Proti nim sú navrhované dve základné stratégie: **pasívne** a **aktívne tienenie**. Pasívne spočíva v klasických tieniacich štítoch, ktoré musia byť zložené pokiaľ možno z ľahkých materiálov, ktoré navyše dobre tienia protóny. Obe vlastnosti spĺňa polyetylén, a preto sa uvažuje predovšetkým o materiáloch na jeho báze. Aktívne v tienení nabitých častíc elektromagnetickým poľom vytváraným magnetmi umiestnenými priamo v kozmickej lodi. Jeden možný návrh je na obr. 4.4. V praxi sa pravdepodobne bude musieť využiť kombinácia oboch prístupov.



Obr. 4.4 Znázornenie oblastí chránených aktívnym tienením (vľavo) a cievky elektromagnetov (vpravo). Prevzaté z Spillantini (2010).

ZÁVER

Táto práca sa venovala tieneniu IŽ z teoretickej aj praktickej stránky. Popísané boli ako jednoduchšie metódy výpočtu tienenia, tak aj tie pokročilejšie. Z jednoduchších boli v kapitole 1 popísané princípy fungovania metódy zdrojových jadier a jej aplikácie pre prípady geometricky komplexných zdrojov, rozšírenie o koncept vzrastového faktora pri tienení geometrie širokého zväzku a aj jej nedostatky v situáciách so zdrojmi s polyenergetickým spektrom a pri analýze a návrhu tienenia zmiešaných polí IŽ. V ďalšej kapitole 2 sme podrobne popísali pokročilé výpočtové metódy – deterministickú (transportná metóda) a stochastickú (metóda Monte Carlo), ktorých použitie je nevyhnuté všade tam, kde metódy zdrojových jadier už viac nestačia, čiže hlavne pri situáciách so zložitejšími geometriami, zložitými zdrojmi IŽ a nehomogénnym tieniacim materiálom.

V ďalšej časti práce, kapitole 3, sme porovnali výsledky simulácie úlohy z tienenia IŽ s meraním vykonaným pre účely tejto práce v Dielni ionizujúceho žiarenia na ÚEEN FEKT VUT. Celkovo sme zmerali dvanásť rôznych experimentálnych zostáv, líšiacich sa v troch polohách zdroja v kolimátore, použití dvoch rôznych scintilačných detektorov a prítomnosťou alebo neprítomnosťou oloveného tieniaceho štítu. Okrem toho, že je na nameraných a nasimulovaných spektrách názorne preukázaný rozdiel medzi geometriou úzkeho a širokého spektra, hlavným výstupom je podrobné porovnanie veľkostí plôch hlavných vrcholov spektra ^{60}Co vyčíslené pomocou jednotkovej početnosti častíc s danou energiou zachytených detektormi. Toto porovnanie je zachytené v tab. 3.1. Relatívne chyby sa pohybujú v nízkych jednotkách percent. Následne vykonaná citlivostná analýza (tab. 3.2) ukazuje, že vzniknuté relatívne chyby je možno vysvetliť aj neistotami vo vstupných parametroch modelu. Je však pravdepodobné, že simulácia samotná je napr. fyzikálnymi zjednodušeniami (napr. v prípade transportu elektrónov) zodpovedná za časť rozdielov. Prejavuje sa to najmä pri pohľade na celkové nasimulované spektrá. Hĺbkový rozbor príčin rozdielov spektier pri nižších energiách je možný spôsob nadviazania na túto prácu.

V poslednej kapitole 4 sme rozobrali niektoré súčasné smery výskumu v oblasti tienenia – hybridné výpočtové kódy, nové tieniace materiály a výskum v oblasti ochrany pred IŽ vo vesmíre.

Hlavným prínosom práce je rozvoj know-how v oblasti tienenia IŽ a využitia kódu MCNP pre účely výpočtov tienenia, na Ústave elektroenergetiky. Ďalší študenti, ale aj akademickí pracovníci môžu získané skúsenosti využiť a v budúcnosti a postupne dospieť aj k pokročilým tieniacim problémom vyžiadaným praktickými požiadavkami, od tých prozaickejších ako je výpočet efektívnej dávky pri manipulácii s drobnými zdrojmi IŽ prítomnými v Dielni ionizujúceho žiarenia, až po potrebu napr. navrhnúť tienenie pre potenciálny úrýchľovač umiestnený na ÚEEN.

LITERATÚRA

Alles, J., Mudde, R. F. Beam Hardening: Analytical Considerations of the Effective Attenuation Coefficient of X-Ray Tomography. *Medical Physics*. 2007, vol. 34, no. 7, 2882-2889. DOI: 10.1118/1.2742501.

Berger, M. J., Hubbell, J. H. *XCOM: Photon Cross Sections on a Personal Computer*. Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology, 1987.

Berger, M. J. a kol. *XCOM: Photon Cross Sections Database* [online]. 1998, posledná aktualizácia 12. 12. 2014 [cit. 20. 5. 2015]. Dostupné z URL: <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>.

Berger, M. J. a kol. *Composition of Materials Used in STAR Database* [online]. 2009, posledná aktualizácia 19. 5. 2015 [cit. 20. 5. 2015]. Dostupné z URL: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl?ap>.

Calzada, E. a kol. Reusable Shielding Material for Neutron- and Gamma-radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2011, vol. 651, no. 1, 77–80. ISSN 0168-9002.

ORTEC. *Genie 2000 Software Family* [online]. 2015, posledná aktualizácia 2015 [cit. 20. 5. 2015]. Dostupné z URL: <http://www.canberra.com/products/radiochemistry_lab/genie-2000-software.asp>.

Carter, L. L., Cashwell, E. D. *Particle Transport Simulation with the Monte Carlo Method*. Springfield: National Technical Information Service, 1975. ISBN 0-87079-021-8.

Cashwell, E. D., Everett, C. J. *A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems*. London: Pergamon Press, 1959.

Fabian, F., Kluiber, Z. *Metoda Monte Carlo a možnosti jejích uplatnění*. Praha: PROSPEKTRUM, 1998. ISBN 80-7175-058-1.

