

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
KATEDRA DOZIMETRIE A APLIKACE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ



Diplomová práce

**Stanovení nevázané frakce ekvivalentní
objemové aktivity radonu a thoronu f_p
pomocí jednorázových odběrů na filtr s
využitím difúzních mřížek**

Autor: Bc. Michal Šesták
Vedoucí práce: Ing. Karel Jílek
Odborný konzultant: RNDr. Josef Thomas, CSc.
Praha, 2020



Katedra: KDAIZ

Akademický rok: 2019/2020

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Student: Bc. Michal Šesták

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Dozimetrie a aplikace ionizujícího záření

Název práce: Stanovení nevázané frakce ekvivalentní objemové aktivity radonu a thoronu f_p pomocí jednorázových odběrů na filtr s využitím difuzních mřížek
(česky)

Název práce: Assessment of unattached fraction of equivalent equilibrium radon and thoron concentration f_p based on a one grab samplings on a filter using the single screen diffusion method
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

1. Proveďte rešerši metod pro stanovení tzv. nevázané a vázané frakce ekvivalentní objemové aktivity radonu a thoronu ve vzduchu na základě jednorázových odběrů na filtr přes difuzní mřížku včetně využití měřeného aerosolového spektra neaktivního aerosolu. Pozornost věnujte i modelu Jakobi- Pörsendorfera a jeho inverznímu řešení.
2. Seznamte se s problematikou měřených spekter neaktivních aerosolů pomocí aerosolového spektrometru SMPS+C (výrobce Grimm, Německo).
3. Teoretickým výpočtem navrhnete optimální parametry difuzní mřížky pro její cut-off 5 nm a pro objemové průtoky vzduchu mřížkou (1-2) l/min. Realizujte vhodnou sestavu difuzní mřížka a filtr za mříží do stávajících kovových pouzder užívaných v SÚRO, v.v.i
4. Proveďte energetickou kalibraci navržené difuzní mřížky a používaných filtrů s využitím HPGE gama spektrometrie a přenos kalibrace pro alfa spektrometrii krátkodobých produktů přeměny radonu a thoronu, používanou v SÚRO, v.v.i.
5. Ověřte v radonové komoře SÚRO, v.v.i. výsledky stanovení f_p pomocí jednorázových odběrů s výsledky z kontinuálních monitorů Fritra 4.
6. Proveďte porovnání výsledků stanovení f_p pomocí jednorázových odběrů s výsledky získanými pomocí měření spekter neaktivního aerosolu pomocí spektrometru SMPS+C.

Doporučená literatura:

[1] RUZER, Lev S., Naomi HARLEY. *Aerosols Handbook: Measurement, Dosimetry, and Health Effects. 2 nd ed.* Boca Raton: Taylor and Francis Group, 2012. ISBN 9781439855102- CAT# K12568.

[2] CHENG, Y.S. a H.C. YEH. Theory of a screen-type diffusion battery. *Journal of Aerosol Science*. 1980, **11**(3), 313-320. DOI: 10.1016/0021-8502(80)90105-6. ISSN 00218502.

[3] PORSTENDÖRFER, J. Properties and behaviour of radon and thoron and their decay products in the air. *Journal of Aerosol Science*. 1994, **25**(2), 219-263. DOI: 10.1016/0021-8502(94)90077-9. ISSN 00218502.

[4] THOMAS, J. a K. JILEK. Evaluation and comparison of measurements of unattached and attached radon progeny in the radon chamber of PTB Braunschweig (Germany) with NRPI Praha (Czech Republic). *Radiation Protection Dosimetry*. 2011, **145**(2-3), 316-319. DOI: 10.1093/rpd/ncr081. ISSN 0144-8420.

Jméno a pracoviště vedoucího diplomové práce:

Ing. Karel Jílek
Státní ústav radiační ochrany, v.v.i.
Bartošková 28
140 00 Praha 4

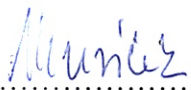
Jméno a pracoviště konzultanta diplomové práce:

RNDr. Josef Thomas, CSc.
Státní ústav radiační ochrany, v.v.i.
Bartošková 28
140 00 Praha 4

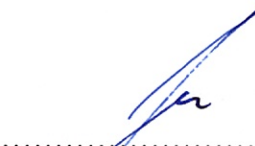
Datum zadání diplomové práce: 14. 10. 2019

Termín odevzdání diplomové práce: 4. 5. 2020

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.


.....
garant oboru


.....
vedoucí katedry


.....
děkan

V Praze dne 14.10.2019



Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svůj výzkumný úkol vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

V Praze dne

Poděkování

Chtěl bych poděkovat Ing. Karlovi Jílkovi za vedení mé práce a za mnoho konzultací a rad, které mi poskytl. Dále děkuji Ing. Miroslavovi Havelkovi za nápomocné připomínky, kterými mi pomohl vylepšit mou práci. Nakonec bych chtěl poděkovat mé rodině za podporu, kterou mi věnovala během celého mého studia.

- Název práce:* **Stanovení nevázané frakce ekvivalentní objemové aktivity radonu a thoronu f_p pomocí jednorázových odběrů na filtr s využitím difúzních mřížek**
- Autor:* Bc. Michal Šesták
- Obor:* Dozimetrie a aplikace ionizujícího záření
- Druh práce:* Diplomová práce
- Vedoucí práce:* Ing. Karel Jílek (Státní ústav radiační ochrany, v. v. i.)
- Konzultant:* RNDr. Josef Thomas, CSc. (Státní ústav radiační ochrany, v. v. i.)
- Abstrakt:* Nevázané frakce ekvivalentní objemové aktivity radonu (f_p^{Rn}) a thoronu (f_p^{Tn}) představují důležitý vstupní parametry pro stanovení dávkových konverzních koeficientů od inhalace radonu a thoronu. K jejich měření se nejčastěji používá filtračních metod s využitím difúzní mřížky, která slouží k zachycení produktů přeměny radonu (PP Rn) a thoronu (PP Tn) nenávaných na aerosolech. Jednou z nejpraktičtějších filtračních metod je metoda jednorázových odběrů. V této diplomové práci je uvedena teorie difúzní mřížky a pomocí ní jsou navrženy tři varianty mřížek s různými parametry, které bude možné používat pro měření f_p^{Rn} a f_p^{Tn} . Dále byla provedena měření za účelem stanovení korekce na absorpci α záření emitovaného při přeměně PP Rn a PP Tn v nyní používaných mřížkách ve Státním ústavu radiační ochrany a filtru MF Millipore s $0,8 \mu\text{m}$ póry. Tyto korekce byly následně použity při vyhodnocování jednorázových odběrů provedených v rámci srovnávacích měření, která dále zahrnovala kontinuální monitory (BWLM PLUS 2S, Fritra 4) a aerosolový spektrometr SMPS+C. V případě PP Rn jsou výsledky ze všech měřidel srovnatelné, a proto lze považovat korekční faktory pro PP Rn za správně stanovené. Pro ověření stanovených hodnot korekcí pro PP Tn by bylo potřeba vytvořit větší obj. aktivity PP Tn v odebíraném vzduchu.
- Klíčová slova:* radon, thoron, metoda jednorázových odběrů, difúzní mřížka, nevázaná frakce ekvivalentní objemové aktivity radonu a thoronu

Title: **Assessment of unattached fraction of equivalent equilibrium radon and thoron concentration f_p based on a one grab samplings on a filter using the single screen diffusion method**

Author: Bc. Michal Šesták

Supervisor: Ing. Karel Jílek (National Radiation Protection Institute)

Abstract: The unattached fraction of equivalent equilibrium radon (f_p^{Rn}) and thoron (f_p^{Tn}) concentration is an important parameter in the determination of the dose conversion factors for the radon and thoron inhalation, respectively. For their measurement, the filtration techniques are used together with the single screen diffusion method. In this master thesis, the filtration technique called one grab sampling method is introduced and used. Further, the theory of a screen-type diffusion battery is presented. This theory was used to design a single screen diffusion battery suitable for the measurement of f_p^{Rn} and f_p^{Tn} . Next, measurements were carried out to determine correction coefficients on the absorption of α radiation emitted during the decay of radon and thoron daughters in the single screen diffusion battery and filter that are currently used in National Radiation Protection Institute. The determined correction coefficients were used during the evaluation of the one grab samplings which were performed in the framework of comparative measurements including further continuous monitors (BLWM PLUS 2S, Fritra 4) and aerosol spectrometer SMPS+C. The resulting values of f_p^{Rn} show the good agreement for all used measuring methods and therefore the determined correction coefficients for the radon daughters can be considered to be right. In order to verify the correction coefficients for thoron daughters, a higher concentration of thoron needs to be used during the measurements.

Key words: radon, thoron, grab sampling method, single screen diffusion method, unattached fraction of equivalent equilibrium radon and thoron concentration

Obsah

1	Úvod	1
I	Teoretická část	3
2	Definice základních pojmů a veličin	4
2.1	Co je to radon?	4
2.2	Proč je měření radonu důležité?	4
2.3	Zdroje radonu a thoronu	5
2.4	Produkty přeměny radonu (PP Rn)	5
2.4.1	Definice základních veličin	6
2.5	Produkty přeměny thoronu (PP Tn)	8
2.5.1	Definice základních veličin	8
2.6	Nevázané a vázané frakce PP Rn a PP Tn	9
2.7	Aktivní spektrum aerosolů	11
2.7.1	PP Rn	11
2.7.2	PP Tn	12
2.8	Depozice klastrů/aerosolů	13
2.9	Dávkové konverzní koeficienty	13
2.9.1	Vliv nevázané frakce EOAR	14
2.9.2	Vliv nevázané frakce EOAT	15
3	Jacobi Porstendörferův model chování PP Rn ve vnitřním prostředí budov	16
3.1	Parametry modelu	17
3.2	Výpočet parametrů modelu	18
3.2.1	Přímé vyjádření parametrů	18
3.2.2	Inverze Jacobi Porstendörferova modelu	19
3.3	Použití modelu pro zpřesnění naměřených dat	20
3.4	Stanovení nevázané frakce EOAR a EOAT	20
3.5	Stanovení aktivního spektra	21
4	Stanovení nevázané frakce EOAR a EOAT a aktivního spektra aerosolů	22
4.1	Metody měření obj. aktivit PP Rn/Tn	22
4.2	Metody stanovení nevázané frakce EOAR, resp. nevázané frakce EOAT	23
4.3	Metody stanovení aktivního spektra aerosolů	24
4.3.1	Aerosolový spektrometr SMPS+C	25

5	Teorie difúzní mřížky	26
5.1	Parametry mřížky	27
5.2	Depozice částic na mřížce	27
5.2.1	Difúze	28
5.2.2	Intercepce	28
5.2.3	Korekční příspěvek na vzájemné působení difúze a intercepce .	29
5.2.4	Inerciální impakce	29
5.3	Cut-off mřížky	29
 II Praktická část		 31
6	Návrh optimálních parametrů difúzní mřížky	32
6.1	Porovnání s parametry mřížek v literatuře	33
7	Metoda jednorázových odběrů	36
7.1	Radonové pole	37
7.1.1	Matematický model	37
7.1.2	Určení naměřených impulzů a jejich směrodatných odchylek .	41
7.1.3	Řešení lineárních soustav rovnic	42
7.1.4	Výpočet směrodatných odchylek aktivit	44
7.1.5	Optimalizace časových intervalů	44
7.2	Thoronové pole	46
7.2.1	Matematický model	46
7.2.2	Určení naměřených impulzů a jejich směrodatných odchylek .	48
7.3	Směsné pole radonu a thoronu	50
7.3.1	Matematický model	50
7.3.2	Určení naměřených impulzů a jejich směrodatných odchylek .	52
7.4	Definice pomocných funkcí	53
7.5	Řešení zákona radioaktivní přeměny pro PP Rn a PP Tn	54
8	Přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii	55
8.1	Použité přístroje a pomůcky	56
8.1.1	Kalibrační etalony	56
8.1.2	Zdroje radonu a thoronu	56
8.1.3	Detektory	57
8.1.4	Experimentální objemy	58
8.1.5	Další pomůcky	58
8.2	Postup měření	58
8.2.1	Účinnostní kalibrace alfaspektrometrů	58
8.2.2	Účinnostní kalibrace HPGe	59
8.2.3	Přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii .	59
8.3	Vyhodnocení měření	63
8.3.1	Účinnostní kalibrace	63
8.3.2	Přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii .	63
8.4	Výsledky	63
8.4.1	Účinnostní kalibrace alfaspektrometrických tras	63
8.4.2	Účinnostní kalibrace HPGe	64
8.4.3	Přenos kalibrace pro PP Rn	66

8.4.4	Přenos kalibrace pro PP Tn	68
8.5	Aplikace korekčních faktorů	69
8.6	Diskuze	70
8.6.1	PP Rn	70
8.6.2	PP Tn	70
9	Měření nevázané frakce PP Rn a PP Tn	72
9.1	Použité přístroje a pomůcky	72
9.1.1	Kontinuální monitory	72
9.1.2	Ostatní	73
9.2	Postup měření	73
9.3	Vyhodnocení	74
9.3.1	Radonové pole	74
9.3.2	Směsné pole radonu a thoronu	74
9.4	Výsledky	75
9.4.1	Radonové pole	75
9.4.2	Směsné pole	81
9.5	Diskuze	83
9.5.1	Radonové pole	83
9.5.2	Směsné pole	83
10	Závěr	84
	Seznam literatury	86
	Příloha 1: Snímky mřížky používané v SÚRO z elektronového mikroskopu	90
	Příloha 2: Penetrace navržených mřížek a mřížek z literatury	91
	Příloha 3: Matice H pro použité časování (PP Rn)	93
	Příloha 4: Názorné vyhodnocení jednoho provedení měření přenosu kalibrace pro PP Tn	95
	Příloha 5: Vývoje veličin stanovených z měření z kap. 9	98
	Příloha 6: Naměřená neaktivní spektra aerosolů (měření z kap. 9)	107
	Příloha 7: Vypočítaná aktivní spektra aerosolů (měření z kap. 9)	110

Tab. 1: Používané zkratky a značení.

JO	Jednorázový odběr
PP Rn	Krátkodobě žijící produkty přeměny radonu
PP Th	Produkty přeměny thoronu
RaA, RaB, RaC, RaC'	Radionuklidy ^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{214}Po
Rn	Radon (^{222}Rn)
r.s.d.(x)	Relativní směrodatná odchylka veličiny x
s.d.(x) nebo σ	Směrodatná odchylka veličiny x
SÚRO	Státní ústav radiační ochrany, v. v. i.
ThB, ThC, ThC', ThC''	Radionuklidy ^{212}Pb , ^{212}Bi , ^{212}Po , ^{208}Tl
Tn	Thoron (^{220}Rn)
Var(x)	Rozptyl veličiny x

Tab. 2: Značení a jednotky nejčastěji používaných veličin.

$A_{V_1}, A_{V_2}, A_{V_3}$	Objemové aktivity RaA, RaB, RaC	[Bq/m ³]
A_{V_4}, A_{V_5}	Objemové aktivity ThB, ThC	[Bq/m ³]
$A_V^a(d)$	Aktivní spektrum aerosolů, tj. rozdělení aktivity PP Rn na různě velikých aerosolech	[Bq/m ²]
A^α	Aktivita naměřená alfaspektrometricky	[Bq]
A^γ	Aktivita naměřená gamaspektrometricky	[Bq]
d	Průměr aerosolu či klastru	[nm]
d_{50}	Cut-off mřížky	[nm]
EOAR, EOAT	Ekvivalentní objemová aktivita radonu, ekvivalentní objemová aktivita thoronu	[Bq/m ³]
EOAR ^u , EOAT ^u	Nevázaná EOAR, nevázaná EOAT	[Bq/m ³]
EOAR ^a , EOAT ^a	Vázaná EOAR, vázaná EOAT	[Bq/m ³]
F_{Rn}, F_{Tn}	Rovnovážený faktor radonu, rovnovážený faktor thoronu	[–]
f_p^{Rn}, f_p^{Tn}	Nevázaná frakce EOAR, nevázaná frakce EOAT	[–]
k	Ventilace místnosti/objektu	[hod ⁻¹]
OAR, OAT	Objemová aktivita radonu, objemová aktivita thoronu	[Bq/m ³]
P	Penetrace mřížky	[–]
p_1, p_2, p_3	Korekční faktory na absorpci α záření ve filtru či mřížce pro RaA, RaB, RaC	[–]
p_4, p_5	Korekční faktory na absorpci α záření ve filtru či mřížce pro ThB, ThC	[–]
t_s	Doba prosávání/odběru	[min]
t_p	Prodleva mezi koncem prosávání a začátkem prvního měřicího intervalu	[min]
T_m	Doba měření daného měřicího intervalu	[min]

T_p	Doba prodlevy mezi danými měřicími intervaly	[min]
Q	Objemový průtok vzduchu	[l/min]
X	Depozice nevázaných PP Rn na aerosol	[hod ⁻¹]
$Z(d)$	Neaktivní spektrum aerosolů	[cm ⁻²]
Z	Celková koncentrace aerosolů v ovzduší	[cm ⁻³]
ϵ	Detekční píkova účinnost daného detektoru na dané energetické lince	[–]
ϵ	Součin výtěžku a ϵ dané energetické linky	[–]
$\lambda_{Rn}, \lambda_{Tn}$	Přeměnové konstanty radonu, thoronu	[s ⁻¹]
$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$	Přeměnové konstanty RaA, RaB, RaC	[s ⁻¹]
λ_4, λ_5	Přeměnové konstanty ThB, ThC	[s ⁻¹]

1. Úvod

Radon tvoří přibližně polovinu ozáření obyvatelstva ionizujícím zářením [1] a je po kouření druhou nejčastější příčinou rakoviny plic. Průměrná roční efektivní dávka od radonu v ČR je odhadována na více než 2 mSv [2]. Za účelem kvantifikace radonu v budovách se ve většině případů používá snadno měřitelná veličina objemová aktivita radonu (OAR). Mnohem vhodnější veličinu pro kvantifikaci zdravotního rizika radonu však představuje tzv. ekvivalentní objemová aktivita radonu (EOAR) [3]. Z této veličiny lze určit odhad efektivní dávky od inhalace radonu za použití dávkových konverzních koeficientů, které jsou stanovovány z epidemiologických a dozimetrických modelů [3, 4]. Přesnější výpočet dávky vyžaduje kromě EOAR také znalost nevázané frakce EOAR (f_p^{Rn}) a aktivního spektra aerosolů daného ovzduší [5].

Thoron způsobuje také rakovinu plic, ale kvůli svému krátkému poločasu nepředstavuje takové riziko jako radon [3, 6]. I u něho lze z ekvivalentní objemové aktivity thoronu (EOAT) a případně i nevázané frakce EOAT (f_p^{Tn}) stanovit efektivní dávku za použití dávkových konverzních faktorů.

Měření f_p^{Rn} a f_p^{Tn} představuje komplikovaný proces zahrnující použití membránového filtru a difúzní mřížky se správnými parametry, minimálně dvou prosávacích a měřících tras, optimalizovaný obj. průtok skrze filtr a mřížku, využití zákona radioaktivní přeměny a stanovení nejruznějších korekcí. V současné době existuje řada kontinuálních monitorů, které mají celý tento proces implementovaný. Z praktických důvodů (cena, jednoduchost, robustnost, nezávislost na elektrické síti, možnost porovnání s kontinuálními monitory) se ve Státním ústavu radiační ochrany (SÚRO) kromě kontinuálních monitorů používá tzv. metoda jednorázových odběrů. Tato metoda je vyvíjena už od 70. let 20. století [7] a je neustále vylepšována. Jedním z cílů této práce bylo provést jedno z takových vylepšení: stanovit korekce na absorpci α záření emitovaného při přeměně PP Rn a PP Tn (p_1, p_2, p_3, p_4, p_5) v mřížce a používaném typu filtru pomocí HPGe gamaspektrometrie, a poté určené hodnoty ověřit srovnávacími měřeními f_p^{Rn} a f_p^{Tn} s ostatními měřidly používanými v SÚRO. Dalším praktickým cílem práce bylo navrhnout difúzní mřížku vhodnou pro měření f_p^{Rn} a f_p^{Tn} .

Za účelem přehlednosti je práce rozdělena na teoretickou a praktickou část. Teoretická část obsahuje fakta přebraná z literatury. Praktická část obsahuje látku vypracovanou autorem. Veškeré dodatečné výsledky, grafy a tabulky, které by narušovaly strukturu a plynulost textu, byly přesunuty do příloh. V příslušných místech textu je na tyto přílohy odkazováno. Uváděné nejistoty měření jsou rovny jedné směrodatné odchylce, pokud není řečeno jinak. Dále jsou v některých částech textu za účelem zjednodušení označovány atomy, klastry a aerosoly jednotně termínem částice.

Text práce je rozdělen do desíti kapitol, přičemž tento úvod představuje první kapitolu a desátá kapitola obsahuje závěr. Druhá kapitola slouží k zavedení základních

veličin a pojmů, které jsou používány v dalším textu. V další kapitole je představen Jacobi Porstendörferův model chování PP Rn v ovzduší budov. Pomocí tohoto modelu lze při znalosti celkové koncentraci aerosolů v ovzduší stanovit f_p^{Rn} a dokonce i f_p^{Tn} . Další způsoby určení f_p^{Rn} a f_p^{Tn} jsou uvedeny v kapitole 4. Nejvíce diskutovaným způsobem je již zmíněná metoda jednorázových odběrů. V kapitole 5 je vysvětlen pojem difúzní mřížky spolu s jejím používáním a je zde uvedena teorie záchytu aerosolů na mřížce.

V kapitole 6 je teorie z kapitoly 5 použita pro návrh parametrů difúzní mřížky, která je vhodná pro měření f_p^{Rn} a f_p^{Tn} . V kapitole 7 je uvedeno, jakým způsobem se vyhodnocují data naměřená metodou jednorázových odběrů při použití alfaspektrometrie a HPGe gamaspektrometrie. Poslední dvě kapitoly prezentují realizovaná měření. V kapitole 8 je provedeno stanovení korekčních faktorů p_1, p_2, p_3, p_4, p_5 a kapitola 9 obsahuje měření f_p^{Rn} a f_p^{Tn} několika nezávislými způsoby:

- jednorázovými odběry,
- kontinuálními monitory Fritra 4 a BWLM PLUS 2S od výrobce Tracerlab,
- aerosolovým spektrometrem SMPS+C od výrobce GRIMM Aerosol Technik za použití vztahů z Jacobi Porstendörferova modelu.

Tato měření byla použita pro ověření správnosti stanovených hodnot p_1, p_2, p_3, p_4, p_5 . Tato práce navazuje na předchozí práci [8].

Část I
Teoretická část

2. Definice základních pojmů a veličin

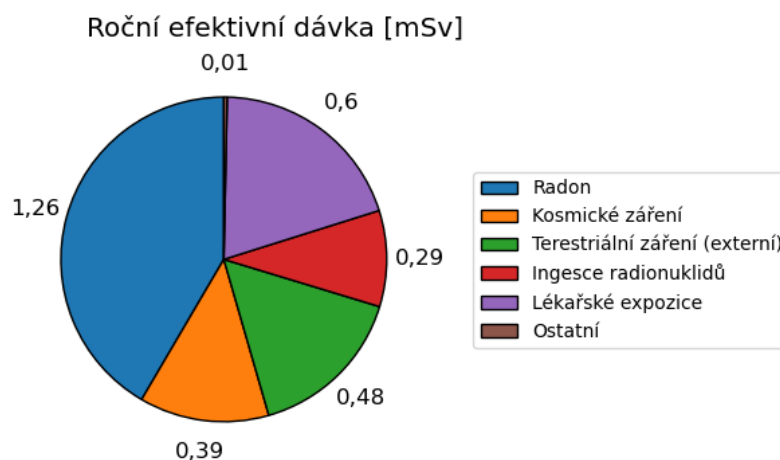
2.1 Co je to radon?

Radon je bezbarvý vzácný plyn, nemá zápach ani chuť. Je známo 39 izotopů radonu [9], všechny jsou radioaktivní. Nejvýznamnějšími nuklidy jsou ^{222}Rn , nazývaný radon, a ^{220}Rn , nazývaný thoron. V přírodě se dále vyskytuje nuklid ^{219}Rn [10]. Poločasy přeměny těchto tří radionuklidů jsou uvedeny v tab. 2.1.

Tab. 2.1: V přírodě se vyskytující izotopy radonu s jejich používanými názvy a jejich poločasy přeměny [10, 11].

RN	název	$T_{1/2}$
^{219}Rn	Actinon	3,98 s
^{220}Rn	Thoron	55,8 s
^{222}Rn	Radon	3,82 dne

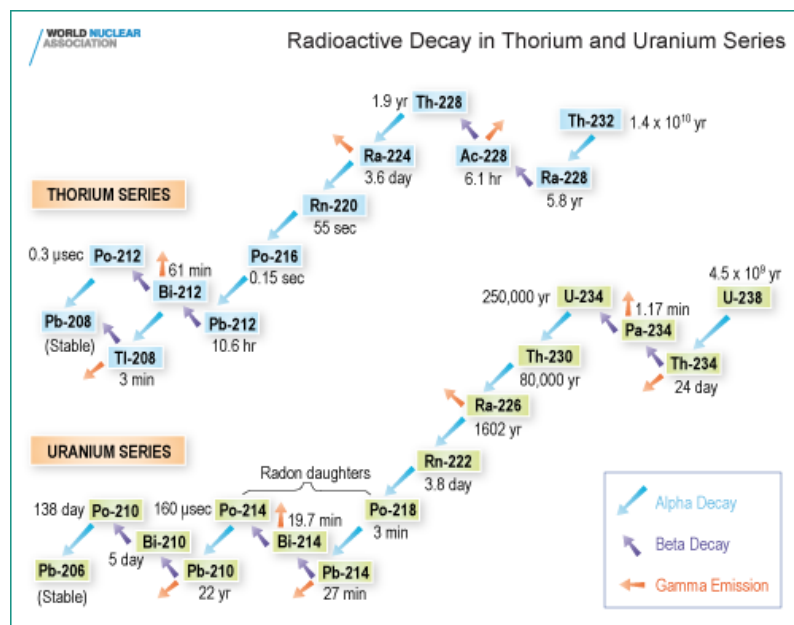
2.2 Proč je měření radonu důležité?