Gerward, L. a kol. X-ray absorption in matter. Reengineering XCOM. *Radiation Physics and Chemistry*. 2001, vol. 60, no. 1–2, 23–24. ISSN 0969-806X.

Goldstein, H., Wilkins, J. E. *Calculations of the Penetration of Gamma Rays*. White Plains (New York): Nuclear Development Associates, 1954.

Harima, Y. An Approximation of Gamma-Ray Buildup Factors by Modified Geometrical Progression. *Nuclear Science and Engineering*. 1983, vol. 83, no. 2, 299–309.

Chilton, A. B. Buildup factor. In Jaeger, R. G. a kol. *Engineering Compendium on Radiation Shielding.* Vol. I. New York: Springer, 1968.

Chen, S., Bourham, M., Rabiei, A. Novel Light-weight Materials for Shielding Gamma Ray. *Radiation Physics and Chemistry*. 2014, vol. 96, 27–37. ISSN 0969-806X.

Chen, S., Bourham, M., Rabiei, A. Neutrons Attenuation on Composite Metal Foams and Hybrid Open-cell Al Foam. *Radiation Physics and Chemistry*. 2015, vol. 109, 27–39. ISSN 0969-806X.

Chucas, S. J., Grimstone, M. J. The Accelerated Techniques Used in the Monte Carlo Code MCBEND. In *Proceedings of the Eighth International Conference on Radiation Shielding, Arlington, 24—28 April 1994.* Vol. 2. p. 1126.

Kalos, M. H., Whitlock, P. A. *Monte Carlo Methods*. Second, Revised and Enlarged Edition. Weinheim: Wiley-VCH Verlag, 2009. ISBN 978-3-527-407606.

Karimi-Shahri, K., Rafat-Motavalli, L., Miri-Hakimabad, H. Finding a Suitable Shield for Mixed Neutron and Photon Fields Based on an Am-Be Source. *Journal of Radioanalytical & Nuclear Chemistry*. 2013, vol. 298, no. 1, 33–39. ISSN 02365731.

Kennedy, A. R. Biological Effects of Space Radiation and Development of Effective Countermeasures. *Life Sciences in Space Research*. 2014, vol. 1, pp. 10-43. ISSN 2214-5524.

Kleinschmidt, C. Analytical Considerations of Beam Hardening in Medical Accelerator Photon Spectra. *Medical Physics*. 2007, vol. 26, no. 9, 1995–1999. DOI: 10.1118/1.598704.

Konček, R. *Vlastnosti a stínění ionizujícího záření*. Bakalárska práca. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky, 2013. 65 s.

Lamarsh, J. R., Baratta, A. J. *Introduction to Nuclear Engineering*. Upper Saddle River (New Jersey): Prentice-Hall, 2001. ISBN 0-201-82498-1.

LANS. *MCNP Reference Collection* [online]. 2014, posledná aktualizácia 25. 6. 2014 [cit. 20. 5. 2015]. Dostupné z URL: <https://laws.lanl.gov/vhosts/mcnp.lanl.gov/references.shtml>.

Lux, I., Koblinger, L. *Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations*. Boston: CRC Press, 1991. ISBN 0-89448-456-6.

Mayer-Kuckuk, T. *Fyzika atomového jádra*. Praha: SNTL, 1979.

McKetty, M. H. The AAPM/RSNA Physics Tutorial for Residents. X-ray Attenuation. *Radiographics*. 1998, vol. 18, no. 1, pp. 151–163.

MZSR. *Vyhláška Ministerstva zdravotníctva SR č. 545/2007, ktorou sa ustanovujú podrobnosti o požiadavkách na zabezpečenie radiačnej ochrany pri činnostiach vedúcich k ožiareniu a činnostiach dôležitých z hľadiska radiačnej ochrany*. Bratislava: Ministerstvo zdravotníctva SR, 2007.

ORTEC. *Lanthanum Bromide Scintillation Detectors* [online]. 2011, posledná aktualizácia 2012 [cit. 20. 5. 2015]. Dostupné z URL: <http://www.ortec-online.com/download/Lanthanum-Bromide-Scintillation-Detectors.pdf>.

ORTEC. *MAESTRO® 7. Multichannel Analyser (MCA) Application Software* [online]. 2012, posledná aktualizácia 2014 [cit. 20. 5. 2015]. Dostupné z URL: <http://www.ortec-online.com/download/MAESTRO.pdf>.

Park, J. a kol. Enhancement in the Microstructure and Neutron Shielding Efficiency of Sandwich Type of 6061Al–B4C Composite Material via Hot Isostatic Pressing. *Nuclear Engineering and Design*. 2015, vol. 282, pp. 1–7. ISSN 0029-5493.

Pelovitz, D. B. a kol. *The MCNPX™ User's Manual, Version 2.7.0*. LA-CP-11-00438. Los Alamos: LANS, 2011.

Pelovitz, D. B. a kol. *The MCNP6™ User's Manual, Version 1.0*. LA-CP-13-00634. Los Alamos: LANS, 2013.

Prinja, A. K., Larsen, E. W. General Principles of Neutron Transport. In Cacuci, D. G. a kol. *Handbook of Nuclear Engineering*. Vol. I. New York: Springer, 2010. ISBN 978-0-387-98150-5.

Prokhorets, I. M. a kol. Point-Kernel Methods for Radiation Fields Simulation. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2007, no. 5, pp. 106–109.

RSICC. *Home Page of RSICC – Radiation Safety Information Computational Center* [online]. 2015 [cit. 20. 5. 2015]. Dostupné z URL: <https://rsicc.ornl.gov/Default.aspx>.

Shin, J. W. a kol. Polyethylene/Boron-containing Composites for Radiation Shielding. *Thermochimica Acta*. 2014, vol. 585, pp. 5–9. ISSN 0040-6031.

Shultis, J. K., Faw, R. E. *Radiation Shielding*. La Grange Park (Illinois): American Nuclear Society, 2000. ISBN 0-89448-456-6.

Shultis, J. K., Faw, R. E. Radiation Shielding Technology. *Health Physics*. 2005, vol. 88, no. 4, p. 297–322.

Shultis, J. K., Faw, R. E. Radiation Shielding and Radiological Protection. In Cacuci, D. G. a kol. *Handbook of Nuclear Engineering*. Vol. II. New York: Springer, 2010. ISBN 978-0-387-98150-5.

Shultis, J. K., Faw, R. E. *An MCNP Primer* [online]. 2011, posledná aktualizácia 12. 12. 2011 [cit. 20. 5. 2015]. Dostupné z URL: <http://www.mne.ksu.edu/~jks/MCNPprmr.pdf>.

Singh, V. P., Badiger, N. M. Investigation on Radiation Shielding Parameters of Ordinary, Heavy and Super Heavy Concretes. *Nuclear Technology and Radiation Protection*. 2014, vol. 29, no. 2, p. 149–156. DOI: 10.2298/NTRP1402149S.

Smith, H. P., Wagner, J. C. A Case Study in Manual and Automated Monte Carlo Variance Reduction with a Deep Penetration Reactor Shielding Problem. *Nuclear Science and Engineering*. 2005, vol. 149, no. 1, pp. 23–37.

Spillantini, P. Active Shielding for Long Duration Interplanetary Manned Missions. *Advances in Space Research*. 2010, vol. 45, no. 7, pp. 900–916. ISSN 0273-1177.

Šeda, J. a kol. *Dozimetrie ionizujícího záření*. Praha: SNTL, 1983.

Taylor, J. J. *Application of Gamma-Rays Buildup Data to Shield Design*. USAEC Report WAPD-RNM-217, 1954.

Turner, S. A., Larsen, E. W. Automatic Variance Reduction for 3-D Monte Carlo Simulations by the Local Importance Function Transform - I: Analysis. *Nuclear Science and Engineering*. 1997, vol. 127, no. 1, p. 22–35.

UNSCEAR. *Sources and Effects of Ionizing Radiation*. New York: United Nations, 2010. ISBN 978-92-1-142274-0.

VIRIUS, M. *Metoda Monte Carlo*. Praha: Nakladatelství ČVUT, 2010. ISBN 978-80-01-04595-4.

SCHWARZ, R. *Visual Editor Home* [online]. 2015 [cit. 20. 5. 2015]. Dostupné z URL: <http://www.mcnpvised.com/>.

SÚJB. *Vyhláška Státního úřadu pro jadernou bezpečnost č. 307/2002 Sb. o radiační ochraně*. Praha: Státní úřad pro jadernou bezpečnost, 2002. Dostupné z URL: <http://portal.gov.cz/app/zakony/download?idBiblio=53646&nr=307~2F2002~20Sb.&ft=pdf>.

VLÁDA SR. *Nariadenie vlády SR č. 345/2006 Z. z. o základných bezpečnostných požiadavkách na ochranu zdravia pracovníkov a obyvateľov pred ionizujúcim žiarením*. Bratislava: Vláda SR, 2006.

WOLTERS, E. R., LARSEN, E. W., MARTIN, W. R. A Hybrid Monte Carlo-S2 Method for Preserving Neutron Transport Effects. In *Proceedings of the 2009 International Conference on Advances in Mathematics, Computational Methods, and Reactor Physics, Saratoga Springs, New York, 3–7 May 2009*.

X-5 MONTE CARLO TEAM. *MCNP – A General N-Particle Transport Code, Version 5*. Vols. I–III. Los Alamos: LANS, 2003.

ZOZNAM PRÍLOH

A Kódy modelov tienenia v MCNP6 71

B Fotografie experimentálnych geometrií 78

C Meracie príslušenstvo 81

D Obsah priloženého CD 82

A KÓDY MODELOV TIENENIA V MCNP6

A.1 Lineárny zdroj vo vákuu

Nižšie uvedený kód popisuje simuláciu lineárneho zdroja fotónov vo vákuu, pričom hľadáme jednotkovú nekolidovanú fluenciu $\Phi_0^{(1)}$ v mieste bodového detektora, ktorý je umiestnený analogicky ako bod D na obr. 2.3a. Na vhodných miestach je kód prerušený komentármi s doplňujúcimi vysvetleniami.

```
1  Bodova detekcia fluencie fotonov z linearneho zdroja, vakuum
2  c ************************** BLOK BUNIEK ***************************
3  1 0 -10 50 IMP:P=1  $ valec zaujmu
4  2 0 -20    IMP:P=1  $ disk 1. detektora (h =  5 cm)
5  3 0 -30 20 IMP:P=4  $ disk 2. detektora (h = 10 cm)
6  4 0 -40 30 IMP:P=16 $ disk 3. detektora (h = 15 cm)
7  5 0 -50 40 IMP:P=64 $ disk 4. detektora (h = 20 cm)
8  6 0  10    IMP:P=0  $ svet mimo valca zaujmu
9
10 c ************************** BLOK POVRCHOV *************************
11 10 RCC -11 0 0 22.0 0 0 21 $ valec
12 20 RCC -10 0 0  0.1 0 0  5 $ disk (valec s polomerom >> vyskou)
13 30 RCC -10 0 0  0.1 0 0 10 $ disk (valec s polomerom >> vyskou)
14 40 RCC -10 0 0  0.1 0 0 15 $ disk (valec s polomerom >> vyskou)
15 50 RCC -10 0 0  0.1 0 0 20 $ disk (valec s polomerom >> vyskou)
16
```