Obr. 2.1: Celosvětově průměrné roční dávky obyvatelstvu z nejvýznamnějších zdrojů ionizujícího záření [1].

Radon způsobuje v celosvětovém průměru přibližně 40 až 50 % celkového ozáření obyvatelstva [1], viz obr. 2.1. Česká republika se řadí k zemím s největšími koncentracemi radonu v domech a bytech a v jejím případě může být radon zdrojem až 70 % celkové efektivní dávky obyvatelstvu [12].

2.3 Zdroje radonu a thoronu



Obr. 2.2: Přeměnové řady, jejichž součástí je thoron (thoriová řada) a radon (uranová řada). Převzato z [13].

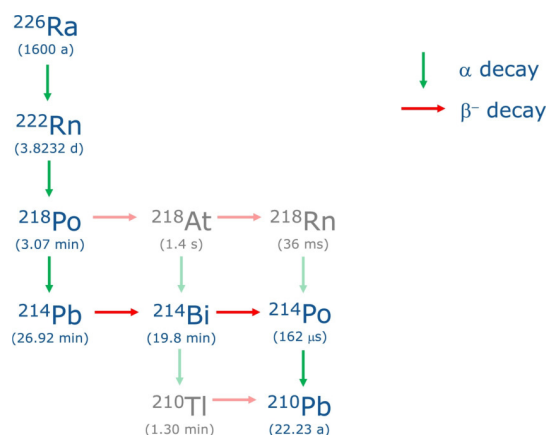
Radon a thoron jsou součástí přírodních přeměnových řad: radon se vyskytuje v uranové řadě a thoron v thoriové řadě (viz obr. 2.2). Počátkem uranové, resp. thoriové řady jsou primordiální radionuklidy ^{238}U , resp. ^{232}Th vyskytující se v horninách geologického podloží a v některých stavebních materiálech. Jejich přeměnou vznikají další členy uranové, resp. thoriové řady, které jsou také radioaktivní a jejichž přeměny vedou ke vzniku ^{226}Ra , resp. ^{224}Ra , což jsou mateřské radionuklidy radonu, resp. thoronu.

Radon je narozdíl od ostatních členů uranové a thoriové řady plynný prvek, a proto mohou jeho izotopy z geologického podloží unikat do volné atmosféry a potažmo i do budov. V budovách může docházet v důsledku zateplení a absence větrání k akumulaci radonu a tím vytváření nebezpečně vysokých hodnot koncentrace radonu. Thoron se v budovách příliš neakumuluje kvůli svému malému poločasu přeměny.

Hlavním zdrojem radonu a thoronu je tedy geologické podloží a v mnohem menší míře i stavební materiály (v případě starých budov).

2.4 Produkty přeměny radonu (PP Rn)

Produkty přeměny radonu se dělí na krátkodobě a dlouhodobě žijící. Mezi krátkodobě žijící produkty přeměny radonu patří radionuklidy ^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi a ^{214}Po ; jejich



Obr. 2.3: Část uranové rozpadové řady od mateřského radionuklidu radonu ^{226}Ra po první dlouhodobě žijící dceřinný produkt radonu ^{210}Pb . Modře jsou vyznačeny významné radionuklidy s vysokým výtěžkem vzniku. Převzato z [14].

poločasy přeměny jsou v řádu minut. Na obr. 2.3 je zobrazeno jejich přeměnové schéma a v tab. 2.2 jsou uvedené jejich základní charakteristiky. Mezi dlouhodobě žijící dceřinné produkty radonu náleží ^{210}Pb , ^{210}Bi a ^{210}Po ; jejich poločasy přeměny jsou v řádu dní až let.

Z hlediska ozáření dýchacích cest a vzniku rakoviny plic mají mnohem větší význam krátkodobě žijící produkty přeměny radonu [3], a proto nejsou dlouhodobě žijící produkty radonu v dalším textu této diplomové práce již uvažovány a zkratku PP Rn jsou myšleny krátkodobě žijící produkty přeměny radonu.

PP Rn jsou nebezpečnější než samotný radon. Vzhledem k dlouhému poločasu ^{222}Rn a faktu, že se jedná o inertní plyn, je většina vdechnutého radonu následně vydechnuta bez depozice v dýchacím traktu a tedy i bez jeho ozáření. Nicméně PP Rn jsou kovy a snadno se vážou na aerosoly vyskytující se v dané atmosféře. Část vdechnutých PP Rn se deponuje v dýchacím systému a díky jejich relativně krátkému poločasu přeměny (viz tab. 2.2) se deponované PP Rn přemění převážně v plicích ještě před jejich absorpcí do krve či před jejich transportem do trávicího systému [3]. ^{218}Po a ^{214}Po při své přeměně emitují α částice, které způsobují největší ozáření dýchacích cest. Dávka předaná dýchacímu systému od β a γ záření je zanedbatelná [6]. Celkově způsobují PP Rn přibližně o dva řády větší dávku dýchacímu systému než radon [3].

Z důvodu depozice PP Rn na povrchy není v ovzduší ustálena rovnováha mezi radonem a jeho PP Rn. OAR tedy poskytuje pouze maximální možnou koncentraci PP Rn v ovzduší, reálně však mohou být koncentrace PP Rn mnohem nižší. V dalším text jsou zavedeny veličiny vhodnější pro kvantifikaci koncentrací PP Rn v ovzduší.

2.4.1 Definice základních veličin popisující koncentraci PP Rn [15]

Objemová aktivita A_V [Bq/m^3]: podíl aktivity dané látky a objemu, v němž se látka nachází.

Latentní energie [MeV]: veškerá energie záření α uvolněná při úplné přeměně všech PP Rn.

Tab. 2.2: Nejdůležitější charakteristiky PP Rn. $T_{1/2}$ je poločas daného radionuklidu (zkratka RN), ve druhém sloupci je uvedeno používané značení PP Rn v odborné literatuře, ve sloupci přeměna je uveden nejpravděpodobnější typ přeměny daného RN (v závorce je uvedena pravděpodobnost) a ve sloupci emise částic jsou uvedeny typy, výtěžky Y a energie E nejvýznamnějších emitovaných částic při přeměně daného RN. Díky velmi krátkému poločasu přeměny ^{214}Po se prakticky okamžitě ustanovuje stálá radioaktivní rovnováha mezi ^{214}Bi a ^{214}Po (proto jejich označení RaC a RaC'). Data pocházejí z [11].

RN	ozn.	$T_{1/2}$	přeměna	emise částic		
				typ	Y [%]	E [keV]
^{218}Po	RaA	3,07 min	α (99,97%)	α	99,97	6 002,4
^{214}Pb	RaB	26,9 min	β^- (100%)	γ	35,60	351,9
				γ	18,40	295,2
				γ	7,30	242,0
^{214}Bi	RaC	19,8 min	β^- (99,98%)	γ	45,40	609,3
				γ	15,30	1 764,5
				γ	14,90	1 120,3
^{214}Po	RaC'	162,3 μs	α (100%)	α	100,00	7686,8

Koncentrace latentní energie [MeV/m³]: podíl latentní energie v uvažovaném objemu a tohoto objemu.

Ekvivalentní objemová aktivita radonu EOAR [Bq/m³]: odpovídá takové objemové aktivitě radonu v radioaktivní rovnováze s jeho krátkodobými dceřinými produkty, jejíž latentní energie je rovna latentní energii dané nerovnovážné směsi. Vypočítává se jako vážený součet objemových aktivit PP Rn:

$$\text{EOAR} = 0,105A_{V_1} + 0,515A_{V_2} + 0,380A_{V_3}, \quad (2.1)$$

kde A_{V_1} , A_{V_2} a A_{V_3} jsou objemové aktivity ^{218}Po , ^{214}Pb a ^{214}Bi .

Rovnovážný faktor radonu F_{Rn} [-]: Určuje míru nerovnováhy mezi radonem a PP Rn. Je definován podílem

$$F_{Rn} = \frac{\text{EOAR}}{\text{OAR}}. \quad (2.2)$$

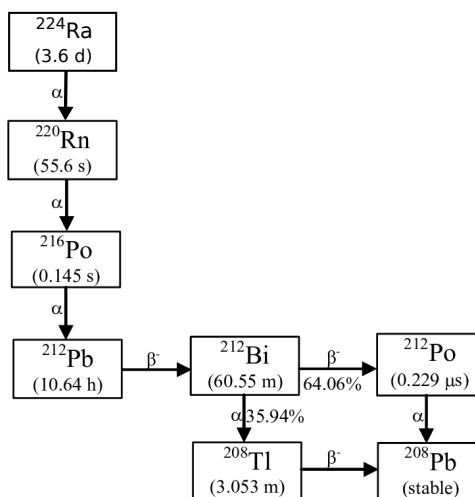
Vždy platí $0 < F_{Rn} < 1$ [6].

Rovnovážný faktor závisí na intenzitě větrání a na aerosolovém složení atmosféry. Čím vyšší je intenzita větrání a nižší koncentrace aerosolů, tím je F_{Rn} menší. Ve vnitřním prostředí budov nabývá F_{Rn} obvykle hodnot v rozmezí 0,24 až 0,45 [6]. Při neznalosti hodnoty F_{Rn} se doporučuje brát $F_{Rn} = 0,4$ pro vnitřní prostředí a $F_{Rn} = 0,6$ pro vnější prostředí [4].

Z důvodu jednoduchosti se ve většině případů při určování koncentrace radonu a PP Rn v budovách měří OAR. EOAR vyjadřující lépe míru ozáření (většina dávky pochází od PP Rn) se pak určí ze vztahu $\text{EOAR} = F_{Rn} \cdot \text{OAR}$, kde za F_{Rn} se berou

výše uvedené doporučené hodnoty. Takto vypočítaná hodnota je pouze odhadem EOAR, pro přesné stanovení EOAR je potřeba použít některou z metod popsanych v kapitole 4.

2.5 Produkty přeměny thoronu (PP Tn)



Obr. 2.4: Část thoriové rozpadové řady od mateřského radionuklidu thoronu ^{224}Ra po stabilní nuklid ^{208}Pb . Převzato z [16].

Radionuklidy následující po thoronu v thoriové řadě se nazývají produkty přeměny thoronu (PP Tn). Jedná se tedy o ^{216}Po , ^{212}Pb , ^{212}Bi , ^{212}Po a ^{208}Tl . Poslední dva ze jmenovaných radionuklidů se přeměňují na stabilní nuklid ^{208}Pb . Přeměnové schéma thoronu a PP Tn je na obr. 2.4, v tab. 2.3 lze pak najít nejdůležitější charakteristiky PP Tn. Poločasy přeměny všech PP Tn jsou v řádů sekund až hodin a není tedy nutné dělit PP Tn na krátkodobé a dlouhodobé.

Ozáření pocházející od ^{216}Po je vzhledem ke krátkému poločasu přeměny ^{216}Po zanedbatelné. Nejdůležitějším PP Tn je ^{212}Pb s poločasem přeměny 10,64 hod, který je sice β zářičem, ale jeho přeměnou vznikají α zářiče ^{212}Bi a ^{212}Po způsobující největší ozáření dýchacích cest. ^{212}Bi se přeměňuje s pravděpodobností 35,93 % α přeměnou na ^{208}Tl a s pravděpodobností 64,07 % β přeměnou na ^{212}Po . ^{212}Po je ve stálé radioaktivní rovnováze s ^{212}Bi díky svému krátkému poločasu přeměny.

V důsledku depozice PP Tn na povrchy je potřeba stejně jako v případě PP Rn zavést nové veličiny popisující koncentrace PP Tn v ovzduší.

2.5.1 Definice základních veličin popisující koncentraci PP Tn [3]

I pro thoron se zavádějí stejným způsobem jako u radonu veličiny **Latentní energie** a **Koncentrace latentní energie**. Dále se zavádějí veličiny:

Ekvivalentní objemová aktivita thoronu EOAT [Bq/m^3]: odpovídá takové objemové aktivitě thoronu v radioaktivní rovnováze s jeho dceřinými produkty,

Tab. 2.3: Nejdůležitější charakteristiky PP Tn. $T_{1/2}$ je poločas daného radionuklidu (zkratka RN), ve druhém sloupci je uvedeno používané značení PP Tn v odborné literatuře, ve sloupci přeměna jsou představeny nejpravděpodobnější kanály přeměny daného RN (pravděpodobnost tohoto kanálu je uvedena v závorce) a ve sloupci emise částic jsou uvedeny typy, výtěžky Y a energie E nejvýznamnějších emitovaných částic při přeměně daného RN. Data pocházejí z [11].

RN	ozn.	$T_{1/2}$	přeměna	emise částic		
				typ	Y [%]	E [keV]
^{216}Po	ThA	0,15 s	α (100%)	α	100,0	6778,4
^{212}Pb	ThB	10,64 hod	β^- (100%)	γ	43,6	238,6
				γ	3,2	300,1
^{212}Bi	ThC	60,6 min	α (35,93%)	α	25,1	6051,0
				α	9,7	6090,1
				β^- (64,07%)	γ	6,7
^{212}Po	ThC'	304 ns	α (100%)	α	100,0	8785,2
^{208}Tl	ThC''	3,06 min	β^- (100%)	γ	99,8	2614,5
				γ	85,0	583,2
				γ	22,5	510,7

jejíž latentní energie je rovna latentní energii dané nerovnovázné směsi. Vypočítává se jako vážený součet objemových aktivit ^{212}Bi a ^{212}Po :

$$\text{EOAT} = 0,913A_{V_4} + 0,087A_{V_5}, \quad (2.3)$$

kde A_{V_4} a A_{V_5} jsou objemové aktivity ^{212}Pb a ^{212}Bi .

Rovnovážný faktor thoronu F_{Tn} [-]: určuje míru nerovnováhy mezi thoronem a PP Tn, je definován vztahem:

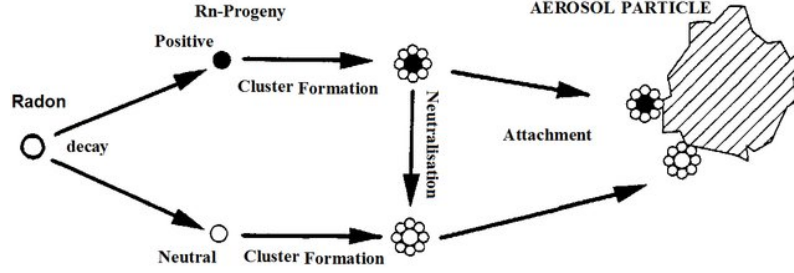
$$F_{Tn} = \frac{\text{EOAT}}{\text{OAT}}. \quad (2.4)$$

F_{Tn} je méně užitečná veličina než F_{Tn} , protože koncentrace thoronu není v místnostech budov homogenní kvůli jeho krátkému poločasu přeměny, což dělá vztah mezi thoronem a PP Tn polohově závislý [3]. Z dostupných měření se považuje hodnota 0,02 za průměrnou hodnotu F_{Tn} pro vnitřní prostředí a hodnota 0,003 za průměrnou hodnotu F_{Tn} pro venkovní prostředí [4].

2.6 Nevázané a vázané frakce PP Rn a PP Tn

Po vzniku přeměnou radonu nebo thoronu nově vytvořený radionuklid velmi rychle (< 1 s) reaguje s vodní párou, NO, NO₂, H₂O a ostatními stopovými plyny ve vzduchu a vytvářejí spolu malé částice zvané klastry (clusters) s průměrem 0,5 až 5 nm [5, 17]. Tyto klastry se dále vážou na aerosoly vyskytující se v místnosti během 1 až 100 sekund [5], čímž vznikají aktivní aerosoly PP Rn a PP Tn.

Na obr. 2.5 je zobrazen tento proces pro PP Rn. ^{218}Po vzniká z 80 % kladně nabitě [17]. Náboj může ztratit rekombinací s vodní párou a stopovými plyny.



Obr. 2.5: Základní procesy chování PP Rn ve vzduchu vedoucí ke vzniku nevázané a vázané frakce aktivity. Převzato z [5].

Aktivita deponovaná na velmi malých částicích s průměrem menším než 5 nm se nazývá *nevázaná aktivita*. Aktivita deponovaná na aerosolech se nazývá *vázaná aktivita*. Pro kvantifikování nevázané aktivity PP Rn, resp. PP Th se zavádí veličina **Nevázaná frakce EOAR**, resp. **EOAT**:

$$f_p^{Rn} = \frac{\text{EOAR}^u}{\text{EOAR}^u + \text{EOAR}^a}, \quad (2.5)$$

$$f_p^{Tn} = \frac{\text{EOAT}^u}{\text{EOAT}^u + \text{EOAT}^a}, \quad (2.6)$$

kde horní index u u ekvivalentních obj. aktivit značí nevázanou EOAR, resp. EOAT; horní index a pak značí vázané ekvivalentní obj. aktivity. f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} bývá také nazýváno volnou frakcí EOAR/EOAT nebo také nevázanou složkou EOAR/EOAT. Vždy platí $0 \leq f_p < 1$.

U PP Rn je většina nevázané frakce EOAR tvořena ^{218}Po , méně pak ^{214}Pb . Množství nevázaného ^{214}Bi a tedy i ^{214}Po je zanedbatelné [17].

f_p^{Tn} je za stejných podmínek menší než f_p^{Rn} . Díky svému dlouhému poločasu se totiž větší množství ^{212}Pb stihne navázat na aerosoly v porovnání s PP Rn.

Čím vyšší je koncentrace aerosolů v místnosti, tím jsou f_p^{Rn} a f_p^{Tn} nižší. f_p^{Rn} nabývá pro typický vzduch v obytných budovách hodnot v rozmezí od 0,03 až 0,08 [18]. Na pracovištích typu školy a kanceláře, kde nebývá žádný výrazný zdroj aerosolů, byly zjištěny hodnoty f_p^{Rn} od 0,03 do 0,15; na pracovištích s nějakým výrazným zdrojem aerosolů pak nabývá f_p^{Rn} hodnot menších než 0,01 [3]. Pro místnosti s nízkou intenzitou ventilace a bez žádného přidaného zdroje aerosolů může f_p^{Rn} ve výjimečných případech dosahovat hodnoty větší než 0,2 [3].

Pro PP Th nabývá f_p^{Tn} pro typický vzduch v budovách hodnot v rozmezí od 0,01 až 0,03 [18].

Rozdělení na nevázanou a vázanou frakci je důležité kvůli určení dávky dýchacímu systému. Tyto dvě složky se totiž rozdílně deponují v dýchacích cestách. Depozice aerosolů je v řádu jednotek procent, zatímco okolo 40 % vdechnutých nevázaných PP Rn je deponováno [3]. Proto i přes své malé procentuální zastoupení představují nevázané PP Rn/Th velký příspěvek k dávce dýchacímu systému. Např. při $f_p^{Rn} = 0,1$ tvoří nevázaná aktivita PP Rn přibližně 50 % dávky [6]. Více informací o závislosti depozice aerosolu v dýchacím systému na velikosti aerosolu je podáno v příštím oddíle.

2.7 Aktivní spektrum aerosolů

Aktivním spektrem aerosolů se nazývá rozdělení aktivity PP Rn/Tn na různě velkých aerosolech. Jedná se o zobecnění pojmů *vázaná* a *nevázaná aktivita* PP Rn/Tn zavedených v minulém oddíle.

2.7.1 PP Rn

Aktivní spektrum aerosolů PP Rn má ve většině případů dva módy, *nevázaný* a *akumulační* [3]. V případě specifických zdrojů aerosolů se ve spektru mohou vyskytnout další dva módy: *nukleační* a *coarse*. Nukleační, akumulační a coarse módy představují vázanou frakci aktivity PP Rn. Rozmezí módů je následující [3]:

- *Nevázaný mód*: 0,5 – 5 nm s mediánem 1 – 2 nm.
- *Nukleační mód*: desítky nm; zdrojem jsou například hořící svíčka nebo vaření [3, 17]; aerosoly mají v tomto módu ve venkovní atmosféře střední dobu života v řádu minut a méně, poté koagulací přecházejí do akumulačního módu [19].
- *Akumulační mód*: 100 – 450 nm s mediánem 100 – 300 nm; zdrojem je například cigaretový kouř; aerosoly v tomto módu mají ve venkovní atmosféře střední dobu života v řádu dní až týdnů [19].
- *Coarse mód*: tisíce nm; zdrojem jsou částice půdy, částice z oceánů a moří, zbytky rostlin, pyl, prach z cementu a uhlí atp. [19]; střední doba života aerosolů v tomto módu je ve venkovní atmosféře v řádu minut až dní [19].

Kromě ^{218}Po jsou všechny ostatní PP Rn v podstatě úplně navázané na aerosoly. V závislosti na koncentraci aerosolů v ovzduší spadá více než jedna třetina ^{218}Po do nevázaného módu [5]. Akumulační mód má pro všechny PP Rn pro dané ovzduší stejné rozmezí a medián [5].

Aerosolová spektra se většinou aproximují lognormálním rozdělením [5]. Ve většině případech stačí použít bimodální lognormální rozdělení, jelikož se ve spektru nachází pouze nevázaný a akumulační mód. Dále platí, že za přítomnosti jednoho převažujícího zdroje aerosolů (cigaretové kouření, spaliny z diesel motorů) může být aktivní spektrum aproximováno jednopíkovým lognormálním rozdělením [18]. Lognormální rozdělení může být charakterizováno svým geometrickým průměrem GM a geometrickou směrodatnou odchylkou GSD. Díky rovnosti GM a mediánu rozdělení se často místo GM používá medián [19]. Hustota lognormálního rozdělení má tvar:

$$f(d) = \frac{1}{d \cdot \ln(\text{GSD})\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln d - \ln \text{GM})^2}{2(\ln \text{GSD})^2}\right), \quad (2.7)$$

kde $d > 0$ je veličina charakterizující velikost aerosolu (většinou průměr aerosolu). Při realizování náhodného výběru d_1, \dots, d_n z lognormálního rozdělení lze GM a GSD určit ze vztahů [19]

$$\ln \text{GM} = \frac{\sum_k \ln d_k}{n}, \quad (2.8)$$

$$\ln \text{GSD} = \sqrt{\frac{\sum_k (\ln d_k - \ln \text{GM})^2}{n - 1}}. \quad (2.9)$$

Vzhledem k rozdílnosti chování malých a velkých částic se pro jejich popis zavádí dva rozdílné průměry. Aerodynamický průměr popisuje velké částice, jejichž depozice je řízena gravitační sedimentací a inerciální impakcí, a termodynamický průměr popisuje malé částice deponující se difúzí [19] (mechanismy depozice částic jsou vysvětleny v dalším oddíle):

Aerodynamický průměr částice d_{ae} [nm]: průměr částice o tvaru koule a jednotkové hustotě, která má stejnou usazovací rychlost jako zkoumaná částice.

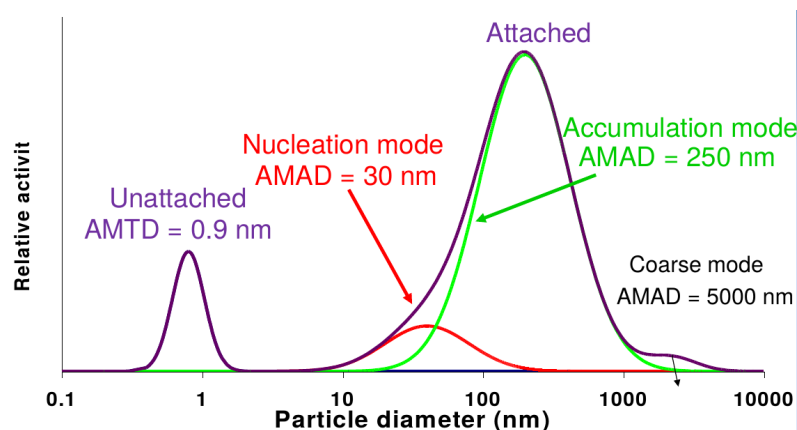
Termodynamický průměr částice d_{th} [nm]: průměr částice o tvaru koule se stejným difúzním koeficientem jako zkoumaná částice.

Pro popis nevázané části aktivního spektra se používá medián AMTD a pro popis vázané části aktivního spektra medián AMAD [19]:

Activity Median of Aerodynamic Diameter AMAD [nm]: 50 % aktivity je vázáno na částicích s d_{ae} větším než AMAD.

Activity Median of Thermodynamic Diameter AMTD [nm]: 50 % aktivity je vázáno na částicích s d_{th} větším než AMTD.

Místo AMTD a AMAD se někdy souhrnně používá pojem AMD (Activity Median Diameter) [3].

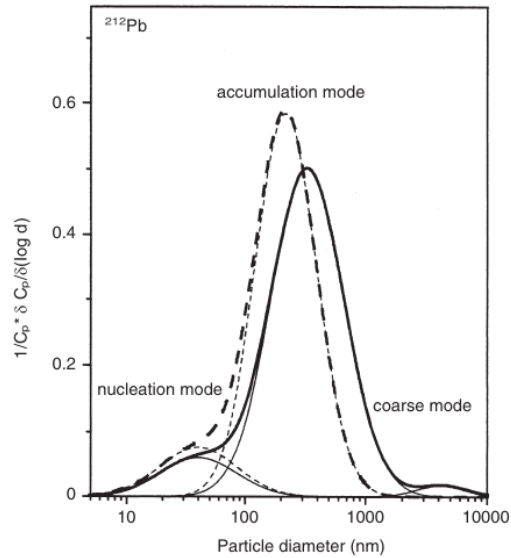


Obr. 2.6: Módy aktivního spektra aerosolů. Převzato z [20].