Povinný riadok (r.) 1 tvorí názov problému. Bezprostredne po ňom začína blok buniek, kde bunku 1 definujeme ako vnútro sféry tvorenej povrchom 3, ktorý je zadefinovaný na r. 11. Vonkajšie prostredie je mimo nášho záujmu a preto prideľujeme simulácii fotónov v tejto bunke nulovú dôležitosť (`IMP:P=0`). Prázdne miesta na r. 9 a r. 16 sú povinné a oddeľujú tri hlavné bloky vstupného súboru – bloky buniek, povrchov a dát.

```
17 c ************************** BLOK DAT ******************************
18 MODE P $ mod simulacie transportu fotonov
19 c _____________________________zdroje_______________________________
20 c linearny zdroj fotonov (E = 2 MeV) na osi x,
21 c vytvoreny degenerovanim objemoveho zdroja
22 SDEF POS=0 0 0 X=d1 Y=0 Z=0 ERG=2.0
23 SI1 -10 10 $ 20 cm dlhy zdroj, x patri <-10,10>
```

```
24 SP1 -21 0  $ rovnomerna distribucia vytvarania castic pozdlz osi x
25 c _____________________________skorovanie_____________________________
26 c detektory sa nachadzaju na vonkajsich stenach diskov
27 F12:P 20.1 $ 1. detektor (h =  5 cm)
28 F22:P 30.1 $ 2. detektor (h = 10 cm)
29 F32:P 40.1 $ 3. detektor (h = 15 cm)
30 F42:P 50.1 $ 4. detektor (h = 20 cm)
31 c ____________________________pomocne prikazy___________________________
32 NPS 1E8 $ pocet simulovanych castic
33
```

Na r. 27 začínajú definície použitých skórovacích funkcií. V tejto úlohe sme využili funkciu F2, ktorá meria fluenciu vztiahnutú na určitý povrch. Všetky definície sa kvôli tomu musia končiť číslom 2. Prázdny riadok na konci kódu (r. 33) je nepovinný, ale odporúča sa uvádzať. Môžu za ním nasledovať ďalšie poznámky.

A.2 Lineárny zdroj v hliníkovom médiu

Nižšie uvedený kód popisuje simuláciu lineárneho zdroja fotónov vo vákuu, pričom hľadáme jednotkovú nekolidovanú fluenciu $\Phi_0^{(1)}$ v mieste bodového detektora, ktorý je umiestnený analogicky ako bod D na obr. 2.3b.

```
1  Bodova detekcia fluencie fotonov z linearneho zdroja, vakuum
2  c *************************** BLOK BUNIEK ****************************
3  1 10 -2.70 -10 50 IMP:P=1  $ valec zaujmu
4  2 10 -2.70 -20    IMP:P=1  $ disk 1. detektora (h =  5 cm)
5  3 10 -2.70 -30 20 IMP:P=4  $ disk 2. detektora (h = 10 cm)
6  4 10 -2.70 -40 30 IMP:P=16 $ disk 3. detektora (h = 20 cm)
7  5 10 -2.70 -50 40 IMP:P=64 $ disk 4. detektora (h = 30 cm)
8  6  0        10    IMP:P=0  $ svet mimo valca zaujmu
9
10 c ************************** BLOK POVRCHOV ***************************
11 10 RCC -16 0 0 32.0 0 0 31 $ valec
12 20 RCC -15 0 0  0.1 0 0  5 $ disk (valec s polomerom >> vyskou)
13 30 RCC -15 0 0  0.1 0 0 10 $ disk (valec s polomerom >> vyskou)
14 40 RCC -15 0 0  0.1 0 0 20 $ disk (valec s polomerom >> vyskou)
15 50 RCC -15 0 0  0.1 0 0 30 $ disk (valec s polomerom >> vyskou)
16
17 c **************************** BLOK DAT ******************************
```

```
MODE P $ mod simulacie transportu fotonov
c _____________________________materialy_____________________________
M10 13000 -1.00000 $ hlinik (prir. izot. zlozenie)
c _______________________________zdroje_______________________________
c linearny zdroj fotonov (E = 1 MeV) na osi x,
c vytvoreny degenerovanim objemoveho zdroja
SDEF POS=0 0 0 X=d1 Y=0 Z=0 ERG=1.0
SI1 -15 15 $ 30 cm dlhy zdroj, x patri <-15,15>
SP1 -21 0  $ rovnomerna distribucia vytvarania castic pozdlz osi x
c ____________________________skorovanie_____________________________
c detektory priemernej fluencie castic,
c na vonkajsich stenach diskov
F12:P 20.1 $ 1. detektor (h =  5 cm)
F22:P 30.1 $ 2. detektor (h = 10 cm)
F32:P 40.1 $ 3. detektor (h = 20 cm)
F42:P 50.1 $ 4. detektor (h = 30 cm)
c _________________________znizovanie rozptylu_________________________
c ukoncenie sledovania castice s E < 0,9999 MeV, t.j. po kolizii
CUT:P j 0.9999
c ___________________________pomocne prikazy___________________________
NPS 1E8 $ pocet simulovanych castic

```

A.3 Geometria úzkeho zväzku

Nasledovný kód vstupného súboru je využitý pri simulácii, kedy bol použitý detektor NaI(Tl), zdroj IŽ bol umiestnený na dne otvoru v kolimátore a nebol použitý tieniaci štít. Toto experimentálne nastavenie tak zo všetkých najviac pripomína meranie pri geometrii úzkeho zväzku, tak, ako je bežne definovaná.

```
Detektor NaI(Tl) 4"x4", Pb kolim., bez stitu, zdroj Co-60 vzadu
c ************************** BLOK BUNIEK **************************
1 70 -0.001205           & $ sfera zaujmu
((((-10 30 50 60):-31) 32):-33) 41 IMP:P=1
2 10 -11.34 -30 31 IMP:P=1 $ kolimator
3 20  -2.70 -32 33 IMP:P=1 $ vlozka
4 30  -8.90 -40    IMP:P=1 $ zdroj
5 40  -8.02 -41 40 IMP:P=1 $ obal zdroja
7 50  -3.67 -50    IMP:P=4 $ krystal
```

```
8 60  -2.80 -60    IMP:P=4 $ reflektor krystalu detektora
9  0         10    IMP:P=0 $ svet mimo sfery

c ************************* BLOK POVRCHOV *************************
10 SO  200 $ sfera so stredom (0 0 0), r = 200 cm
30 RCC -140.0 0 0 40.10 0 0 10.00  $ valec kolimatora
31 RCC -130.0 0 0 30.10 0 0  0.60  $ valec dutiny kolimatora
32 RCC -130.0 0 0 31.50 0 0  0.50  $ valec vlozky
33 RCC -130.0 0 0 31.50 0 0  0.40  $ valec dutiny vlozky
40 RCC -129.9 0 0  0.20 0 0  0.15  $ valec zdroja
41 RCC -130.0 0 0  0.80 0 0  0.30  $ valec obalu zdroja
50 RCC  170.0 0 0 10.16 0 0  5.08  $ valec krystalu
60 RCC  169.92 0 0 0.08 0 0  5.08  $ disk reflektora

c ***************************** BLOK DAT ****************************
MODE P $ mod simulacie transportu fotonov
c ______________________________materialy_______________________________
M10 82000 -1.000000 $ Pb (prir. izot. zlozenie)
M20 13000 -1.000000 $ Al (prir. izot. zlozenie)
M30 & $ zdroj IZ
27060  0.835000 & $ Co-60
28060  0.165000   $ Ni-60
M40 & $ nerezova ocel
24000 -0.180000 & $ Cr (prir. izot. zlozenie)
26000 -0.740000 & $ Fe (prir. izot. zlozenie)
28000 -0.080000   $ Ni (prir. izot. zlozenie)
M50 & $ krystal NaI(Tl), 0,2 % Tl
11000  0.499000 & $ Na (prir. izot. zlozenie)
53000  0.499000 & $ I (prir. izot. zlozenie)
81000  0.002000   $ Tl (prir. izot. zlozenie)
M60 & $ duraluminium
12000 -0.015000 & $ Mg (prir. izot. zlozenie)
13000 -0.935000 & $ Al (prir. izot. zlozenie)
25000 -0.006000 & $ Mn (prir. izot. zlozenie)
29000 -0.044000   $ Cu (prir. izot. zlozenie)
M70 & $ vzduch
06000 -0.000124 & $ C  (prir. izot. zlozenie)
07000 -0.755268 & $ N  (prir. izot. zlozenie)
08000 -0.231781 & $ O  (prir. izot. zlozenie)
```

```
18000 -0.012827   $ Ar (prir. izot. zlozenie)
c ______________________________zdroje_______________________________
c objemovy zdroj fotonov (E = 1,17 a 1,33 MeV)
SDEF ERG=d1 POS=-129.9 0 0 AXS=1 0 0 RAD=d2 EXT=d3 DIR=d4 VEC 1 0 0
SI1 L 1.1732 1.3325 $ diskretne rozdelenie energii fotonov zdroja
SP1   0.9986 0.9998 $ pdf vytvorenia fotonov s energiami urcenymi SI1
SI2   0 0.15          $ radialne hranice distribucie zdroja
SP2 -21 1             $ pdf radialnej distribucie je linearna
SI3   0 0.2           $ axialne hranice distribucie zdroja
SP3 -21 0             $ pdf axialnej distribucie je konstantna
SI4  -1 0.9996 1      $ vychylenie zdroja len do kuzela s polovicou
SP4   0 0.9998 0.0002 $ vrcholoveho uhla arccos(0,9996) = 1,62°
SB4   0 0      1
c ____________________________skorovanie_____________________________
F8:P 7              $ skorovanie F8: vyska pulzov pre jednotlive
E8 0 1E-5 1022i 2.0 $ intervaly energii urcene E8
FT8 GEB 0 0.05 0.5  $ gaussovske rozsirenie distribucie pulzov
c ___________________________pomocne prikazy___________________________
NPS 1E7 $ pocet simulovanych castic

```

Ak by sme potrebovali počítať plochy vrcholov, tak r. 65 jednoducho zmažeme.

A.4 Geometria širokého zväzku

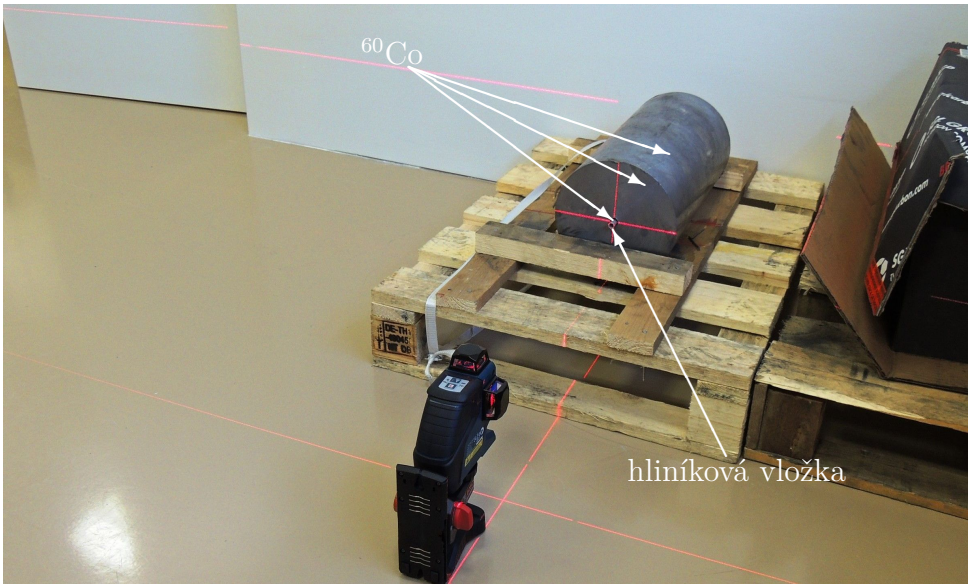
Nasledovný kód vstupného súboru je využitý pri simulácii, kedy bol použitý detektor $LaBr_3(Ce)$, zdroj IŽ bol umiestnený na okraji otvoru v kolimátore a bol použitý olovený tieniaci štít. Toto experimentálne nastavenie tak zo všetkých najviac pripomína meranie pri geometrii širokého zväzku, tak, ako je bežne definovaná.

```
Detektor LaBr3(Ce) 1"x1", Pb kolimator a stit, zdroj Co-60 vpredu
c ************************** BLOK BUNIEK **************************
1 70  -0.001205          & $ sfera zaujmu
((((-10 20 21 23 25 27 30 50 60):-22:-24:-26:-28:-31) 32):-33) 41 &
 IMP:P=1
2 10 -11.34 -30 31 IMP:P=1 $ kolimator
3 20  -2.70 -32 33 IMP:P=1 $ vlozka
4 30  -8.90 -40    IMP:P=1 $ zdroj
5 40  -8.02 -41 40 IMP:P=1 $ obal zdroja
```