Na obr. 2.6 je uvedeno aktivní spektrum PP Rn zobrazující všechny módy. Bez coarse módu lze toto spektrum považovat za typické pro vnitřní prostředí budov.

2.7.2 PP Tn

V aktivním spektru PP Tn se v mnohem větší míře vyskytují vázané módy na úkor nevázaného módu. Největší roli hraje ve spektru ^{212}Pb díky svému dlouhému poločasu přeměny. Na obr. 2.7 je zobrazeno typické aktivní spektrum ^{212}Pb pro vnitřní a venkovní prostředí.



Obr. 2.7: Typické aktivní spektrum PP Tn pro vnitřní (čárkovaná čára) a venkovní (plná čára) prostředí. Převzato z [18].

2.8 Depozice klastrů/aerosolů

Existují tři hlavní mechanismy způsobující depozici částic:

1. *Gravitační sedimentace*: částice padá gravitací dolů na povrch. Působí na ní odporová viskózní síla vzduchu. Tento mechanismus ovlivňuje částice větší než $0,1 \mu\text{m}$ a roste na významnosti s rostoucí velikostí částice [19].
2. *Inerciální impakce*: nastává, když částice má dostatečnou hybnost k vychýlení se z proudnic nesoucí tekutiny a naráží na povrch, na kterém zůstává. Ovlivňuje velké částice s velikostí od $1 \mu\text{m}$ [19]. Má větší význam pro větší rychlosti, proto nastává hlavně v horních části průdušnice a průdušek [19].
3. *Difúze*: nastává, když se částice pohybující se difúzí dostane do kontaktu s povrchem, na kterém se deponuje. Je to primární mechanismus depozice pro částice menší než $0,1 \mu\text{m}$ [19].

Méně podstatnými mechanismy depozice částic jsou intercepce, elektrostatické nabití částic a shlukový pohyb (cloud motion) [19].

2.9 Dávkové konverzní koeficienty

Stanovení efektivní dávky od inhalace PP Rn/Tn, resp. thoronu závisí na tělesných parametrech (intenzita dýchání, dýchání nosem či ústy, věk), na místě depozice PP Rn/Tn v dýchacích cestách a dalších parametrech [3, 5]. Pro komplexní výpočet dávky je potřeba znát následující tři parametry aktivity PP Rn/Tn v ovzduší [21]:

1. obj. aktivity PP Rn/Tn nebo EOAR/EOAT,
2. f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} ,
3. aktivní spektrum aerosolů PP Rn/Tn.

Pro jednoduchost výpočtu efektivní dávky se používají dávkové konverzní koeficienty h_{Rn} a h_{Tn} převádějící časovou expozici od inhalace PP Rn/Tn kvantifikovaných pomocí EOAR, resp. EOAT na efektivní dávku E . Tyto koeficienty jsou vypočítávány pomocí různých dozimetrických a epidemiologických modelů [3].

Obecně se doporučují používat následující dávkové konverzní koeficienty představující kompromis mezi epidemiologickými a dozimetrickými modely [4]:

$$h_{Rn} = 9 \frac{\text{nSv} \cdot \text{hod}^{-1}}{\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}}, \quad (2.10)$$

$$h_{Tn} = 40 \frac{\text{nSv} \cdot \text{hod}^{-1}}{\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}}. \quad (2.11)$$

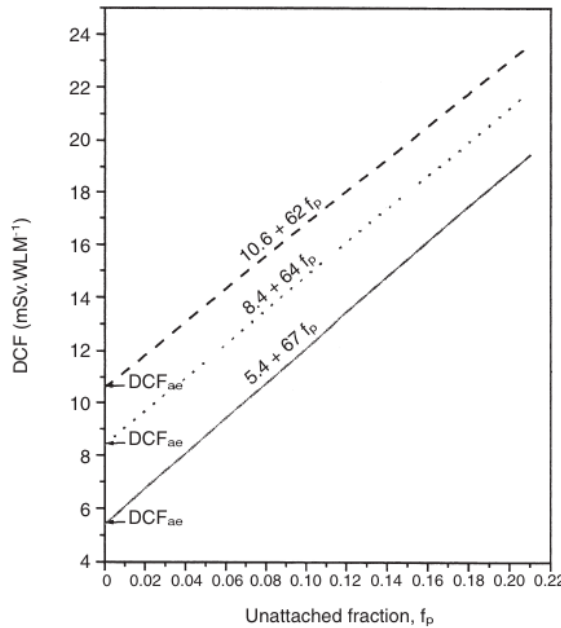
Pomocí nich lze efektivní dávku určit ze vztahů

$$E_{Rn} = h_{Rn} \cdot F_{Rn} \cdot \text{OAR} \cdot t, \quad (2.12)$$

$$E_{Tn} = h_{Tn} \cdot F_{Tn} \cdot \text{OAT} \cdot t, \quad (2.13)$$

kde t doba expozice v hodinách.

2.9.1 Vliv nevázané frakce EOAR



Obr. 2.8: h_{Rn} (v obr. označeno jako DCF) jako funkce f_p^{Rn} pro různé aerosolové podmínky typické pro pracoviště. Jednotka WLM se převádí na Bq/m^3 pomocí vztahu (2.16). Čárkovaná čára: 10 % coarse mód; tečkovaná čára: žádný coarse mód; plná čára: žádný coarse ani nukleární mód. DCF_{ae} značí příspěvek k dávce od PP Rn deponovaných na aerosolech. Uvažováno pro intenzitu dýchání $1,2 \text{ m}^3/\text{hod}$. Převzato z [18].

Při znalosti f_p^{Rn} lze využít následujícího vztahu pro výpočet h_{Rn} v případě

typického prostředí v budovách a ve vnější atmosféře [18]:

$$h_{Rn} = k(6, 1 + 42f_p^{Rn}) \frac{\text{mSv} \cdot \text{hod}^{-1}}{\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}} \quad (\text{vnitřní prostředí}), \quad (2.14)$$

$$h_{Rn} = k(9, 1 + 64f_p^{Rn}) \frac{\text{mSv} \cdot \text{hod}^{-1}}{\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}} \quad (\text{vnější prostředí}), \quad (2.15)$$

kde $k = 1,57 \times 10^{-6} F_{Rn}$. Pro vnitřní prostředí byla při výpočtu předpokládána absence coarse módu, 30% navázání PP Rn na aerosoly v nukleačním módu a intenzita dýchání $0,75 \text{ m}^3/\text{hod}$. Pro vnější prostředí bylo předpokládáno 3%, resp. 30% navázání na aerosoly v coarse, resp. nukleačním módu a intenzita dýchání $1,2 \text{ m}^3/\text{hod}$. Tyto vztahy ukazují významnost vlivu f_p^{Rn} na stanovení dávky.

Význam vlivu různého složení aktivního aerosolového spektra PP Rn na h_{Rn} je předveden na obr. 2.8. V tomto obrázku je používána jednotka expozice od inhalace PP Rn s danou koncentrací latentní energie WLM (Working Level Month), kterou lze převést na $\text{Bq} \cdot \text{hod}/\text{m}^3$ pomocí vztahu [3]

$$1 \text{ WLM} = (6,37 \times 10^5 / F_{Rn}) \text{ Bq} \cdot \text{hod}/\text{m}^3. \quad (2.16)$$

Definici WLM lze dohledat v literatuře [3].

2.9.2 Vliv nevázané frakce EOAT

h_{Tn} se v závislosti na složení aktivního aerosolového spektra PP Tn a hodnotě f_p^{Tn} pohybuje v rozmezí 2 až $3 \text{ mSv}/\text{WLM}$ [18], kde převod mezi WLM a $\text{Bq} \cdot \text{hod}/\text{m}^3$ pro PP Tn je [3]

$$1 \text{ WLM} = (4,68 \times 10^4 / F_{Tn}) \text{ Bq} \cdot \text{hod}/\text{m}^3. \quad (2.17)$$

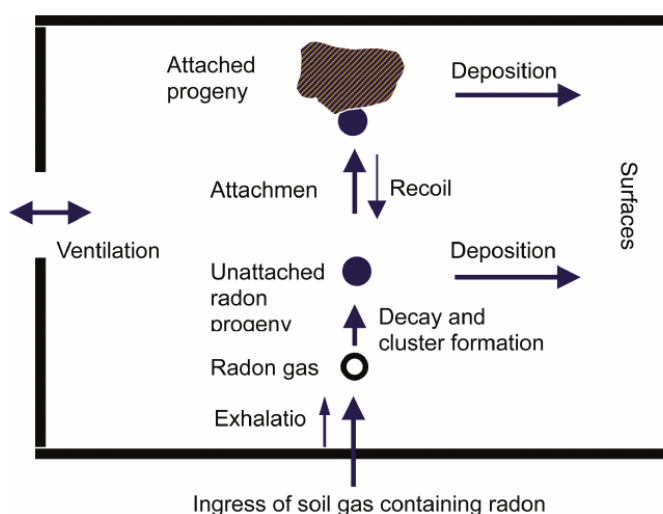
3. Jacobi Porstendörferův model chování PP Rn ve vnitřním prostředí budov

Obj. aktivity radonu, thoronu a jejich produktů přeměny ve vnitřním prostředí budov jsou ovlivňovány řadou procesů. Nejdůležitějšími procesy je radioaktivní přeměna, vázání PP Rn a PP Tn na aerosoly, depozice na povrchy a ventilace (viz obr. 3.1). Pro popsání těchto procesů pro radon a PP Rn se vytvářejí tzv. room modely. V případě thoronu a PP Tn je vytvoření room modelu značně komplikované kvůli krátkému poločasu přeměny thoronu.

V této diplomové práci byl používán Jacobi Porstendörferův model [21, 5], který je popsán v této kapitole. Předpoklady tohoto modelu jsou [3, 22]:

- homogenní koncentrace radonu a PP Rn v místnosti,
- absence termálních gradientů a homogenní vlhkost vzduchu v celé místnosti,
- ustálený stav ventilace, přísunu radonu, mísení vzduchu a koncentrace aerosolů v celé místnosti.

Výhodou modelu je spolehlivé určení f_p^{Rn} a F_{Rn} [5]. Naopak problémem modelu může být nesplnění některého z uvedených předpokladů [23].



Obr. 3.1: Základní procesy ovlivňující obj. aktivity radonu a PP Rn. Převzato z [3].

3.1 Parametry modelu

Pomocí Jacobi Porstendörferova modelu lze z naměřených OAR a obj. aktivit PP Rn v ustáleném stavu vypočítat následující parametry popisující výše zmíněné procesy [21]:

1. **Ventilace** k [hod^{-1}]: udává podíl vzduchu v místnosti, který unikne do vnější atmosféry za jednu hodinu.
2. **Depozice nevázaných PP Rn na aerosol** X [hod^{-1}]: vyjadřuje rychlost navázání nevázané složky PP Rn na aerosoly. V místnostech s nízkou hodnotou ventilace ($k < 0,5 \text{ hod}^{-1}$) bez výrazných zdrojů aerosolů nabývá hodnot 20 hod^{-1} - 50 hod^{-1} [5]. Aerosolové zdroje jako cigaretový kouř nebo kouření mohou její hodnotu zvýšit až na 1000 hod^{-1} [5].
3. **Depoziční konstanta nevázaných PP Rn na plochy** q_u [hod^{-1}]: udává část nevázané frakce aktivity PP Rn, která se deponuje na povrchy za jednu hodinu. V místnostech s nízkou hodnotou ventilace nabývá hodnot v rozmezí 20 až 100 hod^{-1} s průměrnou hodnotou 40 hod^{-1} [21].
4. **Depoziční konstanta vázaných PP Rn na plochy** q_a [hod^{-1}]: udává část vázané frakce aktivity PP Rn, která se deponuje na povrchy za jednu hodinu. V místnostech s nízkou hodnotou ventilace nabývá hodnot v rozmezí 0,1 až $0,4 \text{ hod}^{-1}$ s průměrnou hodnotou $0,2 \text{ hod}^{-1}$ [21].
5. **Recoil faktor** R [-]: pravděpodobnost, že při α přeměně dojde k odpoutání nově vzniklého radionuklidu od aerosolu. Má význam pouze pro přeměnu z ^{218}Po na ^{214}Pb .

Pro X platí [5]:

$$X = \int_0^{\infty} \beta(d)Z(d)dd. \quad (3.1)$$

kde:

- $Z(d)$ [cm^{-2}] je nenormalizované rozdělení aerosolů podle jejich průměru d (zkráceně neaktivní spektrum aerosolů). Celkovou koncentraci aerosolů v ovzduší Z (jednotka cm^{-3}) lze vypočítat ze vztahu

$$Z = \int_0^{\infty} Z(d)dd. \quad (3.2)$$

- $\beta(d)$ [cm^3/hod] je koeficient navázání PP Rn na aerosol o průměru d . Může být vypočítán ze vztahu

$$\beta(d) = \frac{2\pi D_0 d}{\frac{8D_0}{dv_0} + \frac{d}{2\delta_0}} \cdot 3600, \quad (3.3)$$

kde $D_0 = 6,8 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$, resp. $v_0 = 1,72 \times 10^4 \text{ cm/s}$ je difúzní koeficient, resp. střední tepelná rychlost nevázané složky PP Rn a $\delta_0 \approx d/2 + l_0$, přičemž $l_0 = 4,9 \times 10^{-6} \text{ cm}$ je střední volná dráha nevázané složky PP Rn [5]. Konstanta 3600 ve vztahu vystupuje kvůli převodu jednotek z cm^3/s na cm^3/hod .

3.2 Výpočet parametrů modelu

Vývoj obj. aktivit PP Rn nevázané frakce $A_{V_i}^u$ a vázané frakce $A_{V_i}^a$, kde dolní index i značí i -tý PP Rn, je popsán rovnicemi [5]

$$\frac{dA_{V_i}^u}{dt} = kA_{V_i}^{uo} + \lambda_i A_{V_{i-1}}^u + \lambda_i R_{i-1} A_{V_{i-1}}^a - (\lambda_i + X + q_u + k) A_{V_i}^u, \quad (3.4)$$

$$\frac{dA_{V_i}^a}{dt} = kA_{V_i}^{ao} + (1 - R_{j-1})\lambda_i A_{V_{i-1}}^a + X A_{V_i}^u - (\lambda_i + q_a + k) A_{V_i}^a; \quad i \in \{1, 2, 3\}, \quad (3.5)$$

kde $A_{V_i}^{uo}$ a $A_{V_i}^{ao}$ značí nevázanou a vázanou frakci obj. aktivity i -tého PP Rn ve vnější atmosféře a λ_i je přeměnová konstanta i -tého PP Rn. R_i je nenulové pouze pro $i = 1$. Vzhledem k trvalé rovnováze mezi ^{214}Bi a ^{214}Po nemusí být obj. aktivita ^{214}Po uvažována, a proto tedy nabývá index i maximálně hodnoty 3. Dále platí $A_{V_0}^u = \text{OAR}$ a $A_{V_0}^a = 0$.

Při ustáleném stavu, kdy lze A_{V_i} , $i \in \{1, 2, 3\}$ považovat za konstantní, a za předpokladu $A_{V_i}^{uo} = 0$ mají předchozí rovnice řešení

$$A_{V_i}^u = \frac{\lambda_i A_{V_{i-1}}^u + R_{i-1} \lambda_i A_{V_{i-1}}^a}{\lambda_i + X + q_u + k}, \quad (3.6)$$

$$A_{V_i}^a = \frac{k A_{V_i}^{ao} + (1 - R_{i-1}) \lambda_i A_{V_{i-1}}^a + X A_{V_i}^u}{\lambda_i + q_a + k}, \quad (3.7)$$

Předpoklad nulové koncentrace nevázané složky PP Rn ve vnější atmosféře je opodstatněn rychlým zachytáváním PP Rn na aerosoly ve vnějším prostředí a dalšími mechanismy odstraňování nevázané složky PP Rn z vnějšího prostředí [5].

Při naměření obj. aktivit nevázané a vázané složky všech PP Rn lze šest rovnic (3.6) a (3.7) řešit pro pět neznámých k, X, R, q_u, q_a . Existuje několik způsobů řešení:

- přímé vyjádření parametrů [21],
- inverze Jacobi Porstendörferova modelu [22, 24].

3.2.1 Přímé vyjádření parametrů

Přímé vyjádření parametru X je [21]:

$$X = \frac{A_{V_1}^a}{A_{V_1}^u} (\lambda_1 + k + q_a) \quad (3.8)$$

$$\approx \frac{A_{V_1}^a}{A_{V_1}^u} (\lambda_1 + k), \quad (3.9)$$

kde druhá přibližná rovnost platí za podmínky $(\lambda_1 + k) \gg q_a$; jednotkou λ_1 je v tomto vztahu hod^{-1} . Přímé vyjádření ostatních parametrů lze dohledat v odborné literatuře [21]. Nevýhodou tohoto způsobu řešení spočívá v nutnosti splnění aproximativních podmínek. Naopak jeho výhodou je jeho snadné použití.

3.2.2 Inverze Jacobi Porstendörferova modelu

Inverze modelu spočívá ze sestavení soustavy rovnic $\vec{y} = \mathbb{X}\vec{p}$ z rovnic (3.6) a (3.7), kde neznámými veličinami jsou parametry modelu [22]:

$$\vec{y} = \begin{pmatrix} \lambda_1(1-A) \\ -\lambda_1 B \\ \lambda_2(A-C) \\ \lambda_2(B-D) \\ \lambda_3(C-E) \\ \lambda_3(D-F) \end{pmatrix}, \quad \mathbb{X} = \begin{pmatrix} A & A & 0 & A & 0 \\ B & -A & 0 & 0 & B \\ C & C & -\lambda_2 B & C & 0 \\ D & -C & \lambda_2 B & 0 & D \\ E & E & 0 & E & 0 \\ F & -E & 0 & 0 & F \end{pmatrix}, \quad \vec{p} = \begin{pmatrix} k \\ X \\ R \\ q_u \\ q_a \end{pmatrix}, \quad (3.10)$$

kde

$$A = \frac{A_{V_1}^u}{OAR}, \quad B = \frac{A_{V_1}^a}{OAR}, \quad C = \frac{A_{V_2}^u}{OAR}, \quad D = \frac{A_{V_2}^a}{OAR}, \quad E = \frac{A_{V_3}^u}{OAR}, \quad F = \frac{A_{V_3}^a}{OAR}. \quad (3.11)$$

Tuto soustavu rovnic je možné řešit metodami lineární algebry [22, 24] nebo lineární regresí.

Řešení pomocí metod lineární algebry

Soustava je (3.10) je přeurčená a matice \mathbb{X} tedy obsahuje lineárně závislé řádky. V práci [22] bylo ukázáno, že v matici \mathbb{X} jsou dvě lineární závislosti. Po jejich eliminování je soustava podurčena (4 rovnice pro 5 neznámých). V uvedené práci bylo dále uvedeno, že tento problém lze vyřešit při znalosti jednoho z těchto parametrů: k, q_u nebo q_a . Případně lze jednomu z uvedených parametrů pevně zvolit hodnotu.

Dále se bude předpokládat znalost k , což je pravděpodobnější případ než znalost q_u nebo q_a . Soustava (3.10) přechází v soustavu

$$\vec{\tilde{y}} = \vec{y} - \begin{pmatrix} kA \\ kB \\ kC \\ kD \\ kE \\ kF \end{pmatrix}, \quad \tilde{\mathbb{X}} = \begin{pmatrix} A & 0 & A & 0 \\ -A & 0 & 0 & B \\ C & -\lambda_2 B & C & 0 \\ -C & \lambda_2 B & 0 & D \\ E & 0 & E & 0 \\ -E & 0 & 0 & F \end{pmatrix}, \quad \vec{\tilde{p}} = \begin{pmatrix} X \\ R \\ q_u \\ q_a \end{pmatrix}, \quad (3.12)$$

Po vhodném vyloučení dvou rovnic má soustava právě jedno řešení. Celkově existuje patnáct kombinací vyloučení dvou rovnic. Z nich devět lze použít. Zbýlých šest kombinací není použitelných kvůli lineární závislosti a také kvůli možnému vyloučení parametru R z výpočtu [22]. Lineární závislosti matice \mathbb{X} lze vyjádřit ve dvou tzv. invariantech Jacobi Porstendörferova modelu [22, 25]:

$$\frac{\lambda_1(1-A)E}{\lambda_3(C-E)A} \equiv 1, \quad \frac{\lambda_1(1-A-B)(DE-CF) + \lambda_3(C+D-E-F)(BC-AD)}{\lambda_2(A+B-C-D)(AF-BE)} \equiv 1. \quad (3.13)$$

Splňují-li je naměřené obj. aktivity, pak dávají všechny použitelné kombinace stejný výsledek. V opačném případě vede použití různých kombinací k různým výsledkům [25]. Podle dosavadních poznatků nelze upřednostňovat některou z možných kombinací před ostatními [22].

Výhodou tohoto způsobu řešení je stanovení devíti sad parametrů (v reálných měřeních nebývají invarianty (3.13) splněny [25]). Sady parametrů nesplňující fyzikální podmínky (3.14) jsou vyloučeny a ze zbylých lze vypočítat průměrné hodnoty parametrů [24]. Nevýhodou je složitost metody a nutná znalost k , q_u nebo q_a .

Lineární regrese

Tento způsob řešení spočívá z použití některé z metod lineární regrese na soustavu (3.10). V této práci byla používána obyčejná metoda nejmenších čtverců. Výhodou tohoto způsobu je velmi snadné použití a stanovení všech parametrů Jacobi Porstendörferova modelu. Nevýhodou je v mnohých případech méně přesné určení parametrů než v případě řešení pomocí metod lineární algebry a také složitější propagace chyb.

3.3 Použití modelu pro zpřesnění naměřených dat

Pro parametry modelu platí následující fyzikální podmínky [22]

$$k > 0, \quad q_u > 0, \quad q_a > 0, \quad q_u > q_a, \quad 0 < R < 1. \quad (3.14)$$

Jejich nesplnění je způsobeno nesplněním předpokladů Jacobi Porstendörferova modelu nebo nepřesnými měřeními obj. aktivit. Výpočet parametrů modelu lze tedy zpětně použít pro posouzení správnosti naměřených dat a jejich případnému zpřesnění. V [22] bylo ukázáno, že nepřesné měření RaA nebo nesplnění uvedených předpokladů v důsledku krátkého poločasu RaA velmi ovlivňuje stanovené hodnoty q_u, q_a a mírně ovlivňuje hodnotu R . Naopak hodnota X ovlivněna příliš není. Více informací lze dohledat v literatuře [22].

3.4 Stanovení nevázané frakce EOAR a EOAT

f_p^{Rn} lze odhadnout pomocí semi-empirického vztahu [18]

$$f_p^{Rn} \approx \frac{414}{Z[\text{cm}^{-3}]}, \quad (3.15)$$

pokud je splněno [3]

$$2000 \text{ cm}^{-3} < Z < 7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3} \quad (3.16)$$

Pro f_p^{Tn} existuje obdobný vztah

$$f_p^{Tn} \approx \frac{150}{Z[\text{cm}^{-3}]}, \quad (3.17)$$

dávající dobré výsledky pro koncentrace aerosolů v ovzduší větší než 900 cm^{-3} a menší než $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ [3].

3.5 Stanovení aktivního spektra

Aktivní spektrum aerosolů $A_V^a(d)$ je možné při PP Rn v ustáleném stavu stanovit z rovnice [5]

$$\frac{A_V^a(d)}{A_V^a} = \frac{\beta(d)Z(d)}{\int_0^\infty \beta(d)Z(d)dd}, \quad (3.18)$$

přičemž platí

$$A_V^a = \int_0^\infty A_V^a(d)dd, \quad (3.19)$$

kde A_V^a je součet vázaných složek aktivit všech PP Rn; $\beta(d)$ se vypočítá z (3.3). Rovnice (3.18) platí za podmínky zanedbatelného vlivu depozičních procesů a pokud R a koagulace aerosolů nejsou funkcí d . Je z ní patrné, že aktivní spektrum aerosolů lze stanovit z naměřeného neaktivního spektra aerosolů $Z(d)$ a z naměřených vázaných aktivit PP Rn. Více informací o stanovení $A_V^a(d)$ lze dohledat v oddíle 4.3.

4. Stanovení nevázané frakce EOAR a EOAT a aktivního spektra aerosolů

Podle definice f_p^{Rn} a f_p^{Tn} v oddíle 2.6 je potřeba pro jejich stanovení rozdělit EOAR, resp. EOAT na nevázanou a vázanou složku. V praxi to znamená naměření nevázané a vázané složky obj. aktivit PP Rn/Tn a poté z nich vypočítat nevázanou a vázanou frakci EOAR/EOAT podle vztahu (2.5), resp. (2.6).

V této kapitole jsou nejprve uvedeny obecné metody měření obj. aktivit PP Rn/Tn. Dále jsou představeny metody stanovení f_p^{Rn} a f_p^{Tn} . Na závěr jsou představeny způsoby určení aktivního spektra PP Rn.