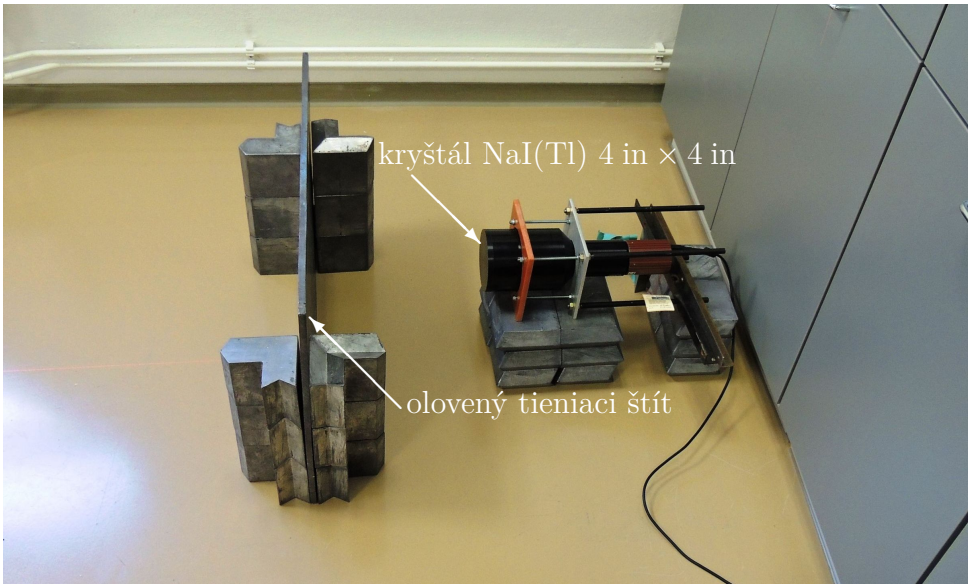
```
6 10 -11.34              & $ tieniaci stit
-20:(-21 22):(-23 24):(-25 26):(-27 28) IMP:P=1
7 50  -5.29 -50    IMP:P=4 $ krystal
8 60  -2.80 -60    IMP:P=4 $ reflektor krystalu detektora
9  0         10    IMP:P=0 $ svet mimo sfery

c ************************* BLOK POVRCHOV *************************
10 SO  200 $ sfera so stredom (0 0 0), r = 200 cm
20 RPP 139 140 -22.5 22.5 -32  32 $ olovena tieniaca doska
c 4 olovene L-profily, vzniknu odcitanim 2 hranolov,
c napr. 21 minus 22, 23 minus 24, atd.
21 RPP  129 139 -22.5  7.5 -32 -22 $ velky vlavo hore
22 RPP  129 134 -22.5  7.5 -32 -27 $ maly vlavo hore
23 RPP  140 150 -22.5  7.5 -32 -22 $ velky vpravo hore
24 RPP  145 150 -22.5  7.5 -32 -27 $ maly vpravo hore
25 RPP  129 139 -22.5  7.5  22  32 $ velky vlavo dole
26 RPP  129 134 -22.5  7.5  27  32 $ maly vlavo dole
27 RPP  140 150 -22.5  7.5  22  32 $ velky vpravo dole
28 RPP  145 150 -22.5  7.5  27  32 $ maly vpravo dole
30 RCC -140.0 0 0 40.10 0 0 10.00  $ valec kolimatora
31 RCC -130.0 0 0 30.10 0 0  0.60  $ valec dutiny kolimatora
32 RCC -130.0 0 0 31.50 0 0  0.50  $ valec vlozky
33 RCC -130.0 0 0 31.50 0 0  0.40  $ valec dutiny vlozky
40 RCC -100.6 0 0  0.20 0 0  0.15  $ valec zdroja
41 RCC -100.7 0 0  0.80 0 0  0.30  $ valec obalu zdroja
50 RCC  170.0 0 0  2.54 0 0  1.27  $ valec krystalu
60 RCC  169.92 0 0 0.08 0 0  1.27  $ disk reflektora

c ***************************** BLOK DAT *****************************
MODE P $ mod simulacie transportu fotonov
c ______________________________materialy_______________________________
M10 82000 -1.000000 $ Pb (prir. izot. zlozenie)
M20 13000 -1.000000 $ Al (prir. izot. zlozenie)
M30 & $ zdroj IZ
27060  0.835000 & $ Co-60
28060  0.165000   $ Ni-60
M40 & $ nerezova ocel
24000 -0.180000 & $ Cr (prir. izot. zlozenie)
26000 -0.740000 & $ Fe (prir. izot. zlozenie)
```

```
28000 -0.080000   $ Ni (prir. izot. zlozenie)
M50 & $ krystal LaBr3(Ce), 5 % Ce
57000  0.237500 & $ La (prir. izot. zlozenie)
35000  0.712500 & $ Br (prir. izot. zlozenie)
58000  0.050000   $ Ce (prir. izot. zlozenie)
M60 & $ duraluminium
12000 -0.015000 & $ Mg (prir. izot. zlozenie)
13000 -0.935000 & $ Al (prir. izot. zlozenie)
25000 -0.006000 & $ Mn (prir. izot. zlozenie)
29000 -0.044000   $ Cu (prir. izot. zlozenie)
M70 & $ vzduch
06000 -0.000124 & $ C  (prir. izot. zlozenie)
07000 -0.755268 & $ N  (prir. izot. zlozenie)
08000 -0.231781 & $ O  (prir. izot. zlozenie)
18000 -0.012827   $ Ar (prir. izot. zlozenie)
c ______________________________zdroje_______________________________
c objemovy zdroj fotonov (E = 1,17 a 1,33 MeV)
SDEF ERG=d1 POS=-100.6 0 0 AXS=1 0 0 RAD=d2 EXT=d3 DIR=d4 VEC 1 0 0
SI1 L 1.1732 1.3325 $ diskretne rozdelenie energii fotonov zdroja
SP1   0.9986 0.9998 $ pdf vytvorenia fotonov s energiami urcenymi SI1
SI2   0 0.15           $ radialne hranice distribucie zdroja
SP2 -21 1              $ pdf radialnej distribucie je linearna
SI3   0 0.2            $ axialne hranice distribucie zdroja
SP3 -21 0              $ pdf axialnej distribucie je konstantna
SI4  -1 0.9998 1       $ vychylenie zdroja len do kuzela s polovicou
SP4   0 0.9999 0.0001  $ vrcholoveho uhla arccos(0,9998) = 1,15°
SB4   0 0      1
c ____________________________skorovanie_____________________________
F8:P 7              $ skorovanie F8: vyska pulzov pre jednotlive
E8 0 1E-5 1022i 2.0  $ intervaly energii urcene E8
FT8 GEB 0 0.025 0.25 $ gaussovske rozsirenie distribucie pulzov
c ___________________________pomocne prikazy___________________________
NPS 1E7             $ pocet simulovanych castic