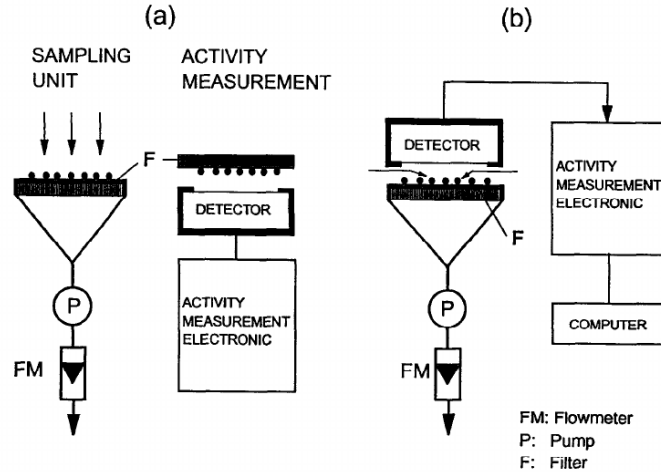
4.1 Metody měření obj. aktivit PP Rn/Tn

Všechny metody měření obj. aktivit PP Rn/Tn vyžadují prosávání vzduchu obsahující neznámé obj. aktivity PP Rn/Tn přes filtr přesně definovaným objemovým průtokem; proto se jim říká filtrační metody [26]. Na filtru při se při odběru vzduchu zachytávají PP Rn/Tn a tím dochází k nárůstu aktivit těchto radionuklidů na filtru. Aktivity PP Rn/Tn jsou měřeny vhodnou metodou a ze známého objemu vzduchu prošlého přes filtr se vypočítají matematickým modelem obj. aktivity PP Rn/Tn. Ke stanovení aktivity se ve většině případů používá alfaspektrometrie či dnes již spíše historické integrální počítání emitovaných α částic. K měření aktivity může být použita řada měřících systémů, mezi nejpoužívanějšími jsou polovodičové detektory PIPS detektory.

Filtrační metody mohou být rozděleny do dvou kategorií [26] (obr. 4.1):

- *Jednorázové odběry*: odběr vzduchu a měření aktivity je odděleno. Měří se až po skončení prosávání.
- *Souběžné prosávání a měření*: odběrový a měřící systém jsou zakomponovány do jednoho přístroje, který je v dalším textu nazýván kontinuální monitor PP Rn a případně i PP Tn. Měření aktivity probíhá během odběru.

Mezi výhody jednorázových odběrů patří jednoduchost přístrojového vybavení, nízká cena, možnost implementovat si vlastnoručně vyhodnocovací algoritmus a v případě detekčního systému s akumulátorovým napájením i jejich soběstačnost na elektrické síti. Naopak nevýhodou je nutnost určité praxe laboranta v provádění metody k dosažení výsledků s co největší možnou přesností a nekontinuální měření obj. aktivit PP Rn/Tn. K výhodám kontinuálních monitorů patří přesnější stanovení



Obr. 4.1: Rozdělení filtračních metod: (a) jednorázové odběry, (b) souběžné prosávání a měření (kontinuální monitor). Převzato z [26].

obj. aktivity RaA než v případě jednorázových odběrů díky měření aktivit PP Rn na filtru během prosávání, dále kontinuální monitorování obj. aktivit PP Rn/Tn a nepotřebnost lidské obsluhy během měření. Nevýhodou kontinuálních monitorů je náročnost jejich výroby a cena jejich zařízení.

Někdy se měří i emitované β a γ záření jako doplněk či náhrada měření α záření [3].

V kapitole 7 je uveden matematický model pro vyhodnocení jednorázových odběrů.

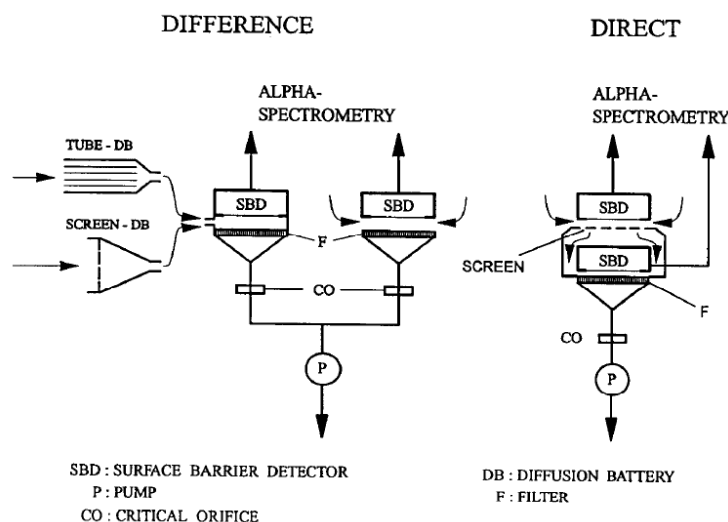
4.2 Metody stanovení nevázané frakce EOAR, resp. nevázané frakce EOAT

Existují dva základní způsoby stanovení f_p^{Rn} a f_p^{Tn} [26]:

1. odhad f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} z měření Z ,
2. přímé měření f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} založené na difúzních metodách.

V případě prvního způsobu se f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} vypočítá ze vztahu (3.15), resp. (3.17). K naměření Z lze využít např. aerosolový spektrometr SMPS+C od firmy GRIMM, viz oddíl 4.3.1.

U přímých měření se měří odděleně nevázané a vázané frakce obj. aktivit PP Rn/Tn za použití metod uvedených v odstavci 4.1. K oddělení nevázané frakce aktivit PP Rn/Tn od vázané frakce se nejčastěji využívá difúzních vlastností nevázané frakce (viz oddíly 2.8 a 2.7). Díky své velikosti se nevázané PP Rn/Tn deponují difúzí na povrchy v mnohem větší míře oproti vázaným PP Rn/Tn [26]. V praktickém provedení slouží k měření nevázané frakce aktivit PP Rn difúzní mřížka s vhodně zvolenými parametry (viz kapitola 5) a k měření vázané frakce membránový filtr (dále jen filtr) zachycující veškeré nevázané i vázané PP Rn/Tn. V případě jednorázových odběrů jsou používány následující metody měření (první dvě jsou schematicky uvedeny na obr. 4.2):



Obr. 4.2: Jednoduchá diferenční metoda a přímá metoda měření f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} . Značení: DB=mřížka, SBD=alfaspektrometr (zde detektor s povrchovou bariérou). Převezato z [26].

- *Diferenční metoda jednoduchá [17, 26]:* používají se dvě prosávací cesty. V jedné je umístěna mřížka a za ní filtr, v druhé je pouze filtr. Mřížka v první trase slouží k odstranění nevázané frakce aktivit PP Rn/Tn z prosávaného vzduchu. Po skončení měření jsou na dvou spektrometrech změřeny aktivity PP Rn/Tn deponované na filtru z první, resp. druhé trasy. Rozdíly aktivit PP Rn/Tn z druhého a prvního filtru představují nevázané frakce aktivit PP Rn/Tn. Tato metoda by měla být používána pouze pro měření f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} , pro měření nevázané a vázané frakce obj. aktivit lze použít následující dvě metody [26].
- *Přímá metoda [26]:* používá se pouze jedna prosávací trasa, v níž je umístěna mřížka a za ní filtr. Po skončení měření je mřížka dána do jednoho alfaspektrometru a filtr do druhého. Aktivity PP Rn/Tn detekované na mřížce náležejí k nevázané frakci PP Rn/Tn a aktivity detekované na filtru k vázané frakci PP Rn/Tn. Tato metoda je náročnější na kalibraci, ale má větší citlivost pro malé f_p^{Rn} [26]. Pro měření provedená v rámci této diplomové práce byla používána tato metoda.
- *Diferenční metoda komplexní [27]:* konfigurace je stejná jako u jednoduché diferenční metody. Na rozdíl od ní se však při této metodě měří aktivity PP Rn/Tn na obou filtrech i mřížce. Vyhodnocení naměřených dat je složitější, metoda je však vhodná ke stanovení nevázané složky samotného RaA [27].

Některé kontinuální monitory PP Rn/Tn disponují rovněž difúzní mřížkou za účelem stanovení nevázané a vázané frakce aktivit PP Rn/Tn a f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} .

4.3 Metody stanovení aktivního spektra aerosolů

Aktivní spektrum aerosolů lze stanovit buď nepřímo naměřením $Z(d)$ a použitím vztahu (3.18), nebo přímo jeho naměřením.

K měření $Z(d)$ se používá řada aerosolových spektrometrů s různými vlastnostmi a rozsahy. Pro záměry této práce se používal aerosolový spektrometr SMPS+C od firmy Grimm.

Pro přímé měření aktivního spektra aerosolů se používá buď soustava difúzních mřížek, nebo kaskádní impaktor [3]. Soustava difúzních mřížek představuje několik difúzních mřížek vsazených do trubičky, přičemž každá z mřížek má jiný cut-off (definice viz kapitola 5), což umožňuje měřením aktivit PP Rn/Tn na všech mřížkách stanovit aktivní aerosolové spektrum v rozsahu 0,5 a až 200 nm [26]. Kaskádní impaktor využívá k rozlišení aerosolů různých velikostí inerciální impakci (viz oddíl 2.8) a díky tomu je schopen určit aktivní aerosolové spektrum v rozsahu 60 až 10000 nm [26]. Zkombinováním měření pomocí soustavy difúzních mřížek a kaskádního impaktoru lze získat celé aktivní spektrum aerosolů.

V této práci byl použit pouze nepřímý způsob stanovení aktivního spektra (viz kapitola 9).

4.3.1 Aerosolový spektrometr SMPS+C

Aerosolový spektrometr SMPS+C (Scanning Mobility Particle Sizer and Counter) od výrobce GRIMM Aerosol Technik [28] slouží k měření $Z(d)$ a Z . V závislosti na použitých komponentách je spektrometr schopný měřit $Z(d)$ ve dvou rozsazích:

1. 5 nm-350 nm,
2. 10 nm-1100 nm.

Pro měření provedená v rámci této práce byl používán druhý větší rozsah. Parametry spektrometru je možné nalézt na stránkách výrobce [28].



Obr. 4.3: Aerosolový spektrometr SMPS+C řady 5.400.

5. Teorie difúzní mřížky

Při jednorázových odběrech i při měřeních kontinuálním monitorem PP Rn/Tn prováděných za cílem stanovení f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} je potřeba nejprve stanovit nevázanou a vázanou frakci EOAR/EOAT. K jejich odlišení se využívá difúzní mřížky s vhodnými parametry v kombinaci s vhodnou velikostí objemového průtoku vzduchu přes mřížku Q (jednotka l/min) [17, 29]. Nevázaná frakce PP Rn/Tn je pak zachytávána na mřížce, zatímco jejich vázaná frakce projde mřížkou bez zachycení. Umístěním filtru se 100% pravděpodobností záchytu všech aerosolů vyskytujících se v atmosféře za mřížku lze zajistit i odběr vázané frakce aktivity PP Rn.

V SÚRO je soustava mřížka a filtr za mřížkou konstrukčně řešena pomocí kovového pouzdra, viz obr. 5.1. Filtr je umístěn v pouzdře a mřížka se dá našroubovat na pouzdro.



Obr. 5.1: Napravo je kovové pouzdro s filtrem MF Millipore [30] a nalevo mřížka, která se dá na pouzdro našroubovat. Plocha nepřekrytého filtru je rovna ploše nepřikryté mřížky.

Jako vhodné se v praxi ukázaly membránové filtry MF Millipore s $0,8 \mu\text{m}$ póry [30] schopné zachytit více než 99,99 % aerosolů, které se vyskytují v běžném ovzduší ve vnější atmosféře i uvnitř bytů a domů [31].

Mřížky se používáním postupně stále více kontaminují jedním z dlouhodobých produktů přeměny radonu ^{210}Po s poločasem přeměny 138 dní [11]. ^{210}Po se přeměňuje za emise α částice s energií 5,3 MeV [11], čímž vytváří pozadí při alfaspektrometrickém měření aktivity RaA. Je proto potřeba mřížku po čase přestat používat a nahradit ji novou mřížkou.

V dalším textu je nejprve uvedena teorie záchytu nevázané a vázané frakce PP Rn/Tn na difúzní mřížce. V kapitole 6 je pak uveden návrh optimálních parametrů difúzní mřížky pro měření nevázané frakce obj. aktivit PP Rn/Tn při vhodné hodnotě Q . Tohoto návrhu bude možné využít v budoucnu při výrobě nových difúzních mřížek.

5.1 Parametry mřížky

Parametry mřížky jsou:

1. podíl objemu vláken mřížky k celkovému objemu mřížky α [–],
2. poloměr jednoho vlákna mřížky a [cm],
3. tloušťka mřížky h [cm].
4. průměr celé mřížky d_f [cm].

5.2 Depozice částic na mřížce

Pro popis depozice částic o určitém průměru d v mřížce se používá veličina penetrace mřížky P :

$$P = \frac{c}{c_0}, \quad (5.1)$$

kde c a c_0 jsou výstupní a vstupní koncentrace částice. Platí $0 \leq P \leq 1$, přičemž při $P = 0$ neprojde přes mřížku žádná částice a při $P = 1$ projdou přes mřížku všechny částice. Ze zákona zachování hmotnosti lze odvodit [29]

$$P = \exp\left(\frac{-2\alpha h}{\pi(1-\alpha)a}\eta\right), \quad (5.2)$$

kde η je účinnost záchytu částice na jednom vlákně mřížky.

Podmínkou platnosti (5.2) je nerovnost [32]

$$Re < 1, \quad (5.3)$$

kde $Re = \rho_{vz}U_0a/\mu$ [32] je Reynoldovo číslo popisující proudění tekutiny (zde vzduchu). Při nízkých hodnotách Re je proudění laminární a při vysokých hodnotách Re turbulentní. μ je viskozita vzduchu a ρ_{vz} je hustota vzduchu (viz tab. 5.1); U_0 je nerušená rychlost proudění vzduchu skrz mřížku [29]:

$$U_0 = \frac{66,6Q}{\pi d_f^2} \quad [\text{cm/s}]. \quad (5.4)$$

Hlavními mechanismy depozice částic v mřížce jsou při $Q = 1 - 21/\text{min}$ a pro rozsah d od 0,1 do 10000 nm difúze, intercepce a inerciální impakce. Účinnost záchytu částice na jednom vlákně mřížky lze vyjádřit jako součet dílčích účinností od jednotlivých mechanismů [32]:

$$\eta = \eta_D + \eta_R + \eta_{DR} + \eta_{St}, \quad (5.5)$$

kde η_D je příspěvek od difúze, η_R příspěvek od intercepce, η_{DR} je korekční příspěvek na vzájemné působení difúze a intercepce a η_{St} je příspěvek od inerciální impakce.

5.2.1 Difúze

Jediný mechanismus depozice pro nevázanou frakci PP Rn/Th. Pro difúzní účinnost záchytu na jednom vlákně mřížky η_D platí

$$\eta_D = 2,7Pe^{-2/3}, \quad (5.6)$$

kde Pe je tzv. Pecletovo číslo definované jako poměr konvekční a difúzní rychlosti pohybu částic skrz mřížku. Uvedený vztah vychází z tzv. fan modelu filtru. Bylo dokázáno, že tento model dává pro difúzní mřížky přesnější výsledky než jiné modely [29]. Pecletovo číslo lze vypočítat ze vztahu [29]

$$Pe = \frac{2aU_0}{D}, \quad (5.7)$$

kde D je difúzní koeficient částice [29]:

$$D = \frac{kTC}{3\pi\mu d} \quad [\text{cm}^2/\text{s}], \quad (5.8)$$

kde k je Boltzmannova konstanta, T je termodynamická teplota prostředí a C je Cunninghamův korekční faktor, který musí být ve vztahu (5.8) použit pro částice s d menším než $10 \mu\text{m}$ [19]:

$$C = 1 + Kn [A_1 + A_2 \exp(-A_3/Kn)], \quad (5.9)$$

kde $Kn = 2l/d$ je Knudsonovo číslo a $A_1 = 1,257$, $A_2 = 0,4$, $A_3 = 1,1$ jsou konstanty určené z experimentů [19]; l je střední volná dráha molekuly vzduchu, viz tab. 5.1.

Tab. 5.1: Konstanty používané v teorii difúzní mřížky. k je Boltzmannova konstanta; T je termodynamická teplota; μ viskozita vzduchu; l je střední volná dráha molekuly vzduchu při uvedené teplotě T a atmosférickém tlaku; ρ_{vz} je hustota vzduchu při standardních podmínkách.

k	$1,380649 \times 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{K}^{-1}$ [33]
T	293,15 K
μ	$1,8192 \times 10^{-4} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [34]
l	$6,544 \times 10^{-6} \text{ cm}$ [34]
ρ_{vz}	$1,2 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ [19]

5.2.2 Intercepce

Platí [32]

$$\eta_R = \frac{1}{2k} \left(\frac{1}{1+R} - (1+R) + 2(1+R) \ln(1+R) \right), \quad (5.10)$$

kde $R = d/(2a)$ a

$$k = -0,5 \ln(2\alpha/\pi) + 2\alpha/\pi - 0,75 + (\alpha/\pi)^2. \quad (5.11)$$

5.2.3 Korekční příspěvek na vzájemné působení difúze a intercepce

Pro korekční příspěvek platí [35]

$$\eta_{DR} = 1,24k^{-1/2}Pe^{-1/2}R^{2/3}. \quad (5.12)$$

5.2.4 Inerciální impakce

Platí [35]

$$\eta_{st} = \frac{I \cdot St}{4k^2}, \quad (5.13)$$

kde

$$I = (29,6 - 28\alpha^{0,62})R^2 - 27,5R^{2,8}, \quad (5.14)$$

$$St = \frac{Cd^2\rho U_0}{18\mu a}, \quad (5.15)$$

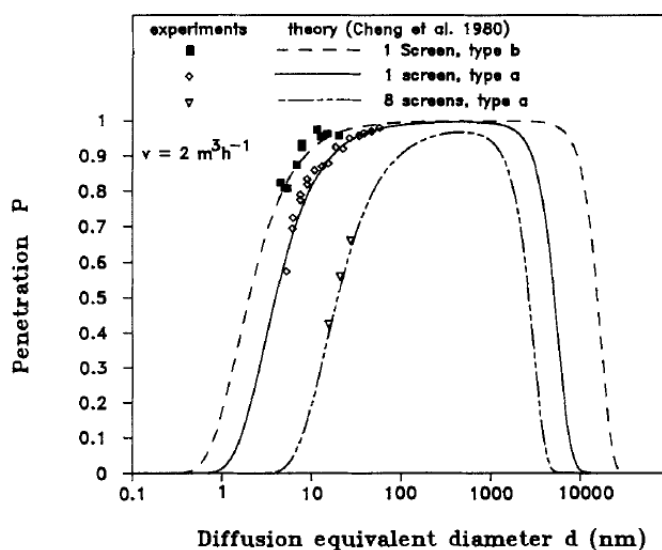
kde ρ je hustota částice; platí $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$ díky působení inerciální impakce pouze na veliké částice, pro jejichž popis se používá d_{ae} . St je Stokesovo číslo vyjadřující v jaké míře částice sledují proudnice unášející tekutiny (zde vzduch).

5.3 Cut-off mřížky

Vzhledem ke složité závislosti P na d (5.2) neexistuje ostrá hranice mezi průměry částic procházejících a neprocházejících přes mřížku. Proto se definuje tzv. 50% cut-off mřížky d_{50} , pro který platí

$$P(d_{50}) = 0,5; \quad (5.16)$$

d_{50} vyjadřuje průměr částice, která se s 50% pravděpodobností v mřížce zachytí.



Obr. 5.2: P v závislosti na d tří mřížek s různými parametry. Převzato z [17].

Typický tvar závislosti $P(d)$ je zobrazen pro několik různých mřížek na obr. 5.2. Nejprve $P(d)$ roste v důsledku slábnoucího vlivu difúzního mechanismu depozice částic, následuje oblast plně procházejících částic a nakonec $P(d)$ klesá vlivem depozice částic intercepce a inerciální impakcí.

Veličině d_{50} odpovídají dvě hodnoty, první d_{50_1} v oblasti nevázané frakce a druhá d_{50_2} v oblasti coarse módu. Je proto nutné vhodnou volbou parametrů mřížky a hodnoty Q zajistit dostatečné nadsazení d_{50_2} nad průměr největších částic vyskytujících se v typickém ovzduší (viz oddíl 2.7) a zároveň zajistit nastavení d_{50_1} v rozmezí 4 až 6 nm za účelem zachycení veškeré nevázané frakce PP Rn/Tn [17].

Kromě depozice aerosolů z coarse módu dochází na mřížce k depozici i aerosolů z nukleačního módu kvůli neskokovému vývoji $P(d)$. Množství deponovaných aerosolů z nukleačního a coarse módu na mřížce závisí mimo parametrů mřížky a Q také na složení aktivního spektra; pro typické aktivní spektrum PP Rn a pro mřížku s $d_{50_1} = 4$ nm tvoří deponovaná vázaná aktivita PP Rn přibližně 1 až 2 % celkové vázané aktivity PP Rn [17]. Při znalosti aktivního spektra PP Rn a známé závislosti $P(d)$ lze provést korekci na vázanou aktivitu PP Rn nadeponované na mřížce [17].

Část II
Praktická část

6. Návrh optimálních parametrů difúzní mřížky

Při návrhu parametrů mřížky α , a , h , d_f a vhodné hodnoty Q se vycházelo z parametrů stávajících mřížek používaných v SÚRO, které jsou vyrobeny z mědi. Pro tyto mřížky je k dispozici snímek z elektronového mikroskopu (viz příloha 1), z něhož lze určit parametry a , h . Parametr d_f byl změřen pravítkem a parametr α byl vypočítán pomocí vztahu

$$\alpha = \frac{m_m}{\rho_m \cdot xyh}, \quad (6.1)$$

kde $\rho_m = 8,96 \text{ g/cm}^3$ je hustota mědi při standardních podmínkách [36] a m_m , x , y jsou hmotnost, délka, šířka vzorku mřížky ve tvaru obdélníku (viz obr. 6.1). Hmotnost byla zjištěna na laboratorních vahách a x , y byly změřeny pravítkem. Určené parametry stávajících mřížek jsou v tab. 6.1.

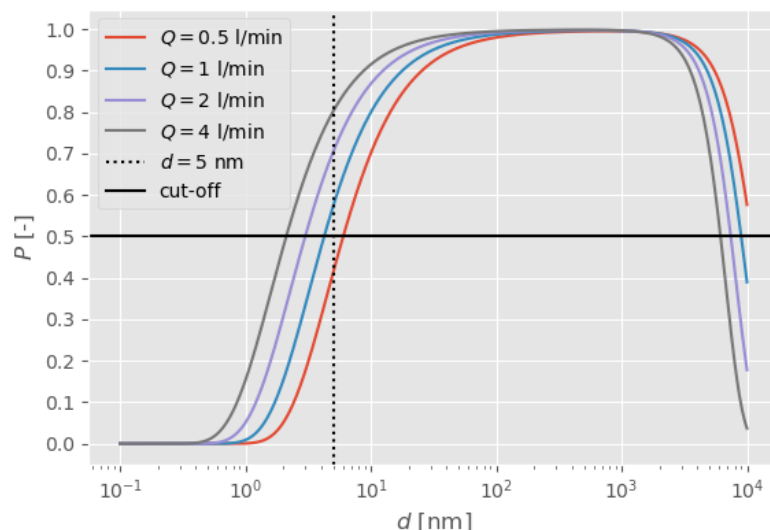


Obr. 6.1: Vzorek mřížky ve tvaru obdélníku použitý pro určení α .

Tab. 6.1: Stanovené parametry stávajících mřížek v SÚRO. V případě parametru α se jedná pouze o odhad vzhledem k nepravidelnosti vzorku mřížky použitého pro jeho výpočet (viz obr. 6.1).

α	$0,276 \pm 0,007$
a	$(19,4 \pm 0,6) \mu\text{m}$
h	$(63 \pm 2) \mu\text{m}$
d_f	$(2,30 \pm 0,05) \text{cm}$

Pro stávající mřížky je závislost $P(d)$ zobrazena pro čtyři různé hodnoty Q na obr. 6.2. Čím je větší Q , tím je d_{50_1} i d_{50_2} menší; v případě d_{50_1} se jedná o důsledek klesající účinnosti difúzního mechanismu depozice pro rostoucí rychlost částice a naopak v případě d_{50_2} to signalizuje zvětšující se účinnost inerciální impakce. Pro ovzduší budov (viz oddíl 2.7) je hodnota d_{50_2} stávajících mřížek pro všechny použité



Obr. 6.2: Závislost $P(d)$ mřížky momentálně používané v SÚRO pro několik hodnot Q .

hodnoty Q dostatečně vysoká. Hodnota d_{50_1} nabývá požadované hodnoty 5 nm pro $Q = 0,7$ l/min, což je hodnota mimo požadovaný interval 1 až 2 l/min.

Úkolem je tedy nalézt takové parametry α, a, h , aby byly splněny podmínky:

1. $d_{50_1} = 5$ nm ,
2. $Q = 1$ l/min – 2 l/min .
3. $d_f = 2,3$ cm

Parametr d_f musí zůstat nezměněn kvůli umístění nových mřížek do stávajících kovových pouzder používaných v SÚRO. K vyřešení tohoto úkolu stačí změna jednoho libovolného parametru při fixních hodnotách ostatních parametrů. Nejprve byla měněna α při fixních hodnotách a, h , poté byl měněn a při fixních hodnotách α, h a nakonec byl měněn h při fixních hodnotách α, a . Fixní hodnoty byly brány z tab. 6.1. Výsledek je zobrazen na obr. 6.3, ze kterého je možné vyčíst hodnoty α, a, h splňující uvedené podmínky.

Celkově se získaly tři sady parametrů splňující zadané podmínky při $Q = 1$ l/min (viz tab. 6.2). V tab. 6.2 jsou dále uvedeny hodnoty d_{50_2} u každé sady parametrů. Závislosti $P(d)$ pro všechny navržené mřížky a závislost $P(Q)$ pro třetí navrženou mřížku s obměněným h jsou v příloze 2.

V závislosti na dostupných metodách výroby mřížek lze pro jejich výrobu zvolit jednu z navržených sad parametrů. Pokud by nebylo možné vyrobit mřížku ani s jednou z uvedených sad parametrů, pak by bylo potřeba zkoumat vzájemné vztahy mezi α, a, h .

Podmínka (5.3) je splněna pro všechny uvedené mřížky při $Q = 1$ l/min – 2 l/min.

6.1 Porovnání s parametry mřížek v literatuře

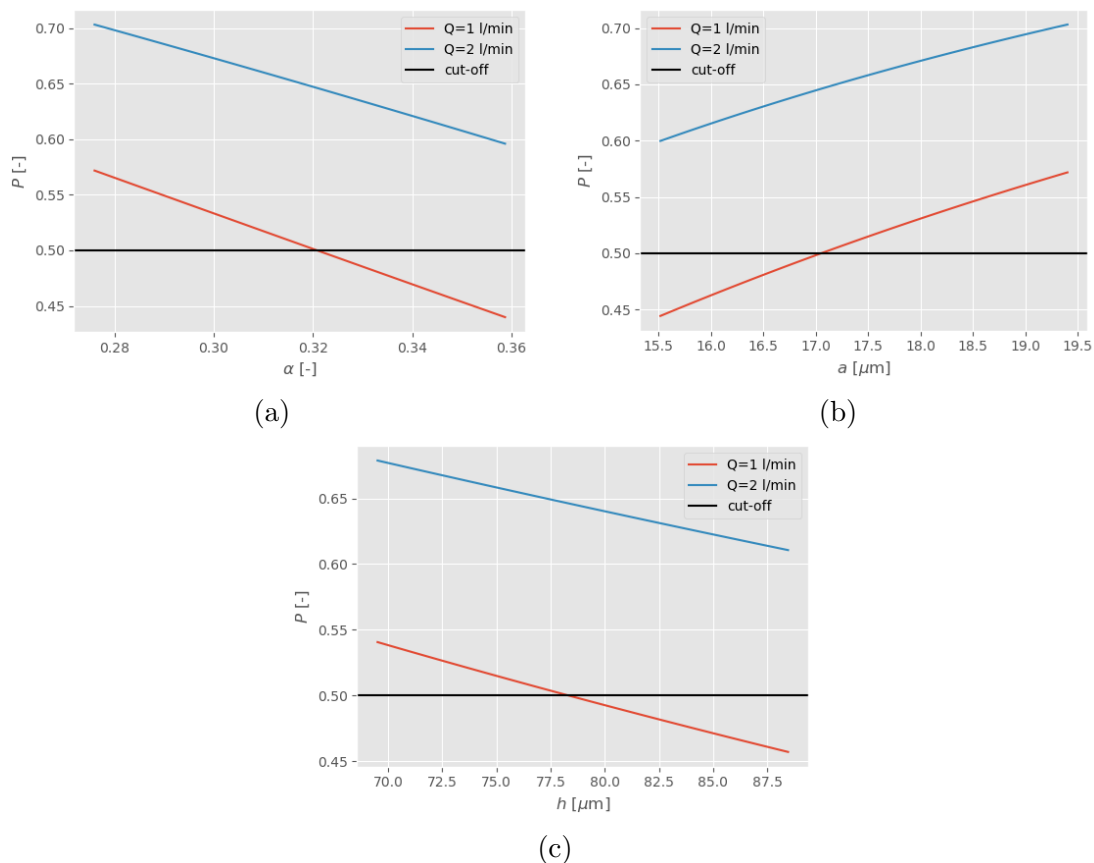
V druhé části tab. 6.2 jsou uvedené parametry mřížek z literatury. Pro tyto mřížky byly pomocí vztahu (5.2) určeny hodnoty $d_{50_{1,2}}$. V případě všech mřížek je v literatuře

uvedena používaná hodnota Q . Pro mřížku typu a je v literatuře navíc uvedena i hodnota d_{50_1} [32]. Hodnoty d_{50_1} z literatury a z výpočtu se pro mřížku typu a (viz tab. 6.2) příliš neliší a lze tedy říci, že teorie uvedená v oddíle 5 byla aplikována správně. Dále lze srovnat závislosti $P(d)$ pro mřížky typu a, b z literatury (obr. 5.2) a z výpočtu (obr. 6.4). V příloze 2 jsou zobrazeny závislosti $P(d)$ pro mřížky SS145, SS200, SS400, SS635.

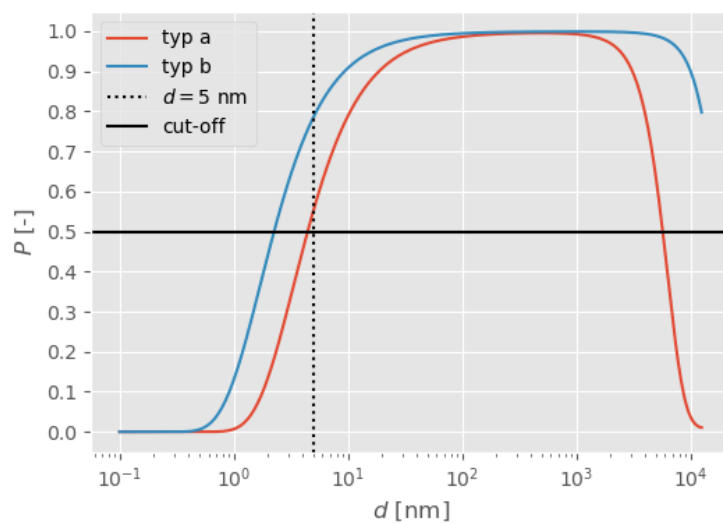
Pro měření nevázané frakce jsou vhodné kromě navržených mřížek i mřížky typu a, SS200 a po upravení Q či d_f i většina ostatních mřížek.

Tab. 6.2: V první části tabulky jsou tři sady navržených parametrů pro nové mřížky při $Q = 11/\text{min}$: v 1. sadě byla obměněna α , v 2. bylo obměněno a a v 3. bylo obměněno h oproti parametrům mřížek používaných v současnosti v SÚRO. V druhé části tabulky jsou uvedeny parametry mřížek z literatury [32, 37]. $d_{50_1}^l$, resp. $d_{50_1}^v$ značí hodnotu cut-offu uvedenou v literatuře, resp. vypočítanou ze vztahu (5.2) při daném Q .

Ozn.	α [-]	a [μm]	h [μm]	d_f [cm]	Q [1/min]	$d_{50_1}^l$ [nm]	$d_{50_1}^v$ [nm]	d_{50_2} [nm]
1.	0,320	19,40	63,00	2,3	1,0		5,00	7769
2.	0,276	7,05	63,00	2,3	1,0		5,00	7823
3.	0,276	19,40	78,36	2,3	1,0		5,00	8355
a [32]	0,282	14,70	59,70	10,0	$33, \bar{3}$	4	4,44	5720
b [32]	0,338	81,70	326,80	10,0	$33, \bar{3}$		2,26	$> 10^4$
SS145 [37]	0,244	27,95	122,00	2,3	1,0		3,89	$> 10^4$
SS200 [37]	0,230	20,30	96,30	2,3	1,0		4,59	$> 10^4$
SS400 [37]	0,292	12,70	57,10	2,3	1,0		7,14	5561
SS635 [37]	0,345	10,00	50,00	2,3	1,0		10,57	3732



Obr. 6.3: Závislosti P na měněném parametru sloužící k určení optimální hodnoty měněného parametru pro návrh nové mřížky. V (a) je závislost $P(\alpha)$ při fixních hodnotách a, h ; v (b) je závislost $P(a)$ při fixních hodnotách α, h ; v (c) je závislost $P(h)$ při fixních hodnotách α, a .



Obr. 6.4: Závislost $P(d)$ pro mřížku typu a, resp. b pro $Q = 33.3$ l/min. Lze srovnat s literaturou, viz obr. 5.2.

7. Metoda jednorázových odběrů

Metoda jednorázových odběrů slouží k určení obj. aktivit PP Rn/Tn v ovzduší a lze ji využít i k určení f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} . Její princip je popsán v kapitole 4, v této kapitole je popsáno její vyhodnocování a určení obj. aktivit PP Rn, resp. PP Tn. Výpočet f_p^{Rn} , resp. f_p^{Tn} z obj. aktivit je uveden v kapitole 2. Vzduch se může prosávat přes samotnou mřížku nebo filtr a nebo přes mřížku a filtr za mřížkou. Pro jednoduchost je v této kapitole uváděno pouze prosávání přes filtr, vyhodnocování naměřených dat je pro všechny případy stejné.

Metoda má dvě etapy:

Prosávání zkoumaného vzduchu přes filtr. Dochází k akumulaci aktivity na filtru.

Měření aktivity PP Rn/Tn na filtru po skončení prosávání. K určení obj. aktivit všech PP Rn, resp. Tn je potřeba provést několik oddělených měření za sebou.

Mezi etapami je prodleva nutná pro přenos filtru z prosávacího zařízení k detektoru.

Aktivity PP Rn/Tn na filtru lze měřit pomocí emitovaného α , β či γ záření při přeměnách PP Rn/Tn. V rámci této práce byly k tomuto účelu použity alfaspektrometrické detektory MAAF spolu s mnohokanálovými analyzátory MAAF4 a HPGe gamaspektrometrický detektor s mnohokanálovým analyzátorem Lynx. Lze využít i integrálního měření alfa částic emitovaných od všech PP Rn. Tato metoda je však méně přesná [8].

V případě PP Rn jsou u alfaspektrometrického měření zaznamenávány α částice emitované při přeměně RaA ($E_\alpha = 6002$ keV) a RaC' ($E_\alpha = 7687$ keV). Vzhledem ke krátkému poločasu RaA (3,07 min) závisí přesnost stanovení jeho aktivity na filtru na velikosti prodlevy mezi skončením prosávání a začátkem měření t_p a také na době prosávání přes filtr/mřížku. Čím kratší jsou tyto časové úseky, tím je stanovení RaA přesnější. Přesnost stanovení aktivit RaB a RaC může být naopak zvýšena delším prosáváním. Za optimální se považuje 10 minutový prosávací interval při $Q = 1$ l/min a $t_p < 1$ min [8]. Dále lze přesnost stanovení aktivit PP Rn vylepšit optimalizováním dob jednotlivých měřících intervalů a prodlev mezi nimi (dále nazýváno jako časování měření).

Při gamaspektrometrickém měření PP Rn je zaznamenáváno γ záření emitované při přeměně RaB a RaC o vhodných energiích. Energetický rozsah používaného HPGe je od 0 keV do 976 keV. Lze tedy v případě RaB využít linky 242 keV, 295,2 keV a 351,9 keV a v případě RaC linku 609,3 keV; jejich výtěžky jsou k nalezení v tab. 2.2. Gamaspektrometrické měření aktivit PP Rn na filtru se provádělo pouze za účelem přenosu kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii (viz další kapitola). I zde je vhodné snažit se o co nejmenší hodnotu t_p . Optimalizováním časování měření lze získat přesnější výsledky.

V případě PP Tn jsou při alfaspektrometrickém měření zaznamenávány α částice emitované při přeměně ThC ($E_\alpha = 6051$ keV) a ThC' ($E_\alpha = 8785$ keV). První

uvedená energetická linka se pro vyhodnocování nepoužívá, protože vytváří impulzy ve stejném diskriminačním okně jako α částice emitované při přeměně RaA. Je tedy potřeba impulzy pocházející od ThC odečíst od celkového počtu impulzů v tomto diskriminačním okně. U gamaspektrometrických měření je možné využít pro vyhodnocování energetické linky ThB (238,6 keV) a ThC' (510,7 keV; 583,2 keV); jejich výtěžky jsou uvedeny v tab. 2.3. Díky dlouhému poločasu ThB je měření PP Tn lehčí a není potřeba optimalizovat dobu prosávání, t_p a časování měření.

V případě smíšeného pole radonu a thoronu se na filtr deponují PP Rn i PP Tn. Pro měření je vhodné využít stejného optimalizovaného časování jako v případě měření PP Rn.

V následujícím textu je představen matematický model metody a způsob vyhodnocení naměřených dat pro čisté radonové pole, čisté thoronové pole a pro smíšené pole radonu a thoronu. Jsou přitom používány pomocné funkce [38] usnadňující popis a implementaci matematického modelu. Pomocné funkce jsou definovány v oddíle 7.4.

7.1 Radonové pole

Dále uvedený matematický model vychází ze zákona radioaktivní přeměny a slouží k odvození vztahů pro výpočet $A_{V_{1,2,3}}$ z naměřených počtů impulzů v daných měřicích intervalech. Výstupem modelu je lineární soustava rovnic, která je obecně přeuredená a je proto ideální řešit ji metodami lineární regrese. Ještě předtím je však nutné stanovit naměřené impulzy (i se směrodatnými odchylky) s ohledem na několik korekcí vyplývajících z alfaspektrometrického a gamaspektrometrického měření. Tím je umožněna propagace nejistot měření a stanovení směrodatných odchylek $A_{V_{1,2,3}}$.

Před započítáním jakéhokoliv měření je vhodné provést optimalizaci měřicích intervalů.

7.1.1 Matematický model

Počty částic RaA, RaB a RaC (ozn. $N_{1,p}$, $N_{2,p}$ a $N_{3,p}$) na filtru jsou v každém okamžiku prosávání $t \in [0, t_s]$ popsány soustavou diferenciálních rovnic prvního řádu [8, 38]

$$\begin{aligned}\dot{N}_{1,p}(t) &= -\lambda_1 N_{1,p}(t) + \eta \frac{A_{V_1}}{\lambda_1} Q, \\ \dot{N}_{2,p}(t) &= -\lambda_2 N_{2,p}(t) + \lambda_1 N_{1,p}(t) + \eta \frac{A_{V_2}}{\lambda_2} Q, \\ \dot{N}_{3,p}(t) &= -\lambda_3 N_{3,p}(t) + \lambda_2 N_{2,p}(t) + \eta \frac{A_{V_3}}{\lambda_3} Q\end{aligned}\tag{7.1}$$

s počátečními podmínkami $N_{1,p}(0) = N_{2,p}(0) = N_{3,p}(0) = 0$. Q je průtok vzduchu skrz filtr/mřížku a η je účinnost záchytu PP Rn na filtru. Bylo dokázáno, že pro používané membránové filtry MF Millipore je $\eta = 1$ [8]. Pro mřížku je otázka účinnosti záchytu PP Rn řešena v kapitole 6. Důležitým předpokladem metody jednorázových odběrů je konstantnost A_{V_1} , A_{V_2} , A_{V_3} po dobu prosávání [7]. Díky trvalé radioaktivní rovnováze mezi RaC a RaC' není třeba v soustavě (7.1) uvažovat čtvrtou rovnici popisující vývoj RaC'.

Druhá etapa, tedy přeměna naakumulované aktivity, je řízena rovnicemi

$$\begin{aligned}\dot{N}_1(t) &= -\lambda_1 N_1(t), \\ \dot{N}_2(t) &= -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_1(t), \\ \dot{N}_3(t) &= -\lambda_3 N_3(t) + \lambda_2 N_2(t).\end{aligned}\tag{7.2}$$

$N_j(t)$ značí počet částic j -tého PP Rn na filtru v čase t po skončení prosávání. Soustava (7.2) je spojena s soustavou (7.1) počátečními podmínkami:

$$\begin{aligned}N_1(0) &= N_{1,p}(t_s), \\ N_2(0) &= N_{2,p}(t_s), \\ N_3(0) &= N_{3,p}(t_s).\end{aligned}\tag{7.3}$$

Počet detekovaných impulzů od j -tého PP Rn v měřícím intervalu $[t_1, t_2]$ je s N_1, N_2, N_3 spjat vztahem

$$n_j = \varepsilon_j \int_{t_1}^{t_2} \lambda_j N_j dt,\tag{7.4}$$

kde ε_j je součin detekční účinnosti a výtěžku použité energetické linky j -tého PP Rn. Při použití více energetických linek j -tého PP Rn představuje ε_j součet součinů detekčních účinností a výtěžků těchto energetických linek.

Po vyřešení soustavy (7.2) lze vztah (7.4) využít k určení N_1, N_2, N_3 v libovolném okamžiku před započítáním měření z naměřených počtů impulzů n_1, n_3 (alfaspektrometrie), resp. n_2, n_3 (gamaspektrometrie). K tomu je potřeba naměřit n_j alespoň ve dvou měřících intervalech, tím se získá soustava 4 lineárních rovnic pro 3 neznámé. Zvýšením počtu měřících intervalů je možné zvýšit přesnost výpočtu. Využitím (7.2), (7.3) a (7.1) lze dále z (7.4) vypočítat $A_{V_1}, A_{V_2}, A_{V_3}$.

Za využití známého vztahu $A = \lambda N$ lze z N_1, N_2, N_3 vypočítat aktivity na filtru. Pro určení $A_1(t), A_2(t), A_3(t)$ v čase $t = 0$, tj. při skončení prosávání, je potřeba odvodit lineární soustavu rovnic

$$\vec{n} = \mathbb{G} \cdot \vec{A}_0,\tag{7.5}$$

kde

$$\vec{A}_0 = \begin{pmatrix} A_{1_0} \\ A_{2_0} \\ A_{3_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_1(0) \cdot \lambda_1 \\ N_2(0) \cdot \lambda_2 \\ N_3(0) \cdot \lambda_3 \end{pmatrix},\tag{7.6}$$

\mathbb{G} je matice soustavy o rozměrech $2m \times 3$, kde m je počet měřících intervalů; A_{i_0} značí aktivitu i -tého PP Rn na filtru v čase skončení prosávání; \vec{n} je v případě alfaspektrometrie:

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_{11} \\ n_{13} \\ n_{21} \\ n_{23} \\ \vdots \\ n_{m1} \\ n_{m3} \end{pmatrix},\tag{7.7}$$

a v případě gamaspektrometrie:

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_{12} \\ n_{13} \\ n_{22} \\ n_{23} \\ \vdots \\ n_{m2} \\ n_{m3} \end{pmatrix}, \quad (7.8)$$

n_{ij} značí počet impulzů pocházejících od j -tého PP Rn detekovaný v i -tém měřicím intervalu.

Pro určení obj. aktivit je nutné odvodit lineární soustavu rovnic

$$\vec{n} = \mathbb{H} \cdot \vec{A}_V, \quad (7.9)$$

kde \mathbb{H} je matice této soustavy rozměrech $2m \times 3$ a

$$\vec{A}_V = \begin{pmatrix} A_{V_1} \\ A_{V_2} \\ A_{V_3} \end{pmatrix}. \quad (7.10)$$

V dalších odstavcích jsou odvozeny prvky matic \mathbb{G}, \mathbb{H} pro alfaspektrometrii i gamaspektrometrii.

Aktivity PP Rn na filtru na konci prosávání

Vyřešením soustavy (7.2) se získají časové vývoje N_1, N_2, N_3 . Jejich dosazením do (7.4) a vypočítáním integrálů se pro i -tý měřicí interval lze určit následující rovnice [38]:

$$\begin{aligned} n_{i1} &= \varepsilon_1 A_{10} g_{11}(t_{i1}, t_{i2}), \\ n_{i2} &= \varepsilon_2 [\lambda_2 A_{10} g_{12}(t_{i1}, t_{i2}) + A_{20} g_{22}(t_{i1}, t_{i2})], \\ n_{i3} &= \varepsilon_3 [\lambda_2 \lambda_3 A_{10} g_{13}(t_{i1}, t_{i2}) + \lambda_3 A_{20} g_{23}(t_{i1}, t_{i2}) + A_{3,0} g_{33}(t_{i1}, t_{i2})]. \end{aligned} \quad (7.11)$$

Z těchto rovnic lze určit matici \mathbb{G} pro alfaspektrometrii i gamaspektrometrii; ε_j značí součin výtěžku a detekční účinnosti použité α linky j -tého PP Rn; ε_{γ_j} značí součet součinů výtěžků a detekčních účinností použitých γ linek j -tého PP Rn. Hodnoty těchto konstant jsou pro používané alfaspektrometrické trasy a gamaspektrometrickou trasu uvedeny v oddílech 8.4.1 a 8.4.2.

Alfaspektrometrie Pro alfaspektrometrii nabývají prvky matice \mathbb{G} hodnot

$$\begin{aligned} G_{2i-1,1} &= \varepsilon_1 g_{11}(t_{i1}, t_{i2}), \\ G_{2i-1,2} &= 0, \\ G_{2i-1,3} &= 0, \\ G_{2i,1} &= \varepsilon_3 \lambda_2 \lambda_3 g_{13}(t_{i1}, t_{i2}), \\ G_{2i,2} &= \varepsilon_3 \lambda_3 g_{23}(t_{i1}, t_{i2}), \\ G_{2i,3} &= \varepsilon_3 g_{33}(t_{i1}, t_{i2}), \end{aligned} \quad (7.12)$$

$i \in \{1, 2, \dots, m\}$.

Gamaspektrometrie Pro gamaspektrometrii jsou prvky matice \mathbb{G} následující

$$\begin{aligned}
G_{2i-1,1} &= \varepsilon_{\gamma 2} \lambda_2 g_{12}(t_{i1}, t_{i2}), \\
G_{2i-1,2} &= \varepsilon_{\gamma 2} g_{22}(t_{i1}, t_{i2}), \\
G_{2i-1,3} &= 0, \\
G_{2i,1} &= \varepsilon_{\gamma 3} \lambda_2 \lambda_3 g_{13}(t_{i1}, t_{i2}), \\
G_{2i,2} &= \varepsilon_{\gamma 3} \lambda_3 g_{23}(t_{i1}, t_{i2}), \\
G_{2i,3} &= \varepsilon_{\gamma 3} g_{33}(t_{i1}, t_{i2}),
\end{aligned} \tag{7.13}$$

$i \in \{1, 2, \dots, m\}$.

Objemové aktivity PP Rn ve zkoumané atmosféře

Řešením soustavy (7.1) jsou rovnice [38]

$$\begin{aligned}
A_{10} &= Q\eta A_{V_1} h_{11}, \\
A_{20} &= Q\eta(\lambda_2 A_{V_1} h_{12} + A_{V_2} h_{22}), \\
A_{30} &= Q\eta(\lambda_2 \lambda_3 A_{V_1} h_{13} + \lambda_3 A_{V_2} h_{23} + A_{V_3} h_{33}),
\end{aligned} \tag{7.14}$$

protože $A_{j0} = \lambda_j \cdot N_{j,p}(t_s)$. Dosazením (7.14) do (7.11) lze odvodit matici \mathbb{H} .

Alfaspektrometrie Pro alfaspektrometrii jsou prvky matice \mathbb{H} :

$$\begin{aligned}
H_{2i-1,1} &= Q\eta \varepsilon_1 h_{11} g_{11}(t_{i1}, t_{i2}), \\
H_{2i-1,2} &= 0, \\
H_{2i-1,3} &= 0, \\
H_{2i,1} &= Q\eta \varepsilon_3 \lambda_2 \lambda_3 [h_{11} g_{13}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{12} g_{23}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{13} g_{33}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{2i,2} &= Q\eta \varepsilon_3 \lambda_3 [h_{22} g_{23}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{23} g_{33}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{2i,3} &= Q\eta \varepsilon_3 h_{33} g_{33}(t_{i1}, t_{i2}),
\end{aligned} \tag{7.15}$$

$i \in \{1, 2, \dots, m\}$.

Gamaspektrometrie Pro gamaspektrometrii jsou prvky matice \mathbb{H} :

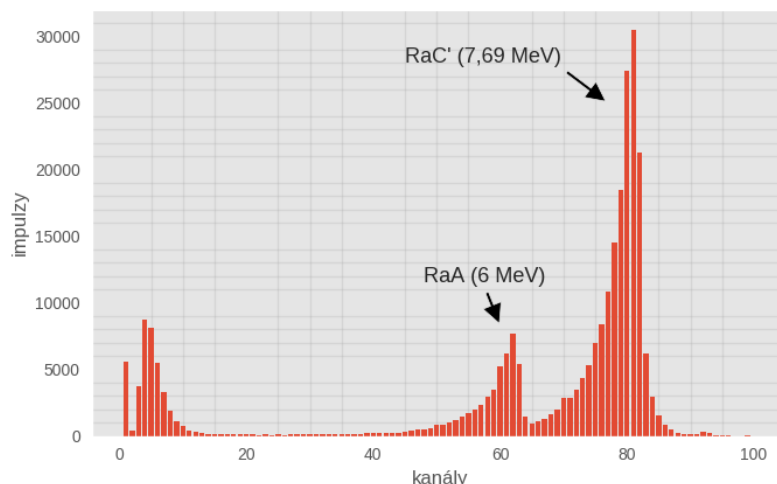
$$\begin{aligned}
H_{2i-1,1} &= Q\eta \varepsilon_{\gamma 2} \eta \lambda_2 [h_{11} g_{12}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{12} g_{22}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{2i-1,2} &= Q\eta \varepsilon_{\gamma 2} \eta h_{22} g_{22}(t_{i1}, t_{i2}), \\
H_{2i-1,3} &= 0, \\
H_{2i,1} &= Q\eta \varepsilon_{\gamma 3} \lambda_2 \lambda_3 [h_{11} g_{13}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{12} g_{23}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{13} g_{33}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{2i,2} &= Q\eta \varepsilon_{\gamma 3} \lambda_3 [h_{22} g_{23}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{23} g_{33}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{2i,3} &= Q\eta \varepsilon_{\gamma 3} h_{33} g_{33}(t_{i1}, t_{i2}),
\end{aligned} \tag{7.16}$$

$i \in \{1, 2, \dots, m\}$.

7.1.2 Určení naměřených impulsů a jejich směrodatných odchylek

Alfaspektrometrie

Typické spektrum α částic emitovaných při přeměně PP Rn naměřené alfaspektrometrickou trasou MAAF+MAAF4 je na obr. 7.1. Při správném nastavení diskriminačních oken lze stanovit počet impulsů v pících RaA a RaC' pro každý měřící interval.



Obr. 7.1: Typické spektrum α částic emitovaných při přeměně PP Rn naměřené na detektoru MAAF a zpracované mnohokanálovým analyzátozem MAAF4.