```

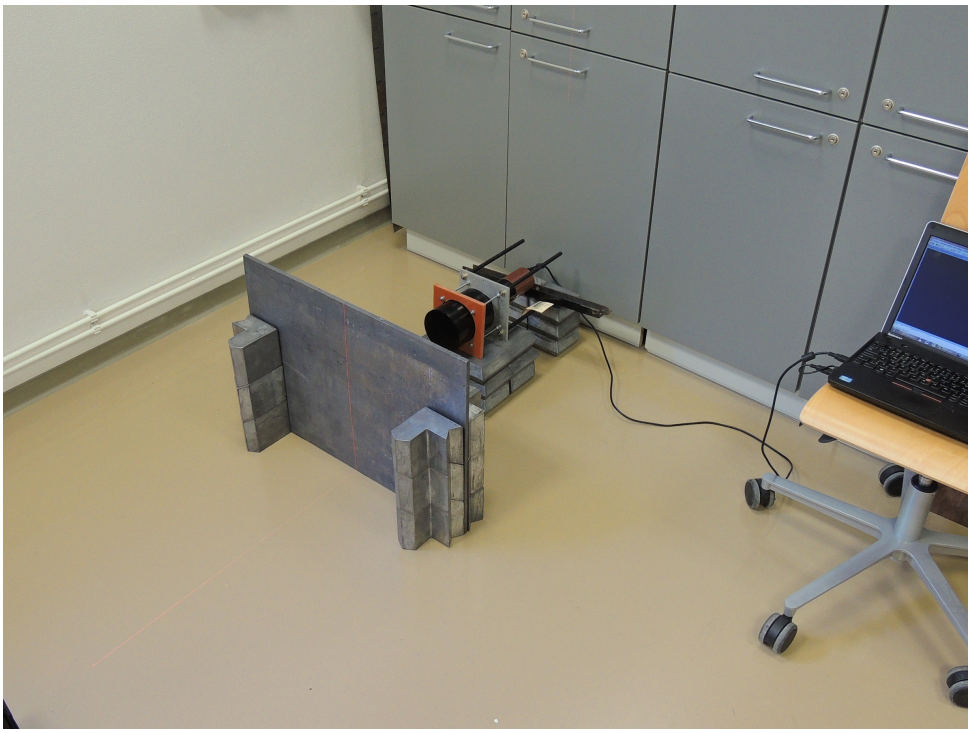
B FOTOGRAFIE EXPERIMENTÁLNYCH GEOMETRIÍ



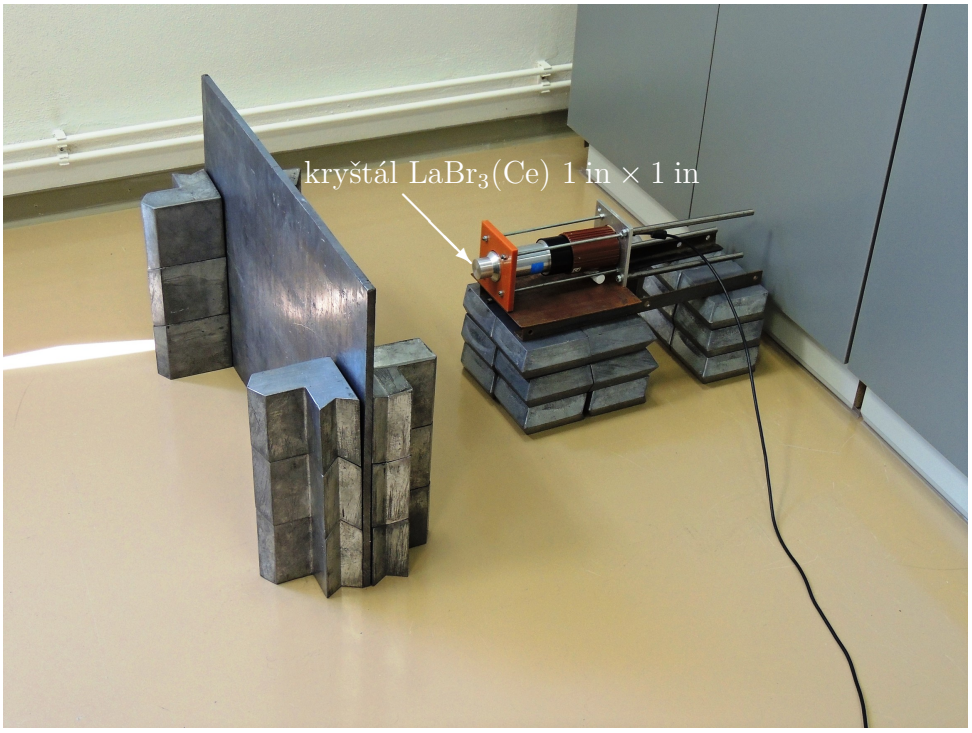
Obr. B.1 Olovený kolimátor s hliníkovou vložkou a naznačením troch pri meraní použitých polôh zdroja ^{60}Co – vpredu, v polovici navŕtaného otvoru a na dne otvoru.



Obr. B.2 Bočný pohľad na olovený štít a scintilačný detektor NaI(Tl).