Naměřený počet impulsů n_{i1}^{tot} , resp. n_{i3}^{tot} v i -tém měřícím intervalu v píku RaA, resp. RaC je potřeba opravit na pozadové impulsy n_{b1} v diskriminačním okně píku RaA, resp. n_{b3} v disk. okně píku RaC. Za tímto účelem se provádí dodatečné měření bez vzorku s živou dobou měření t_b . Počet impulsů opravený na pozadí se vypočítá ze vztahu

$$n_{ij}^{kor} = n_{ij}^{tot} - \frac{t_{i2} - t_{i1}}{t_b} n_{bj}. \quad (7.17)$$

Dále je nutné provést opravu na přesah z píku RaC' do píku RaA. Díky $T_{1/2}(\text{RaA}) = 3,1$ min nebude po třiceti minutách od konce prosávání na filtru žádné RaA, a proto lze z měření započatém po půl hodině od konce prosávání určit opravný faktor, tzv. spill faktor k [8]. Normálně se určuje z posledního měřícího intervalu splňující uvedenou časovou podmínku:

$$k = \frac{n_{m1}^{kor}}{n_{m3}^{kor}}. \quad (7.18)$$

Po aplikování této korekce dostáváme počty impulsů, se kterými se počítá v soustavách (7.5) a (7.9):

$$n_{i1} = n_{i1}^{kor} - k \cdot n_{i3}^{kor}, \quad (7.19)$$

$$n_{i3} = (1 + k) \cdot n_{i3}^{kor}. \quad (7.20)$$

$$(7.21)$$

Směrodatné odchylky n_{i1}, n_{i3} :

$$\begin{aligned} \text{s.d.}(n_{i1}) &= \sqrt{n_{i1}^{\text{tot}} + k^2 n_{i3}^{\text{tot}} + \left(\frac{t_{i2} - t_{i1}}{t_b}\right)^2 n_{b1} + \left(k \frac{t_{i2} - t_{i1}}{t_b}\right)^2 n_{b3} + \left(n_{i3}^{\text{tot}} - \frac{t_{i2} - t_{i1}}{t_b} n_{b3}\right)^2 \text{Var}(k)}, \\ \text{s.d.}(n_{i3}) &= \sqrt{(1+k)^2 n_{i3}^{\text{tot}} + (1+k)^2 \left(\frac{t_{i2} - t_{i1}}{t_b}\right)^2 n_{b3} + \left(n_{i3}^{\text{tot}} - \frac{t_{i2} - t_{i1}}{t_b} n_{b3}\right)^2 \text{Var}(k)}, \end{aligned} \quad (7.22)$$

kde

$$\text{Var}(k) = \frac{1}{(n_{m3}^{\text{kor}})^2} \left[n_{m1}^{\text{tot}} + \left(\frac{t_{m2} - t_{m1}}{t_b}\right)^2 n_{b1} + k^2 \left(n_{m3}^{\text{tot}} + \left(\frac{t_{m2} - t_{m1}}{t_b}\right)^2 n_{b3} \right) \right], \quad (7.23)$$

je rozptyl spill faktoru.

Gamaspektrometrie

Na obr. 7.2 je typické spektrum γ záření emitovaného při přeměně PP Rn naměřené na HPGe detektoru.

Pro každý měřicí interval je naměřeno jedno spektrum. Čistá plocha píku byla určována odečtením průměrného pozadí od součtu impulzů v kanálech náležející píku. Pro výpočet průměrného pozadí se zvolí daný počet kanálů nalevo i napravo od píku (viz hnědě a růžově označené oblasti v obr. 7.3), dále se zprůměrují počty impulzů v nich a pak se tyto dva průměry také zprůměrují. Průměrné pozadí je rovno tomuto průměru přenásobeném počtem kanálů v píku. Normálně bylo používáno 16 kanálů na obou stranách píku pro určení pozadí, v případě potřeby jich bylo použito více (zvláště pro měření s dlouhou časovou prodlevou mezi koncem prosávání a začátkem měření). Tento jednoduchý postup výpočtu čisté plochy píků je umožněn absencí jiných píků v blízkém okolí vyšetřovaných píků.

Směrodatná odchylka čisté plochy píku P se určí ze vztahu

$$\text{s.d.}(P) = \sqrt{P + n_b}, \quad (7.24)$$

kde n_b je pozadí daného píku.

Počty impulzů od RaB a RaC se pro i -tý měřicí interval rovnají:

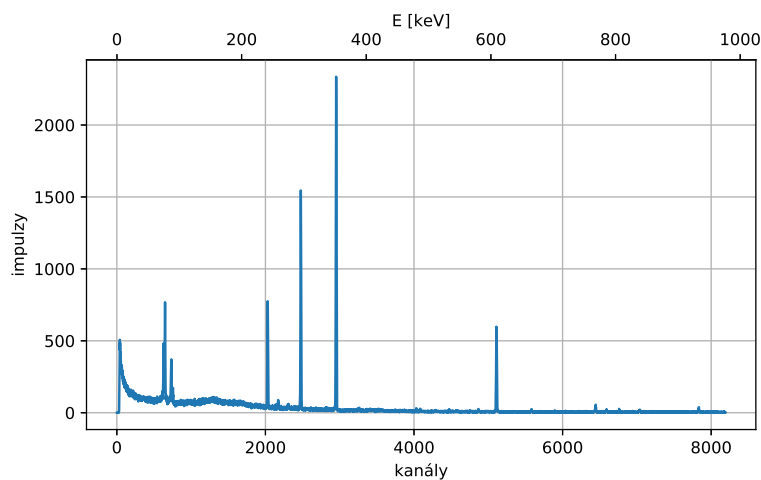
$$\begin{aligned} n_{i2} &= P_{i,242} + P_{i,295} + P_{i,352}, \\ n_{i3} &= P_{i,609}, \end{aligned} \quad (7.25)$$

a jejich směrodatné odchylky pak

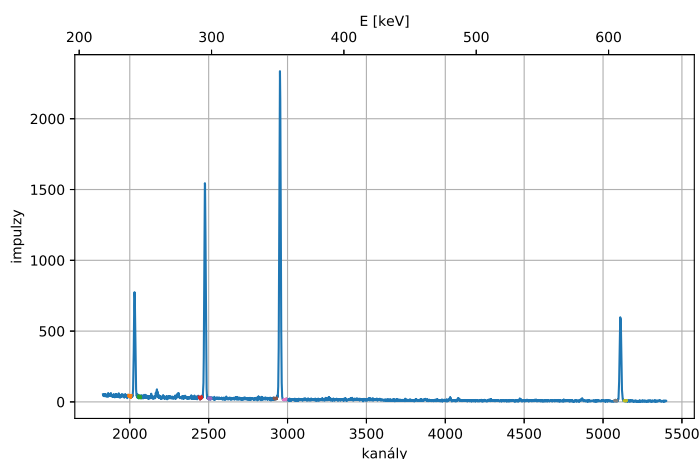
$$\begin{aligned} \text{s.d.}(n_{i2}) &= \sqrt{\text{Var}(P_{i,242}) + \text{Var}(P_{i,295}) + \text{Var}(P_{i,352})}, \\ \text{s.d.}(n_{i3}) &= \text{s.d.}(P_{i,609}). \end{aligned} \quad (7.26)$$

7.1.3 Řešení lineárních soustav rovnic

Nejvhodnějším způsobem řešení soustav (7.5) a (7.9) je vzhledem k jejich přeurnosti lineární regrese. Nejjednodušší metodou lineární regrese je obyčejná metoda nejmenších čtverců. Její použití ovšem není vhodné kvůli rozdílným rozptylům pozorované veličiny (počet impulzů) v jednotlivých pozorování. Rozdílnost rozptylů je



(a)



(b)

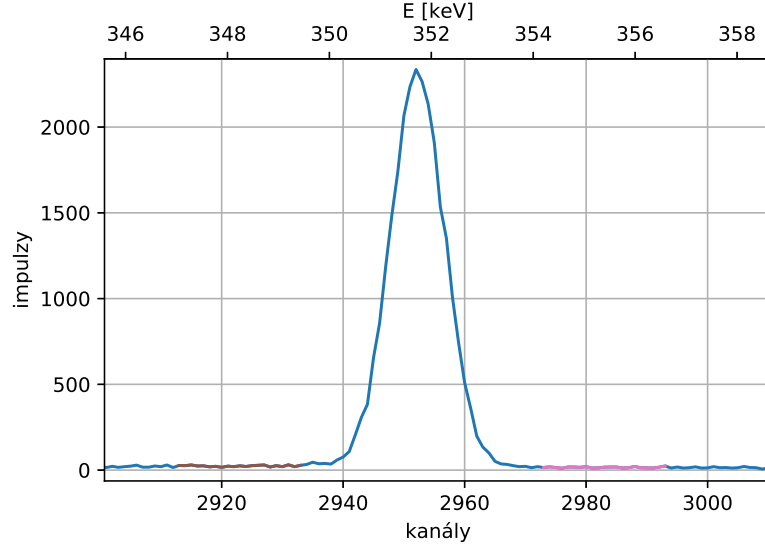
Obr. 7.2: (a) Typické spektrum γ částic emitovaných při přeměně PP Rn naměřené na HPGe. (b) To samé spektrum s přiblížením na píky RaB (242 keV, 295 keV, 352 keV) a na pík RaC (609 keV); z barevně označených okolí píků bylo počítáno pozadí píků (viz obr 7.3).

uvažována v metodě vážených nejmenších čtverců, a proto byla zvolena k vyhodnocování jednorázových odběrů. Vztah pro řešení soustavy (7.5) pomocí metody vážených nejmenších čtverců [39] je:

$$\vec{A}_0 = \left(\mathbb{G}^T \cdot (\Sigma^n)^{-1} \cdot \mathbb{G} \right)^{-1} \mathbb{G}^T \cdot (\Sigma^n)^{-1} \cdot \vec{n}, \quad (7.27)$$

kde Σ^n je kovarianční matice vektoru \vec{n} . Vztah pro řešení soustavy (7.9) se odvodí analogicky.

Použití metody vážených nejmenších čtverců na vyhodnocování jednorázových odběrů bylo navrženo v práci [8].



Obr. 7.3: Zobrazení píku 352 keV a jeho okolí, z něhož bylo počítáno pozadí píku.

7.1.4 Výpočet směrodatných odchylek aktivit

Směrodatné odchylky vektorů \vec{A}_0 a \vec{A}_V se odvodí aplikováním metody vážených nejmenších čtverců na soustavy (7.5) a (7.9). Kovarianční matici Σ^{A_0} vektoru \vec{A}_0 lze vypočítat z [39, 40]:

$$\Sigma^{A_0} = (\mathbb{G}^T \cdot (\Sigma^n)^{-1} \cdot \mathbb{G})^{-1} \cdot \sigma^2, \quad (7.28)$$

kde σ^2 je tzv. reziduální rozptyl, který lze určit ze vztahu [40]

$$\sigma^2 = \frac{1}{2m - h(\mathbb{G})} (\vec{n} - \mathbb{G} \cdot \vec{A}_0)^T \cdot (\Sigma^n)^{-1} \cdot (\vec{n} - \mathbb{G} \cdot \vec{A}_0), \quad (7.29)$$

kde $2m$ je počet složek vektoru \vec{n} a $h(\mathbb{G})$ je hodnost matice \mathbb{G} .

Kovarianční matice Σ^{A_V} se určí ze vztahu:

$$\Sigma^{A_V} = (\mathbb{H}^T \cdot (\Sigma^n)^{-1} \cdot \mathbb{H})^{-1} \cdot \sigma_{A_V}^2, \quad (7.30)$$

kde $\sigma_{A_V}^2$ se vypočítá analogicky jako σ^2 .

7.1.5 Optimalizace časových intervalů

Optimalizací časování měření lze dosáhnout větší přesnosti ve stanovení \vec{A}_0 , \vec{A}_V a EOAR [7]. Vhodným způsobem optimalizace je minimalizace rel. směrodatné odchylky EOAR:

$$\text{r.s.d.}(\text{EOAR}) = \frac{\sqrt{0,105^2 \text{Var}(A_{V_1}) + 0,515^2 \text{Var}(A_{V_2}) + 0,380^2 \text{Var}(A_{V_3})}}{\text{EOAR}}, \quad (7.31)$$

Variance $A_{V_{1,2,3}}$ se určí ze vztahu (7.30). Kovarianční matice Σ^n má nenulové prvky pouze na diagonále a pro ty platí

$$\Sigma_{ii}^n = \text{Var}(n_i) = n_i = (\mathbb{H} \cdot \vec{A}_V)_i. \quad (7.32)$$

Dosazením (7.32) do (7.30) a poté dosazením tohoto vztahu do (7.31) se získává optimalizační funkce:

$$\mathcal{T}(t_{11}, t_{12}, \dots, t_{m1}, t_{m2}) = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^3 X_i^2 \left(\mathbb{H}^T \cdot \left(\mathbb{I} \cdot (\mathbb{H} \cdot \vec{A}_V) \right)^{-1} \cdot \mathbb{H} \right)_{ii}^{-1}}}{\text{EOAR}}, \quad (7.33)$$

kde byl vynechán multiplikativní faktor $\sigma_{A_V}^2$ nehrající při optimalizaci roli, \mathbb{I} je jednotková matice a $X^T = (0, 105; 0, 515; 0, 380)$. Pro nalezení časových parametrů $t_{11}, t_{12}, \dots, t_{m1}, t_{m2}$, při nichž nabývá funkce \mathcal{T} minima, byla použita trust-region interior point metoda [41] implementovaná v Python knihovně SciPy [42].

Optimalizace probíhala pro danou hodnotu A_{V_1} , pro danou prodlevu mezi koncem prosávání a začátkem měření t_p a pro danou celkovou dobu měření t_{celk} . Pro vyjádření A_{V_2} a A_{V_3} byly použity poměry R_2, R_3 definované jako

$$R_i = \frac{A_{V_i}}{A_{V_1}}, \quad (7.34)$$

pro $i \in 1, 2, 3$. Poměr R_1 se zavádí pro přehledné vyjádření poměru aktivit PP Rn na filtru ve tvaru $R_1 : R_2 : R_3$.

Pro reálnou použitelnost optimalizovaných parametrů $t_{11}, t_{12}, \dots, t_{m1}, t_{m2}$ na ně byly dány následující podmínky:

1. t_{11} se rovná t_p ,
2. daný časový parametr musí být větší než všechny časové parametry jemu předcházející,
3. prodleva mezi měřeními musí být minimálně 1 s,
4. t_{m2} je menší nebo rovno než t_{celk} .

Optimalizování proběhlo pro alfaspektrometrii i gamaspektrometrii při hodnotách: $A_{V_1} = 5 \text{ kBq}$; $R_2 = 0, 8$; $R_3 = 0, 4$; $t_s = 10 \text{ min}$; $Q = 1 \text{ l/min}$; $t_p = 1 \text{ min}$; $t_{celk} = 1 \text{ hod}$ nebo $t_{celk} = 50 \text{ min}$. V t_{celk} je zahrnuta i doba prodlevy t_p . V případě alfaspektrometrie bylo pro výpočet matice \mathbb{H} uvažováno $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 0, 3$. Hodnoty konstant $\varepsilon_{\gamma 2}, \varepsilon_{\gamma 3}$ použité pro výpočet matice \mathbb{H} v případě gamaspektrometrie jsou uvedeny v odstavci 8.4.2. Výsledné optimalizované časování měření je uvedeno v tab. 7.1.

Pomocí funkce \mathcal{T} lze dále zkoumat vliv velikosti $A_{V_{1,2,3}}$; t_s ; Q ; t_p ; t_{celk} na přesnost stanovení $A_{V_{1,2,3}}$ při daném časování měření.

Tab. 7.1: Optimální časování měření PP Rn pro (a) alfaspektrometrii; (b) HPGe gamaspektrometrii se čtyřmi měřícími intervaly; (c) HPGe gamaspektrometrii se šesti měřícími intervaly. T_m značí dobu měření v daném intervalu, T_p prodlevu mezi měřeními. V příloze 3 jsou uvedeny matice \mathbb{H} pro tato časování.

(a)			(b)		
interval	T_m [s]	T_p [s]	interval	T_m [s]	T_p [s]
1.	390	1	1.	270	390
2.	520	1	2.	310	1
3.	770	1	3.	860	1
4.	1260		4.	1660	
$t_{celk} = 50$ min			$t_{celk} = 60$ min		

(c)		
interval	T_m [s]	T_p [s]
1.	270	360
2.	240	1
3.	510	1
4.	900	1
5.	690	1
6.	500	
$t_{celk} = 60$ min		

7.2 Thoronové pole

V tomto oddíle je uveden matematický model a určení naměřených impulsů (včetně směrodatných odchylek) pro případ čistého thoronového pole. Soustava lineárních rovnic, která je výstupem matematického modelu, se řeší stejným způsobem jako v případě čistého radonového pole. Stejným způsobem se určují i směrodatné odchylky obj. aktivit. Optimalizaci časových intervalů měřících intervalů není třeba provádět.

7.2.1 Matematický model

U PP Tn stačí sledovat ThB a ThC. ThA má příliš krátký poločas přeměny, a proto se stačí úplně přeměnit na ThB před započítáním prvního měřícího intervalu. ThC' je ve stálé radioaktivní rovnováze s ThC. ThC'' se do radioaktivní rovnováhy s ThC dostane po cca půl hodině. Díky dlouhému poločasu přeměny ThB může být doba t_p libovolně velká v řádu minut až desítek minut. Lze na ni tedy uložit podmínku $t_p > 30$ min pro dosažení rovnováhy mezi ThC'' a ThC. Tato podmínka je důležitá pro gamaspektrometrická měření, pro alfaspektrometrická měření nehraje roli, jelikož při přeměně ThC'' se neemituje α záření.

Počty částic ThB a ThC (ozn. $N_{4,p}$ a $N_{5,p}$) na filtru jsou v každém okamžiku

prosávání $t \in [0, t_s]$ popsány soustavou diferenciálních rovnic prvního řádu

$$\begin{aligned}\dot{N}_{4,p}(t) &= -\lambda_4 N_{4,p}(t) + \eta \frac{A_{V_4}}{\lambda_4} Q, \\ \dot{N}_{5,p}(t) &= -\lambda_5 N_{5,p}(t) + \lambda_4 N_{4,p}(t) + \eta \frac{A_{V_5}}{\lambda_5} Q\end{aligned}\quad (7.35)$$

s počátečními podmínky $N_{4,p}(0) = N_{5,p}(0) = 0$. Q je průtok vzduchu skrz filtr/mřížku a η je účinnost záchytu PP Rn na filtru. Opět se předpokládá konstantnost obj. aktivit PP Th po dobu prosávání; A_{V_4}, A_{V_5} jsou obj. aktivity ThB a ThC.

Druhá etapa, tedy přeměna naakumulované aktivity, je řízena rovnicemi

$$\begin{aligned}\dot{N}_4(t) &= -\lambda_4 N_4(t), \\ \dot{N}_5(t) &= -\lambda_5 N_5(t) + \lambda_4 N_4(t),\end{aligned}\quad (7.36)$$

$N_4(t)$ a $N_5(t)$ značí počet částic ThB a ThC na filtru v čase t po skončení prosávání. Soustava (7.36) je spojena s soustavou (7.35) počátečními podmínky:

$$\begin{aligned}N_4(0) &= N_{4,p}(t_s), \\ N_5(0) &= N_{5,p}(t_s).\end{aligned}\quad (7.37)$$

Dále se postupuje jako v případě čistého radonového pole. Pro určení aktivit PP Th na filtru v době skončení prosávání A_{4_0}, A_{5_0} je opět potřeba sestavit lineární soustavu rovnic (7.5) a pro určení $A_{V_{4,5}}$ je opět nutné sestavit soustavu rovnic (7.9), přičemž:

$$\vec{A}_0 = \begin{pmatrix} A_{4_0} \\ A_{5_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_4(0) \cdot \lambda_2 \\ N_5(0) \cdot \lambda_3 \end{pmatrix}; \quad (7.38)$$

$$\vec{A}_V = \begin{pmatrix} A_{V_4} \\ A_{V_5} \end{pmatrix}. \quad (7.39)$$

Vektor \vec{n} a matice \mathbb{G}, \mathbb{H} se liší pro alfaspektrometrii a gamaspektrometrii.

Alfaspektrometrie

V případě alfaspektrometrie mají matice \mathbb{G}, \mathbb{H} rozměr $m \times 2$ a jejich prvky jsou:

$$\begin{aligned}G_{i,1} &= 0,6407 \cdot \varepsilon_5 \lambda_5 g_{45}(t_{i1}, t_{i2}), \\ G_{i,2} &= 0,6407 \cdot \varepsilon_5 g_{55}(t_{i1}, t_{i2}),\end{aligned}\quad (7.40)$$

$$\begin{aligned}H_{i,1} &= 0,6407 \cdot Q \eta \varepsilon_5 \lambda_5 [h_{44} g_{45}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{45} g_{55}(t_{i1}, t_{i2})], \\ H_{i,2} &= 0,6407 \cdot Q \eta \varepsilon_5 h_{55} g_{55}(t_{i1}, t_{i2}),\end{aligned}\quad (7.41)$$

$i \in \{1, 2, \dots, m\}$. Hodnoty konstanty ε_5 pro používané alfaspektrometrické trasy jsou uvedeny v oddíle 8.4.1. Složky vektoru \vec{n} jsou:

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_{15} \\ n_{25} \\ \vdots \\ n_{m5} \end{pmatrix}, \quad (7.42)$$

kde n_{i5} značí počet impulzů od ThC' detekované v i -tém měřicím intervalu.

Gamaspektrometrie

V případě gamaspektrometrie mají matice \mathbb{G}, \mathbb{H} rozměr $2m \times 2$ a jejich prvky jsou

$$\begin{aligned} G_{2i-1,1} &= \varepsilon_{\gamma 4} g_{44}(t_{i1}, t_{i2}), \\ G_{2i-1,2} &= 0, \\ G_{2i,1} &= 0, 3593 \cdot \varepsilon_{\gamma 5} \lambda_5 g_{45}(t_{i1}, t_{i2}), \\ G_{2i,2} &= 0, 3593 \cdot \varepsilon_{\gamma 5} g_{55}(t_{i1}, t_{i2}), \end{aligned} \quad (7.43)$$

$$\begin{aligned} H_{2i-1,1} &= Q\eta\varepsilon_{\gamma 4}\eta h_{44}g_{44}(t_{i1}, t_{i2}), \\ H_{2i-1,2} &= 0, \\ H_{2i,1} &= 0, 3593 \cdot Q\eta\varepsilon_{\gamma 5}\lambda_5 [h_{44}g_{45}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{45}g_{55}(t_{i1}, t_{i2})], \\ H_{2i,2} &= 0, 3593 \cdot Q\eta\varepsilon_{\gamma 5}h_{55}g_{55}(t_{i1}, t_{i2}), \end{aligned} \quad (7.44)$$

$i \in \{1, 2, \dots, m\}$. Hodnoty konstant $\varepsilon_{\gamma 4}, \varepsilon_{\gamma 5}$ pro používanou gamaspektrometrickou trasu jsou uvedeny v oddíle 8.4.2. Složky vektoru \vec{n} jsou:

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_{14} \\ n_{15} \\ n_{24} \\ n_{25} \\ \vdots \\ n_{m4} \\ n_{m5} \end{pmatrix}, \quad (7.45)$$

kde n_{i4} a n_{i5} značí počty impulzů od ThB a ThC” detekované v i -tém měřicím intervalu.

V dalším textu je uvedeno určení n_{ij} z naměřených dat pro alfaspektrometrii i gamaspektrometrii. Soustavy (7.5) a (7.9) se pro PP Tn řeší stejným způsobem jako v případě čistého radonového pole (viz oddíl 7.1.3).

7.2.2 Určení naměřených impulzů a jejich směrodatných odchylek

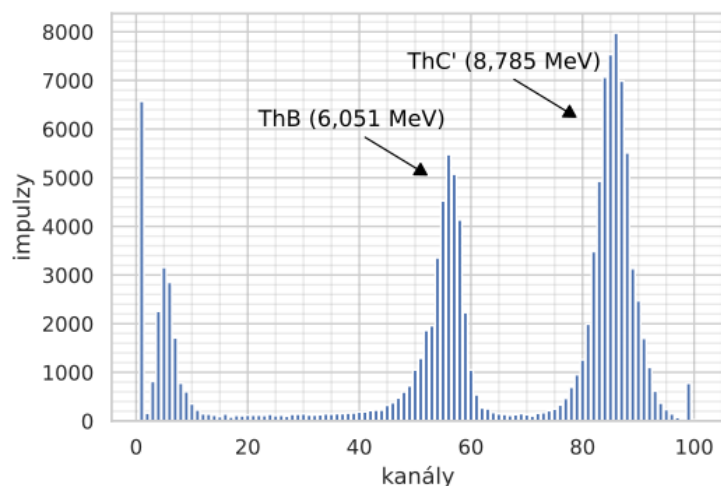
Alfaspektrometrie

Z naměřeného spektra (obr. 7.4) se při správném nastavení diskriminačních hladin dají určit počty impulzů v píku ThC’ pro každý měřicí interval. Počet impulzů n_{i5}^{tot} naměřený v diskriminačním okně píku ThC’ v i -tém měřicím intervalu se opraví na pozadové impulzy n_{b5} v tom samém diskriminačním okně stejným způsobem jako v případě čistého radonového pole:

$$n_{i5} = n_{i5}^{tot} - \frac{t_{i2} - t_{i1}}{t_b} n_{b5}. \quad (7.46)$$

Směrodatná odchylka n_{i5} :

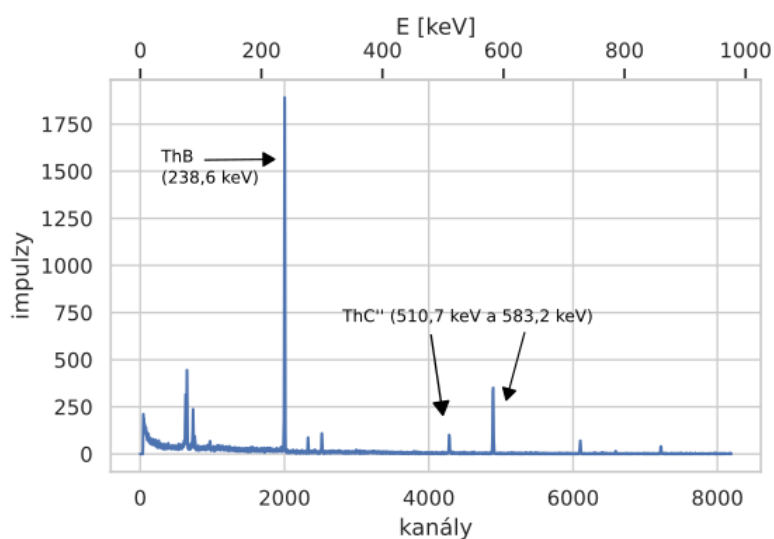
$$\text{s.d.}(n_{i5}) = \sqrt{n_{i1}^{tot} + \left(\frac{t_{i2} - t_{i1}}{t_b}\right)^2 n_{b1}}, \quad (7.47)$$



Obr. 7.4: Typické spektrum α částic emitovaných při přeměně PP Tn naměřené na filtru při provedení jednorázového odběru na detektoru MAAF a zpracované mnohokanálovým analyzátozem MAAF4. V MAAF4 bylo při měření tohoto spektra nastaveno jiné zesílení než v případě obr. 7.1.

Gamaspektrometrie

Na obr. 7.5 je typické spektrum γ záření emitovaného při přeměně PP Tn naměřené na HPGe detektoru. Pozadí píků se stanovuje stejným způsobem jako v případě



Obr. 7.5: Typické spektrum γ částic emitovaných při přeměně PP Tn naměřené na HPGe.

čistého radonového pole.

Počty impulzů od ThB a ThC'' se pro i -tý měřicí interval rovnají součtu čistých ploch použitých píků:

$$\begin{aligned} n_{i4} &= P_{i,239} , \\ n_{i5} &= P_{i,511} + P_{i,583} , \end{aligned} \tag{7.48}$$

a jejich směrodatné odchylky pak

$$\begin{aligned} \text{s.d.}(n_{i4}) &= \text{s.d.}(P_{i,239}), \\ \text{s.d.}(n_{i5}) &= \sqrt{\text{Var}(P_{i,511}) + \text{Var}(P_{i,583})}. \end{aligned} \quad (7.49)$$

Směrodatné odchylky čistých ploch píků se určí stejným způsobem jako v případě čistého radonového pole.

7.3 Směsné pole radonu a thoronu

V dalším textu je uveden matematický model a určení naměřených impulsů i se směrodatnými odchylkami pro směsné pole radonu a thoronu. Je vhodné použít stejné měřicí intervaly jako v případě čistého radonového pole.

7.3.1 Matematický model

Při odběru ze směsného pole se na filtr zachytávají PP Rn a PP Tn. Matematický model vyhodnocení jednorázového odběru ze směsného pole představuje kombinaci matematického modelu čistého radonového a thoronového pole. Tento typ pole se nepoužíval pro přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii, a proto je v tomto oddíle ukázáno pouze stanovení obj. aktivit $A_{V_{1,2,3,4,5}}$ z alfaspektrometrických měření.

První etapa je popsána soustavou

$$\begin{aligned} \dot{N}_{1,p}(t) &= -\lambda_1 N_{1,p}(t) + \eta \frac{A_{V_1}}{\lambda_1} Q, \\ \dot{N}_{2,p}(t) &= -\lambda_2 N_{2,p}(t) + \lambda_1 N_{1,p}(t) + \eta \frac{A_{V_2}}{\lambda_2} Q, \\ \dot{N}_{3,p}(t) &= -\lambda_3 N_{3,p}(t) + \lambda_2 N_{2,p}(t) + \eta \frac{A_{V_3}}{\lambda_3} Q, \\ \dot{N}_{4,p}(t) &= -\lambda_4 N_{4,p}(t) + \eta \frac{A_{V_4}}{\lambda_4} Q, \\ \dot{N}_{5,p}(t) &= -\lambda_5 N_{5,p}(t) + \lambda_4 N_{4,p}(t) + \eta \frac{A_{V_5}}{\lambda_5} Q \end{aligned} \quad (7.50)$$

s počátečními podmínky $N_{1,p}(0) = N_{2,p}(0) = N_{3,p}(0) = N_{4,p}(0) = N_{5,p}(0) = 0$. Druhá etapa je popsána soustavou

$$\begin{aligned} \dot{N}_1(t) &= -\lambda_1 N_1(t), \\ \dot{N}_2(t) &= -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_1(t), \\ \dot{N}_3(t) &= -\lambda_3 N_3(t) + \lambda_2 N_2(t), \\ \dot{N}_4(t) &= -\lambda_4 N_4(t), \\ \dot{N}_5(t) &= -\lambda_5 N_5(t) + \lambda_4 N_4(t), \end{aligned} \quad (7.51)$$

s počátečními podmínky

$$\begin{aligned}
N_1(0) &= N_{1,p}(t_s), \\
N_2(0) &= N_{2,p}(t_s), \\
N_3(0) &= N_{3,p}(t_s), \\
N_4(0) &= N_{4,p}(t_s), \\
N_5(0) &= N_{5,p}(t_s).
\end{aligned} \tag{7.52}$$

Pro stanovení $A_{V_{1,2,3,4,5}}$ lze soustavu lineárních rovnic (7.9) řešit buď odděleně pro PP Rn a PP Tn, nebo dohromady. První způsob řešení je popsán v předchozích oddílech. Pro druhý způsob platí:

$$\vec{A}_V = \begin{pmatrix} A_{V_1} \\ A_{V_2} \\ A_{V_3} \\ A_{V_4} \\ A_{V_5} \end{pmatrix}; \tag{7.53}$$

matice \mathbb{H} má rozměr $3m \times 5$ a její prvky jsou:

$$\begin{aligned}
H_{3i-2,1} &= Q\eta\varepsilon_1 h_{11}g_{11}(t_{i1}, t_{i2}), \\
H_{3i-2,2} &= 0, \\
H_{3i-2,3} &= 0, \\
H_{3i-2,4} &= 0, 3593 \cdot Q\eta\varepsilon_{5_1} \lambda_5 [h_{44}g_{45}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{45}g_{55}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{3i-2,5} &= 0, 3593 \cdot Q\eta\varepsilon_{5_1} h_{55}g_{55}(t_{i1}, t_{i2}),
\end{aligned} \tag{7.54}$$

$$\begin{aligned}
H_{3i-1,1} &= Q\eta\varepsilon_3 \lambda_2 \lambda_3 [h_{11}g_{13}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{12}g_{23}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{13}g_{33}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{3i-1,2} &= Q\eta\varepsilon_3 \lambda_3 [h_{22}g_{23}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{23}g_{33}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{3i-1,3} &= Q\eta\varepsilon_3 h_{33}g_{33}(t_{i1}, t_{i2}), \\
H_{3i-1,4} &= 0, \\
H_{3i-1,5} &= 0,
\end{aligned} \tag{7.55}$$

$$\begin{aligned}
H_{3i,1} &= 0, \\
H_{3i,2} &= 0, \\
H_{3i,3} &= 0, \\
H_{3i,4} &= 0, 6407 \cdot Q\eta\varepsilon_{5_2} \lambda_5 [h_{44}g_{45}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{45}g_{55}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{3i,5} &= 0, 6407 \cdot Q\eta\varepsilon_{5_2} h_{55}g_{55}(t_{i1}, t_{i2}),
\end{aligned} \tag{7.56}$$

$i \in \{1, 2, \dots, m\}$; ε_{5_1} , resp. ε_{5_2} je součin výtěžku a detekční účinnosti α linek ThC,

resp. ThC'. Složky vektoru \vec{n} jsou:

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_{11} \\ n_{13} \\ n_{15} \\ \vdots \\ n_{m1} \\ n_{m3} \\ n_{m5} \end{pmatrix}, \quad (7.57)$$

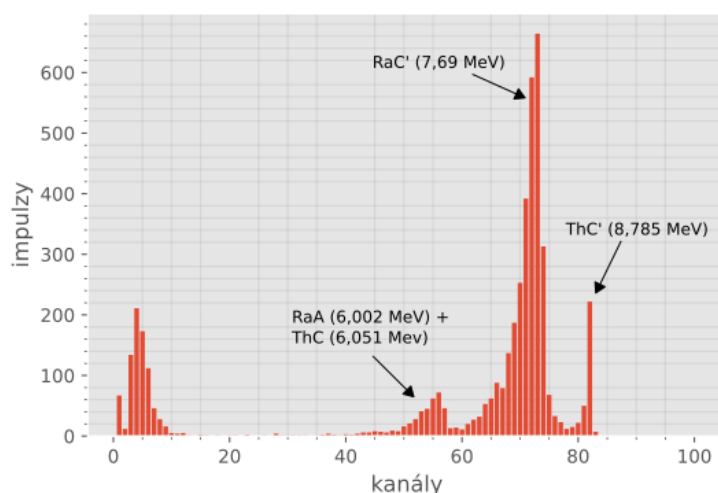
kde n_{i1}, n_{i3}, n_{i5} značí počet impulzů od RaA+ThC, RaC, ThC' detekované v i -tém měřicím intervalu.

Oddělené řešení soustavy (7.9) pro PP Rn a PP Tn je výpočetně spolehlivější. Soustava (7.9) se řeší stejným způsobem jako v případě čistého radonového pole (viz oddíl 7.1.3).

7.3.2 Určení naměřených impulzů a jejich směrodatných odchylek

Alfaspektrometrie

Na obr. 7.6 je typické spektrum α částic emitovaných při přeměně PP Rn a PP Tn. Při správném nastavení tří diskriminačních oken lze stanovit počty impulzů v pících RaA+ThC, RaC' a ThC' pro každý měřicí interval. Naměřené počty impulzů se musí



Obr. 7.6: Typické spektrum α částic emitovaných při přeměně PP Rn a PP Tn naměřené na filtru při provedení jednorázového odběru na detektoru MAAF a zpracované mnohakanálovým analyzátozem MAAF4. V MAAF4 bylo při měření tohoto spektra nastaveno jiné zesílení než v případě obr. 7.1 a 7.4.

opravit na pozadové impulzy, viz oddíly o čistém radonovém a thoronovém poli. Dále je potřeba provést opravu na přesahy píků. Zavádí se spill faktory přesahů z druhého píku do prvního k_1 , z třetího do prvního k_2 a z třetího do druhého k_3 analogicky podle (7.18). Stanovení přesahů je náročnější než v případě čistého radonového pole.

Několik metod jejich stanovení je uvedeno v literatuře [8]. Korekce na přesahy jsou následující:

$$n_{i1} = n_{i1}^{kor} - k_1 \cdot n_{i3}^{kor} - k_2 \cdot n_{i5}^{kor} , \quad (7.58)$$

$$n_{i3} = (1 + k_1) \cdot n_{i3}^{kor} - k_3 \cdot n_{i5}^{kor} . \quad (7.59)$$

$$n_{i5} = (1 + k_2 + k_3) \cdot n_{i5}^{kor} . \quad (7.60)$$

$$(7.61)$$

Směrodatné odchylky n_{i1}, n_{i3}, n_{i5} lze odvodit pomocí zákona šíření nejistot.

V případě odděleného řešení soustavy (7.9) pro PP Rn a PP Th je potřeba od n_{i1} odečíst impulzy pocházející od α částic emitovaných při přeměně ThC:

$$\tilde{n}_{i1} = n_{i1} - \frac{0,3593}{0,6407} n_{i5} . \quad (7.62)$$

Gamaspektrometrie

Stanovení čistých ploch píků PP Rn a PP Th ve smíšeném poli je kombinací stanovení čistých ploch píků PP Rn v radonovém poli (oddíl 7.1.2) a PP Th v thoronovém poli (oddíl 7.2.2).

7.4 Definice pomocných funkcí

Pomocné funkce jsou:

$$\begin{aligned} h_{11} &= (1 - \exp(-\lambda_1 t_s)) / \lambda_1 , \\ h_{22} &= (1 - \exp(-\lambda_2 t_s)) / \lambda_2 , \\ h_{33} &= (1 - \exp(-\lambda_3 t_s)) / \lambda_3 , \\ h_{44} &= (1 - \exp(-\lambda_4 t_s)) / \lambda_4 , \\ h_{55} &= (1 - \exp(-\lambda_5 t_s)) / \lambda_5 , \\ h_{12} &= (h_{11} - h_{22}) / (\lambda_2 - \lambda_1) , \\ h_{13} &= (h_{11} - h_{33}) / (\lambda_3 - \lambda_1) , \\ h_{23} &= (h_{22} - h_{33}) / (\lambda_3 - \lambda_2) , \\ h_{45} &= (h_{44} - h_{55}) / (\lambda_5 - \lambda_4) , \end{aligned} \quad (7.63)$$

kde t_s je doba prosávání v sekundách; $\lambda_{1,2,3}$ jsou přeměnové konstanty RaA, RaB, RaC; $\lambda_{4,5}$ jsou přeměnové konstanty ThB, ThC. Dále se definují funkce

$$\begin{aligned} g_{11}(t_1, t_2) &= (\exp(-\lambda_1 t_1) - \exp(-\lambda_1 t_2)) / \lambda_1 , \\ g_{22}(t_1, t_2) &= (\exp(-\lambda_2 t_1) - \exp(-\lambda_2 t_2)) / \lambda_2 , \\ g_{33}(t_1, t_2) &= (\exp(-\lambda_3 t_1) - \exp(-\lambda_3 t_2)) / \lambda_3 , \\ g_{44}(t_1, t_2) &= (\exp(-\lambda_4 t_1) - \exp(-\lambda_4 t_2)) / \lambda_4 , \\ g_{55}(t_1, t_2) &= (\exp(-\lambda_5 t_1) - \exp(-\lambda_5 t_2)) / \lambda_5 , \\ g_{12}(t_1, t_2) &= (g_{11}(t_1, t_2) - g_{22}(t_1, t_2)) / (\lambda_2 - \lambda_1) , \\ g_{13}(t_1, t_2) &= (g_{11}(t_1, t_2) - g_{33}(t_1, t_2)) / (\lambda_3 - \lambda_1) , \\ g_{23}(t_1, t_2) &= (g_{22}(t_1, t_2) - g_{33}(t_1, t_2)) / (\lambda_3 - \lambda_2) , \\ g_{45}(t_1, t_2) &= (g_{44}(t_1, t_2) - g_{55}(t_1, t_2)) / (\lambda_5 - \lambda_4) , \end{aligned} \quad (7.64)$$

kde t_1 a t_2 značí čas počátku a konce daného měřicího intervalu vztažený ke konci prosávání. Jednotkou $t_{1,2}$ je sekunda.

Nakonec se definují následující funkce:

$$\begin{aligned}
 f_{11}(t) &= \exp(-\lambda_1 t), \\
 f_{22}(t) &= \exp(-\lambda_2 t), \\
 f_{33}(t) &= \exp(-\lambda_3 t), \\
 f_{44}(t) &= \exp(-\lambda_4 t), \\
 f_{55}(t) &= \exp(-\lambda_5 t), \\
 f_{12}(t) &= (f_{11}(t) - f_{22}(t))/(\lambda_2 - \lambda_1), \\
 f_{13}(t) &= (f_{12}(t) - f_{23}(t))/(\lambda_3 - \lambda_1), \\
 f_{23}(t) &= (f_{22}(t) - f_{33}(t))/(\lambda_3 - \lambda_2), \\
 f_{45}(t) &= (f_{44}(t) - f_{55}(t))/(\lambda_5 - \lambda_4),
 \end{aligned} \tag{7.65}$$

kde t značí čas v sekundách.

7.5 Řešení zákona radioaktivní přeměny pro PP Rn a PP Tn

Pro přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii (viz další kapitola) je nutné znát řešení soustavy (7.2), resp. (7.36), které představují zákon radioaktivní přeměny pro PP Rn, resp. PP Tn. Řešení soustav se dá za použití pomocných funkcí zapsat následovně:

- PP Rn:

$$\begin{aligned}
 A_1(t) &= A_{1_0} f_{11}(t), \\
 A_2(t) &= \lambda_2 A_{1_0} f_{12}(t) + A_{2_0} f_{22}(t), \\
 A_3(t) &= \lambda_2 \lambda_3 A_{1_0} f_{13}(t) + \lambda_3 A_{2_0} f_{23}(t) + A_{3_0} f_{33}(t).
 \end{aligned} \tag{7.66}$$

- PP Tn:

$$\begin{aligned}
 A_4(t) &= A_{4_0} f_{44}(t), \\
 A_5(t) &= \lambda_5 A_{4_0} f_{45}(t) + A_{5_0} f_{55}(t).
 \end{aligned} \tag{7.67}$$

8. Přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii

Pro měření aktivit PP Rn/Tn při jednorázových odběrech se rutinně používá alfaspektrometrie. Výhodami alfaspektrometrických detektorů je jejich robustnost, vysoká detekční účinnost a provozuschopnost bez nutnosti jejich zchlazení. Problémem je však nepřesné stanovení aktivit PP Rn/Tn v důsledku absorpce α částic v materiálu filtru nebo mřížky. HPGe gamaspektrometrie tímto problémem netrpí díky velké pronikavosti γ záření a zároveň její velmi dobré rozlišení dovoluje snadno rozlišit jednotlivé energetické píky od PP Rn/Tn. Pro rutinní měření se však HPGe detektor nehodí kvůli jeho náročnému používání. Předchozími měřeními a simulacemi v práci [8] bylo zjištěno, že podstatně jednodušeji použitelný scintilátor NaI(Tl) nelze k měření aktivit PP Rn používat kvůli jeho nedostatečnému rozlišení.

Přesného stanovení aktivit PP Rn/Tn pomocí HPGe detektoru je možné využít k určení korekce na absorpci α záření ve filtru a mřížce, a to následujícím postupem:

1. provedení jednorázového odběru z ovzduší s dostatečně velkými hodnotami $A_{V_{1,2,3}}$, potažmo $A_{V_{4,5}}$ na samotný filtr, resp. samotnou mřížku;
2. změření aktivit PP Rn/Tn na filtru nebo mřížce gamaspektrometricky.
3. změření aktivit PP Rn/Tn na filtru nebo mřížce alfaspektrometricky;

V případě PP Rn je vhodné měřit aktivity nejprve gamaspektrometricky z důvodu menších hodnot ε_{γ_2} a ε_{γ_3} oproti hodnotám ε_1 a ε_3 . V případě PP Tn na pořadí gamaspektrometrického a alfaspektrometrického měření nezáleží díky dlouhému poločasů ThB. Navíc je nutné odebírat vzduch z ovzduší s dostatečně vysokými hodnotami obj. aktivit PP Rn/Tn za účelem dosažení přijatelné přesnosti gamaspektrometrického měření aktivit.

Z aktivity daného PP Rn/Tn stanovené alfaspektrometricky A^α a gamaspektrometricky A^γ lze určit korekční faktor na samoabsorpci α záření ve filtru/mřížce:

$$p = \frac{A^\alpha}{A^\gamma}. \quad (8.1)$$

Aktivity A^α a A^γ musí být vztaženy ke stejnému časovému okamžiku. Proces stanovení p se v této práci nazývá přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii.

Při dalších rutinních měřeních je možné skutečnou opravenou aktivitu daného PP Rn/Tn určit z naměřené aktivity A^α ze vztahu

$$A^{kor} = \frac{A^\alpha}{p}. \quad (8.2)$$

Konzistentně s předchozími kapitolami jsou veličiny A^α , A^γ a p v dalším textu označeny dolními indexy 1, 2, 3, 4 a 5 pro RaA, RaB, RaC, ThB a ThC.

V dalším textu jsou nejprve uvedeny použité přístroje a pomůcky, poté je ukázán postup měření účinnostní kalibrace HPGe, resp. alfaspektrometrických tras a také postup měření přenosu kalibrace. Následuje vysvětlení vyhodnocení měření přenosu kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii. Nakonec jsou představeny výsledky účinnostních kalibrací a korekční faktory p pro PP Rn a PP Th pro membránový filtr Millipore s $0,8 \mu\text{m}$ póry i pro mřížky používané v SÚRO.

8.1 Použité přístroje a pomůcky

8.1.1 Kalibrační etalony

K účinnostní kalibraci alfaspektrometrických tras byl použit etalon aktivity typu EM X radionuklidu ^{241}Am s referenční aktivitou 100 Bq k datu 1. ledna 2009. Etalon byl dodán Inspektorátem pro ionizující záření.

Účinnostní kalibrace HPGe byla provedena pomocí etalonu aktivity typu EM X radionuklidu ^{226}Ra s referenční aktivitou $(14,26 \pm 0,29)$ kBq k datu 1. března 2020. Vznikající radon z etalonu neuniká díky překrytí aktivní plochy fólií a díky tomu jsou dceřinné produkty ^{226}Ra v radioaktivní rovnováze s ^{226}Ra . Plocha etalonu se rovná ploše pouzdra (obr. 5.1) a průměr aktivní plochy etalonu je roven d_f (viz kap. 6). Etalon byl vyroben Českým metrologickým úřadem.

8.1.2 Zdroje radonu a thoronu

Ke generování radonové atmosféry a PP Rn byly využity průtočné zdroje RF 2000 (viz obr. 8.1a) obsahující ^{226}Ra o aktivitě okolo 2 MBq. Vznikající radon emanuje ze zdrojů s 99% pravděpodobností. Při uzavření zdroje v něm narůstá aktivita ^{222}Rn podle vztahu

$$A_{Rn}(t_c) = E \cdot A_{Ra} \left(1 - e^{-\lambda_{Rn} t_c}\right), \quad (8.3)$$

kde $E = 0,99$ je emanační schopnost radonu, t_c je doba uzavření zdroje, $A_{Ra} \approx 2$ MBq je aktivita ^{226}Ra ve zdroji a λ_{Rn} je přeměnová konstanta radonu.

Prosáváním zdroje po dobu t_s do nádoby o objemu V se dosáhne objemové aktivity radonu v nádobě o hodnotě:

$$A_{V_{Rn}}(t_s) = \frac{A_{Rn}}{V} e^{-(\lambda_{Rn} + Q/V)t_s} + \frac{P}{V(\lambda_{Rn} + Q/V)} \left(1 - e^{-(\lambda_{Rn} + Q/V)t_s}\right), \quad (8.4)$$

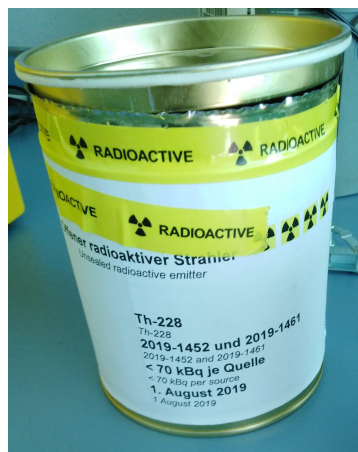
kde A_{Rn} je naakumulovaná aktivita radonu ve zdroji a P je radonová výdejnost zdroje. Používané zdroje mají P rovno přibližně 4 Bq/s.

Pro generování thoronu a PP Th byl využit zdroj obsahující ^{228}Th (obr. 8.1b). Emanace thoronu ze zdroje je přibližně 40%. Zdroj byl vyroben v PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt).

V předchozích měřeních v SÚRO byla zjištěna emanace ^{224}Ra ze zdroje. Děje se tak recoilem z mateřského ^{228}Th . Emanace ^{224}Ra způsobuje nejistotu ve stanovení aktivity thoronu z mateřského ^{228}Th a navíc dochází ke kontaminaci objemů, v nichž je zdroj umístěn bez pouzdra. K zamezení této kontaminace byl zdroj při měření přenosu kalibrace umisťován do uzavřené nádoby, která byla poté umístěna do daného



(a)



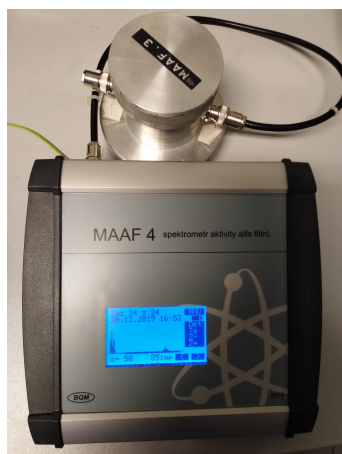
(b)

Obr. 8.1: (a) Dva průtočné zdroje radonu RF 2000; (b) obal používaného zdroje thoronu s parametry zdroje.

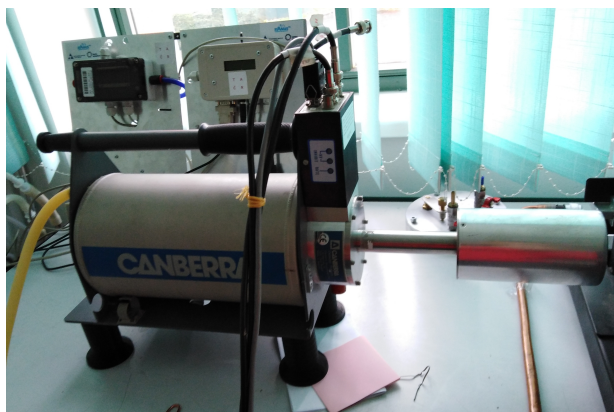
experimentálního objemu. Thoronová atmosféra se v exp. objemu získávala prosáváním vzduchu z této nádoby skrze ochranný filtr, který odstraňoval z prosávaného vzduchu spolu s PP Tn i atomy ^{224}Ra .