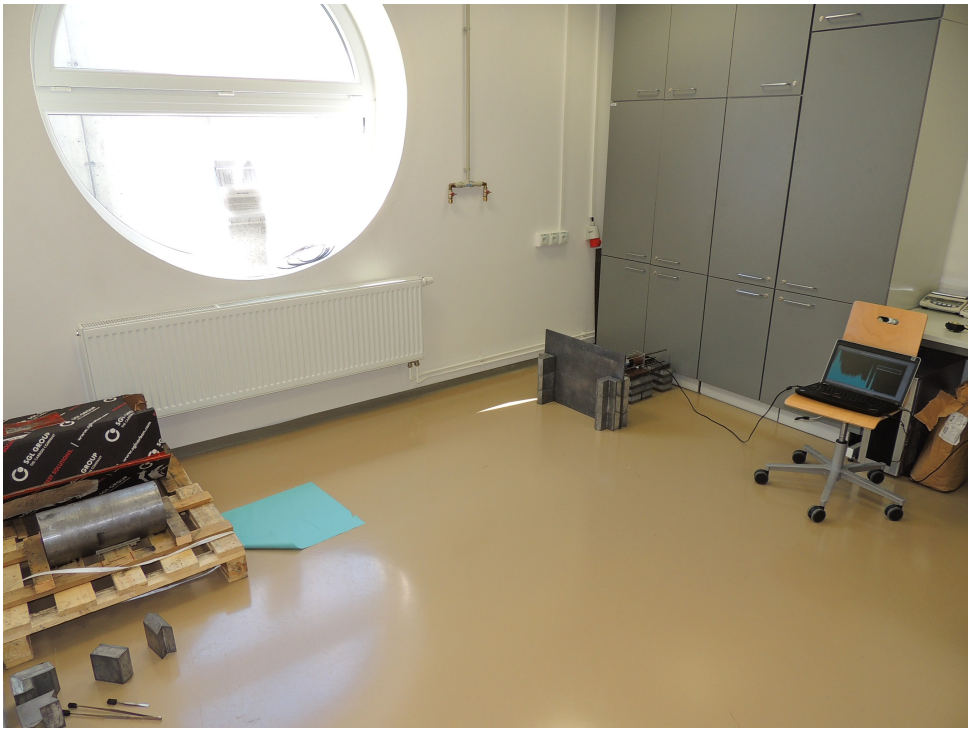


Obr. B.3 Detail oloveného štítu a scintilačného detektora NaI(Tl).



Obr. B.4 Detail oloveného štítu a scintilačného detektora $LaBr_3(Ce)$.

Obr. B.5 Celkový pohľad na geometriu úzkeho zväzku s detektorom NaI(Tl).



Obr. B.6 Celkový pohľad na geometriu širokého zväzku s detektorom $LaBr_3(Ce)$.

C MERACIE PRÍSLUŠENSTVO

V tab. C.1 sú zhrnuté všetky prístroje, softvérové nástroje a ďalšie nevyhnutné pomôcky, ktoré boli využité pri spracovaní výsledkov z merania IŽ.

Tab. C.1 Príslušenstvo použité na meranie a spracovanie experimentálnych dát.

Príslušenstvo	Názov	Typ/verzia	Výrobca/dodávateľ	Sériové číslo
Zdroj IŽ	–	^{60}Co, A 3015	Eckert & Ziegler	CZ4949
Scintilačný kryštál	–	NaI(Tl)	ENVINET	2013-D1471R
Scintilačný kryštál	–	$LaBr_3$(Ce)	ORTEC/ENVINET	A2834
Detektor	DigiBASE	–	ORTEC/ENVINET	13165341
MCA	MAESTRO	v. 7.01	ORTEC/ENVINET	–
MCA	Genie 2000	v. 3.3	Canberra	–

D OBSAH PRILOŽENÉHO CD

Zoznam súborov na priloženom CD a ich štruktúra sú zobrazené na obr. D.1. Súbor `Simulace-stínění-IZ-programem-MCNP.pdf` obsahuje text tejto práce. Všetky súbory s rozšírením `*.txt` slúžia ako vstupné súbory pre simuláciu tienenia IŽ kódom MCNP6. Binárne súbory s rozšírením `*.chn` obsahujú experimentálne zistené dáta z meraní uskutočnených 20.–21. 4. 2015.

```
/
└── Konček-DP-2015
    ├── Text
    │   └── Simulace-stínění-IZ-programem-MCNP.pdf
    ├── Kódy
    │   ├── LaBr3Ce-bez-štítu-pred.txt
    │   ├── LaBr3Ce-bez-štítu-stred.txt
    │   ├── LaBr3Ce-bez-štítu-zad.txt
    │   ├── LaBr3Ce-so-štítom-pred.txt
    │   ├── LaBr3Ce-so-štítom-stred.txt
    │   ├── LaBr3Ce-so-štítom-zad.txt
    │   ├── Lineárny-zdroj-hliník.txt
    │   ├── Lineárny-zdroj-vákuum.txt
    │   ├── NaITl-bez-štítu-pred.txt
    │   ├── NaITl-bez-štítu-stred.txt
    │   ├── NaITl-bez-štítu-zad.txt
    │   ├── NaITl-so-štítom-pred.txt
    │   ├── NaITl-so-štítom-stred.txt
    │   └── NaITl-so-štítom-zad.txt
    └── Dáta
        ├── LaBr3Ce-bez-štítu-pred.chn
        ├── LaBr3Ce-bez-štítu-stred.chn
        ├── LaBr3Ce-bez-štítu-zad.chn
        ├── LaBr3Ce-so-štítom-pred.chn
        ├── LaBr3Ce-so-štítom-stred.chn
        ├── LaBr3Ce-so-štítom-zad.chn
        ├── NaITl-bez-štítu-pred.chn
        ├── NaITl-bez-štítu-stred.chn
        ├── NaITl-bez-štítu-zad.chn
        ├── NaITl-so-štítom-pred.chn
        ├── NaITl-so-štítom-stred.chn
        ├── NaITl-so-štítom-zad.chn
        ├── Pozadie-LaBr3Ce.chn
        └── Pozadie-NaITl.chn
```

Obr. D.1 Štruktúra súborov na CD priloženom k diplomovej práci.