8.1.3 Detektory

K měření emitovaných α částic se používaly dvě alfaspektrometrické trasy s MAAF polovodičovými detektory a MAAF4 mnohokanálovými analyzátoři, viz obr. 8.2a.



(a)



(b)

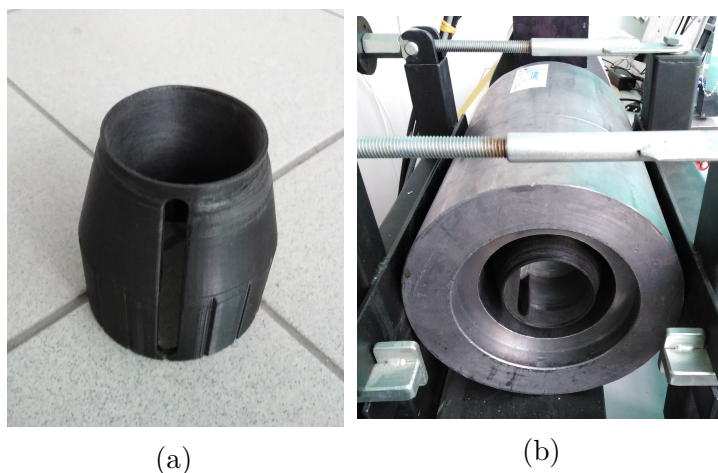
Obr. 8.2: V (a) je jedna ze dvou používaných alfaspektrometrických tras, v (b) je HPGe detektor.

K měření γ záření se používal HPGe gamaspektrometrický detektor (obr. 8.2b) s detekční účinností přibližně 10% na lince 186 keV v geometrii těsného přiložení etalonu na detektor. Pro odstínění přírodního pozadového záření byl používán olověný dutý válec, do něhož byl detektor při měřeních zasunut. K detektoru byla připojena malá Dewarova nádoba sloužící k udržení požadovaného zchlazení krystalu detektoru

po dobu měření. Tato malá Dewarova nádoba musela být pravidelně doplňována z větší Dewarovy nádoby o objemu 35 l.

Gamaspektrometrická trasa se kromě HPGe detektoru sestávala z předzesilovače připojeného k detektoru, digitálního analyzátoru signálu DSA-LX [43] a notebooku s programem GENIE2000, přes který bylo nabírání dat ovládáno.

Pro umístění pouzdra s filtrem nebo mřížkou k detektoru bylo používáno držadlo zobrazené na obr. 8.3.



Obr. 8.3: (a) Držadlo na pouzdra. V (b) je držadlo nasunuté na HPGe detektor v oloveném stínění.

8.1.4 Experimentální objemy

Jednorázové odběry se prováděly v pěti experimentálních objemech. Dva z nich byly cylindrické nádoby s objemy 41 a 150 l, přičemž první nádoba byla ze skla a druhá z korozi-vzdorné oceli. Třetím exp. objemem byla plastová bedna s objemem 15 l. Čtvrtým exp. objemem byla Marinelliho nádoba s průměrem 12 cm a výškou 10 cm. Pátým experimentálním objemem byla také Marinelliho nádoba s průměrem 20 cm a výškou 17,5 cm.

8.1.5 Další pomůcky

Pro provádění jednorázových odběrů bylo využíváno šest pouzder filtrů a mřížek dostupných v SÚRO s označením 1G, 4G, 5, 6, 7, 8. K prosávání bylo používáno čerpadlo s nastavitelným průtokem (obr. 8.4). Dále byly používány průtokoměry (obr. 8.4), stopky, stojan pro zdroj RF 2000, papírové stínění pro měření na HPGe, oboustranně lepící páska, silikonové trubičky pro vytvoření prosávacích tras a filtry z papíru a nylonu pro odstranění ^{224}Ra z prosávaného vzduchu.

8.2 Postup měření

8.2.1 Účinnostní kalibrace alfaspektrometrů

Účinnostní kalibrace alfaspektrometrů byla realizována pro jednotlivá používaná pouzdra zvlášť. Etalon ^{241}Am byl vložen do daného pouzdra namísto filtru a poté



Obr. 8.4: Čerpadlo (v popředí) a dva průtokoměry (za čerpadlem).

bylo pouzdro s etalonem umístěno k polovodičovému detektoru.

Pro pouzdra 5, 6, 7, 8 bylo provedeno deset desetiminutových měření účinnostní kalibrace u obou alfaspektrometrických tras. Pro pouzdra 1G a 4G bylo provedeno jedno dvacetiminutové měření u obou tras.

8.2.2 Účinnostní kalibrace HPGe

Účinnostní kalibrace byla provedena v geometrii používané při měření aktivit na filtru umístěném v pouzdru. Při těsném přiložení pouzdra k HPGe detektoru je filtr vzdálený od detektoru 1 mm. Etalon ^{226}Ra byl tedy umisťován do držadla na pouzdra také ve vzdálenosti 1 mm od detektoru.

Celkově bylo provedeno devět půlhodinových měření účinnostní kalibrace.

8.2.3 Přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii

Přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii byl realizován odděleně pro PP Rn a PP Tn. U PP Rn byla nejdříve provedena měření pro mřížky a až pak pro filtry. V případě PP Tn byla měření uskutečněna nejprve pro filtry a poté mřížky a byla také realizována dvě měření s mřížkou a filtrem za mřížkou.

Jedno měření přenosu kalibrace pro PP Rn trvalo okolo tří hodin. U PP Tn trvala měření v řádu dní kvůli malé aktivitě a malé emanaci thoronového zdroje.

Při měření aktivit PP Rn a PP Tn na HPGe detektoru byla pouzdra s filtrem či mřížkou přikryta papírovým stíněním za účelem zabránění kontaminace HPGe detektoru.

PP Rn

Byly použity tři konfigurace měření, viz obr. 8.5:

- (a), (b) tyto konfigurace měření se liší pouze použitým exp. objemem a bylo jich využito při měření přenosu kalibrace u mřížky. Díky malým exp. objemům nebylo nutné čekat na naakumulování aktivity radonu ve zdroji RF2000, což umožnilo vícenásobné použití daného zdroje v jednom dni. Při odebrání aktivit PP Rn na mřížku se zároveň prosával radonový zdroj RF 2000.

Pouzdro s mřížkou se umístilo do experimentálního objemu. Poté byla sestavena prosávací trasa sestávající se z čerpadla, zdroje RF 2000, exp. objemu a mřížky v exp. objemu. Při provádění odběru aktivit PP Rn na mřížku se zároveň prosávala naakumulovaná aktivita radonu ze zdroje do exp. objemu skrze nylonový filtr, jenž zamezoval pronikání PP Rn vzniklých ve zdroji do exp. objemu. Tím byl zajištěn známý vývoj $A_{V_{1,2,3}}$ v exp. objemu. Doba odebírání aktivit PP Rn na mřížku byla optimalizována vzhledem k velikosti experimentálního objemu a činila 10 až 15 min a $Q = 1$ l/min. Po skončení odebírání bylo pouzdro z exp. objemu vyjmuta a přemístěno k HPGe detektoru, kterým byly změřeny aktivity PP Rn na mřížce. Nakonec bylo pouzdro přeneseno k alfaspektrometru za účelem alfaspektrometrického změření aktivit PP Rn na mřížce.

Dva různé exp. objemy byly použity z důvodu pokusů o optimalizaci konfigurace měření pro dodatečné určení $A_{V_{1,2,3}}$, jejichž znalost sice není vyžadována pro přenos kalibrace, ale lze pomocí nich ověřit správnost apriorních úvah o velikosti odebraných aktivit PP Rn na mřížce.

- (c) Tato konfigurace měření byla použita pro měření přenosu kalibrace u filtru. Vzhledem k velikosti exp. objemu bylo potřeba používat zdroj RF 2000 s alespoň jednodenní naakumulovanou aktivitou radonu.

Do exp. objemu byla vložena dvě pouzdra s čistými, nepoužitými filtry. Každé pouzdro mělo vlastní prosávací trasu obsahující dále průtokoměry. Vně sudu se prosávací trasy pouzder spojovaly a vedly do čerpadla a pak zpět do exp. objemu. Další prosávací trasa obsahovala zdroj RF 2000. Prosávání zdroje a odběr aktivit PP Rn na filtry bylo odděleno. Nejprve byla po tři minuty prosávána aktivita radonu ze zdroje do exp. objemu skrze nylonový filtr. Poté se 15 min čekalo na vytvoření dostatečných obj. aktivit PP Rn v exp. objemu. Samotné odebírání aktivit PP Rn na filtry trvalo 10 min. Na čerpadlu byl nastaven obj. průtok 2 l/min, čímž měl být zaručen obj. průtok 1 l/min v obou odebíracích trasách.

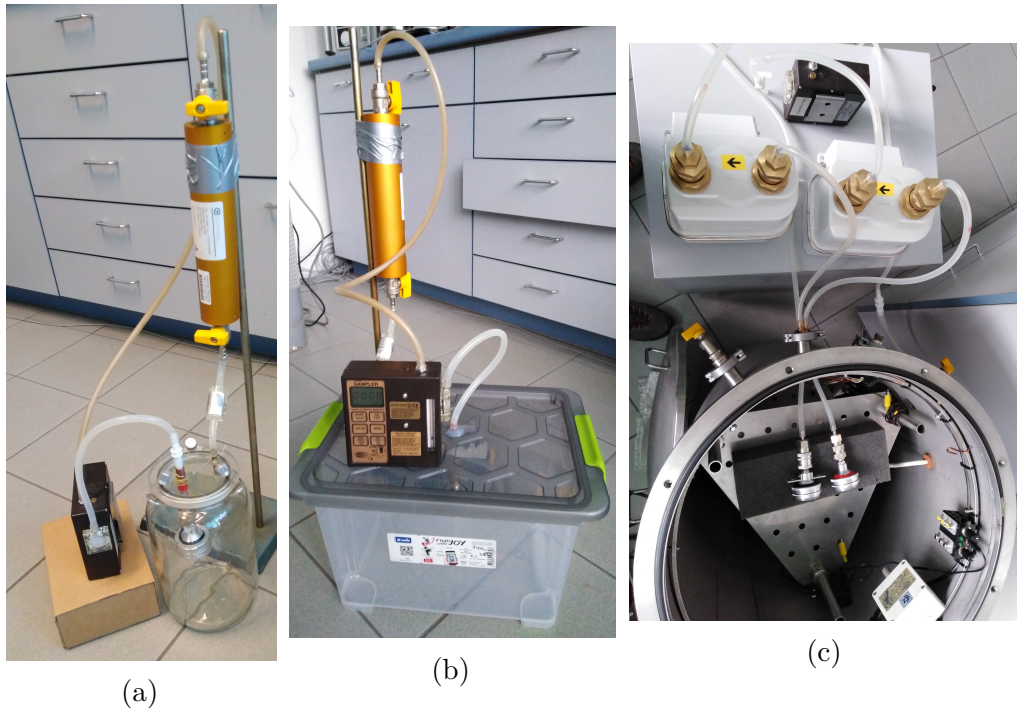
Po skončení odběru bylo jedno pouzdro přiloženo k HPGe detektoru a druhé pouzdro bylo umístěno k jednomu z alfaspektrometrů. První pouzdro bylo po ukončení gamaspektrometrického měření přesunuto k druhému alfaspektrometru, kde proběhlo alfaspektrometrické měření aktivit PP Rn na na filtru. Použití dvou filtrů a uvedený systém měření umožnily vyhodnocení naměřených dat dvojím způsobem, viz oddíl 8.4.3.

PP Tn

Byly vyzkoušeny čtyři konfigurace měření (tři z nich jsou zobrazeny na obr. 8.6):

- (A) tato konfigurace je obdobou konfigurace (c) u PP Rn. Byla použita pouze pro jedno měření přenosu kalibrace pro filtr.

Zdroj thoronu byl kvůli emanaci ^{224}Ra umístěn do menší Marinelliho nádoby a ta byla položena dovnitř sudu. Stejně jako u (c) i zde byly tři prosávací trasy, dvě z nich byly určeny pro odběr aktivit PP Tn na dva filtry a třetí sloužila pro získávání thoronové atmosféry z Marinelliho nádoby s thoronovým zdrojem. Pro odstranění ^{224}Ra ze vzduchu z Marinelliho nádoby byl použit papírový



Obr. 8.5: Konfigurace měření přenosu kalibrace pro PP Rn. Konfigurace (a) využívala prvního experimentálního objemu, konfigurace (b) třetího exp. objemu a konfigurace (c) druhého exp. objemu (při odebírání byl exp. objem uzavřen). V případě (a) a (b) bylo v exp. objemu umístěno pouze jedno pouzdro, v případě (c) byla v exp. objemu umístěna dvě pouzdra. Konfigurace měření (c) se sestávala ze tří prosávacích tras. První dvě trasy byly určeny k odběru aktivit PP Rn na filtry a byly do nich navíc zapojeny i průtokoměry. Třetí trasa sloužila k přenosu naakumulované aktivity ze zdroje RF2000 do exp. objemu (tato trasa není na obr. vidět).

filtr. Nejdříve se prosávala trasa s thoronovým zdrojem po dva dny za účelem získání dostatečných $A_{V_{4,5}}$ v exp. objemu. Poté byl proveden dvoudenní odběr aktivit PP Tn na filtry. Na čerpadle bylo nastaveno $Q \approx 31/\text{min}$.

Po odběru byly aktivity PP Tn na filtrech změřeny alfaspektrometricky a gamaspektrometricky.

- (B) Tato konfigurace sloužila k měření přenosu kalibrace pro filtr i mřížku. Do větší Marinelliho nádoby byla umístěna dvě pouzdra s čistými filtry spolu se zdrojem thoronu. Jejich zapojení do prosávací trasy obsahující dále čerpadlo je na obr. 8.6B. Odebírání aktivit PP Tn na filtry trvalo jeden až dva dny; $Q \approx 0,751/\text{min}$.

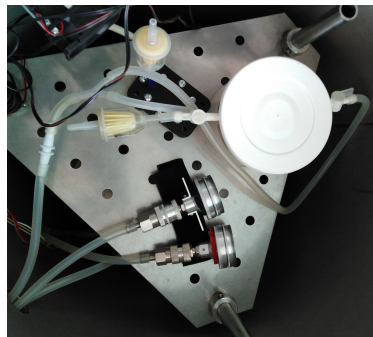
V případě měření přenosu kalibrace mřížky byla prosávací trasa modifikována: proud vzduchu z čerpadla nebyl veden zpět do exp. objemu, ale do volné atmosféry. Z volné atmosféry byl brán také vzduch proudící dovnitř exp. objemu. Takto modifikované měření bylo realizováno pouze jedno a jeho doba odběru byla pět dní.

Po skončení odběru byly filtry či mřížky několikrát změřeny alfaspektrometricky a gamaspektrometricky. Ještě před započítáním měření byly filtry přesunuty do jiných, zatím nepoužitých pouzder.

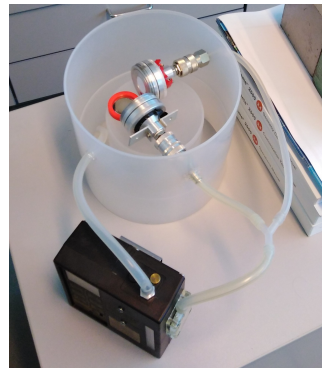
(C) Tato konfigurace byla použita pro jedno měření s mřížkou a filtrem za mřížkou. Do víka menší Marinelliho nádoby byl udělán kruhový otvor o velikosti mřížky. Pouzdro s mřížkou bylo na víko nalepeno oboustranně lepící páskou tak, aby mřížka přesně přiléhala na vytvořený otvor. Dále byla vytvořena uzavřená prosávací trasa, viz obr. 8.6C. Odebíralo se dva dny s $Q \approx 0,751/\text{min}$.

Po skončení odběru byl filtr přemístěn do nepoužitého pouzdra. Poté byly mřížka a filtr několikrát změřeny alfaspektrometricky a gamaspektrometricky.

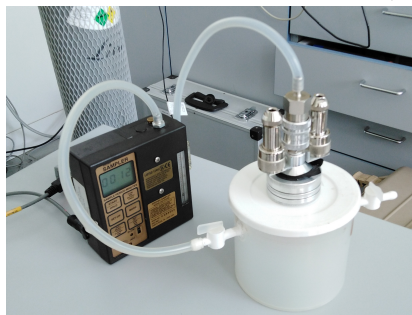
(D) V této konfiguraci byl thoronový zdroj položen do větší Marinelliho nádoby a vedle něho byly položeny čtyři čisté filtry bez pouzder. PP Tn se na filtrech deponovány gravitační sedimentací a nebylo tudíž potřeba provádět odběr. Bylo provedeno pouze jedno měření s touto konfigurací. Filtry byly ponechány v Marinelliho nádobě po čtyři dny.



(A)



(B)



(C)

Obr. 8.6: Tři ze čtyř konfigurací měření přenosu kalibrace pro PP Tn. Konfigurace (A) byla obdobou konfigurace (c) u PP Rn; thoronový zdroj byl však umístěn v uzavřené Marinelliho nádobě situované uvnitř sudu. Konfigurace (B) používala větší Marinelliho nádobu (při odebírání byla Marinelliho nádoba uzavřena) a konfigurace (C) menší Marinelliho nádobu. V (B) je mezi dvěma pouzdry s filtry vidět thoronový zdroj.

8.3 Vyhodnocení měření

8.3.1 Účinnostní kalibrace

Detekční účinnost byla pro danou energetickou linku u gamaspektrometrie i alfaspektrometrie stanovena ze známého vztahu

$$\epsilon = \frac{P}{A_{etalon} \cdot t_{live} \cdot Y}, \quad (8.5)$$

kde P je čistá plocha píku, A_{etalon} je aktivita použitého etalonu v době měření, t_{live} je živá doba měření a Y je výtěžek energetické linky. Poločasy přeměny radionuklidů v etalonech pro alfaspektrometrii a gamaspektrometrii jsou dostatečně dlouhé k zanedbání vlivu radioaktivní přeměny etalonu během měření.

8.3.2 Přenos kalibrace z gamaspektrometrie na alfaspektrometrii

Nejprve byla vyčtena data ze spektrometrů. Výstupním souborem z alfaspektrometrů je textový soubor. Z GENIE byla γ -spektra ukládána do CNF souborů. Poté se pro stanovení poměrů $p_{1,2,3}$, resp. $p_{4,5}$ využil následující vyhodnocovací algoritmus:

1. z naměřených dat byly určeny aktivity PP Rn/Tn na filtru/mřížce pomocí soustavy (7.5), přičemž bylo bráno u alfaspektrometrických i gamaspektrometrických měření $t_p = 0$.
2. Pomocí zákona radioaktivní přeměny (viz odstavec 7.5) byly aktivity PP Rn/Tn určené z dřívějšího měření přepočítány do začátku pozdějšího měření. Např. pokud bylo provedeno nejprve gamaspektrometrické měření a poté alfaspektrometrické měření, pak byly aktivity $A_{1,2,3}^\gamma$, resp. $A_{4,5}^\gamma$ přepočítány do času t , kde t je časový rozdíl mezi počátky těchto měření.
3. Ze znalosti A^α a A^γ pro PP Rn, resp. PP Tn vztáhnutých ke stejnému času je možné vypočítat poměry $p_{1,2,3}$, resp. $p_{4,5}$.

Uvedený algoritmus byl implementován v Pythonu. Naměřená γ -spektra byla vyčítána ze souboru CNF pomocí skriptu CNFreader [44]. Způsob stanovení ploch píků v α -spektrech a γ -spektrech je uveden v oddíle 7.1.2.

Měření přenosu kalibrace PP Tn zahrnovala vícero α - a γ -spektrometrických měření. To bylo umožněno dlouhým poločasem přeměny ThB. Krok 2 byl opakován pro všechny možné kombinace α - a γ -spektrometrických měření, čímž bylo získáno několik hodnot poměrů p pro PP Tn. Ty byly dále statisticky zpracovávány.

8.4 Výsledky

8.4.1 Účinnostní kalibrace alfaspektrometrických tras

Účinnostní kalibrace obou alfaspektrometrických tras pro všechna používaná pouzdra je uvedena v tab. 8.1. Radionuklid ^{241}Am emituje α částice s energiemi 5486 keV, 5443 keV a 5388 keV; ostatní energetické linky mají výtěžek pod jedno procento. α

částice těchto energií vytvoří ve spektru jediný pík. Není tedy možné přesně stanovit detekční účinnosti přesně na energetických linkách RaA (6002 keV), RaC' (7687 keV) a ThC' (8785 keV). Detekční účinnost stanovená z píku radionuklidu ^{241}Am byla brána za detekční účinnosti uvedených energetických linek Ra, RaC' a ThC'.

Výtěžky emise α částic při přeměně RaA, RaC a ThC' jsou stoprocentní. Lze tedy brát konstanty $\varepsilon_1, \varepsilon_3, \varepsilon_5$ používané při vyhodnocování jednorázových odběrů (viz kapitola 7) za rovny detekční účinnosti ϵ .

Tab. 8.1: Detekční účinnost ϵ pro používaná pouzdra na filtry pro (a) první alfaspektrometrickou trasu (MAAF.2+MAAF4.1); (b) druhou alfaspektrometrickou trasu (MAAF.3+MAAF4.2). V případě pouzder 5, 6, 7 a 8 jsou uvedené účinnosti průměrem naměřených hodnot účinností z provedených měření.

(a)		(b)	
pouzdro	ϵ [-]	pouzdro	ϵ [-]
1G	$0,35130 \pm 0,00170$	1G	$0,27070 \pm 0,00150$
4G	$0,34480 \pm 0,00170$	4G	$0,28020 \pm 0,00150$
5	$0,34664 \pm 0,00065$	5	$0,27893 \pm 0,00065$
6	$0,36513 \pm 0,00059$	6	$0,29098 \pm 0,00094$
7	$0,36191 \pm 0,00075$	7	$0,29052 \pm 0,00091$
8	$0,36731 \pm 0,00079$	8	$0,29414 \pm 0,00080$

8.4.2 Účinnostní kalibrace HPGe

Výsledky provedených měření jsou v tab. 8.2.

Tab. 8.2: Účinnostní kalibrace HPGe na nejvýraznějších energetických linkách ^{226}Ra a produktů přeměny ^{226}Ra .

měření	Detekční píkové účinnosti ϵ [-]					
	186 keV	242 keV	295 keV	352 keV	609 keV	768 keV
1	$0,0853 \pm 0,0018$	$0,0675 \pm 0,0014$	$0,0541 \pm 0,0011$	$0,0444 \pm 0,0009$	$0,0205 \pm 0,0004$	$0,0157 \pm 0,0004$
2	$0,0859 \pm 0,0019$	$0,0684 \pm 0,0014$	$0,0542 \pm 0,0011$	$0,0445 \pm 0,0009$	$0,0206 \pm 0,0004$	$0,0158 \pm 0,0004$
3	$0,0869 \pm 0,0019$	$0,0682 \pm 0,0014$	$0,0544 \pm 0,0011$	$0,0447 \pm 0,0009$	$0,0207 \pm 0,0004$	$0,0159 \pm 0,0004$
4	$0,0850 \pm 0,0019$	$0,0675 \pm 0,0014$	$0,0547 \pm 0,0011$	$0,0446 \pm 0,0009$	$0,0205 \pm 0,0004$	$0,0161 \pm 0,0004$
5	$0,0849 \pm 0,0019$	$0,0678 \pm 0,0014$	$0,0542 \pm 0,0011$	$0,0445 \pm 0,0009$	$0,0206 \pm 0,0004$	$0,0160 \pm 0,0004$
6	$0,0860 \pm 0,0019$	$0,0677 \pm 0,0014$	$0,0544 \pm 0,0011$	$0,0445 \pm 0,0009$	$0,0205 \pm 0,0004$	$0,0161 \pm 0,0004$
7	$0,0859 \pm 0,0019$	$0,0673 \pm 0,0014$	$0,0544 \pm 0,0011$	$0,0446 \pm 0,0009$	$0,0205 \pm 0,0004$	$0,0162 \pm 0,0004$
8	$0,0859 \pm 0,0019$	$0,0681 \pm 0,0014$	$0,0545 \pm 0,0011$	$0,0446 \pm 0,0009$	$0,0205 \pm 0,0004$	$0,0159 \pm 0,0004$
9	$0,0856 \pm 0,0019$	$0,0679 \pm 0,0014$	$0,0546 \pm 0,0011$	$0,0445 \pm 0,0009$	$0,0206 \pm 0,0004$	$0,0157 \pm 0,0004$
průměr	$0,0857 \pm 0,0018$	$0,0678 \pm 0,0014$	$0,0544 \pm 0,0011$	$0,0445 \pm 0,0009$	$0,0206 \pm 0,0004$	$0,0159 \pm 0,0003$

Vliv pravých sumací

U měření aktivit PP Rn na filtrech/mřížkách není třeba vliv pravých sumací řešit díky využití energetických linek stejných radionuklidů jako u etalonu a také díky stejné aktivní ploše etalonu a filtru/mřížky.

Při měření PP Tn se měří aktivity jiných radionuklidů. Detekční účinnosti měřených energetických linek se určí interpolačním fitováním, a je tudíž potřeba stanovit

korekci na pravé sumace energetických linek uvedených v tab. 8.2. U energetických linek 295 keV a 352 keV je vliv pravých sumací minimální, avšak u energ. linek RaC a 186 keV pravé sumace hrají roli [45]. Působení pravých sumací lze zredukovat až úplně odstranit oddálením měřeného vzorku od detektoru. To však při měření přenosu kalibrace nebylo možné z důvodu potřeby naměření dostatečného počtu impulzů za rozumnou dobu měření.

Vzhledem k neznalosti parametrů HPGe detektoru nebylo možné korekci na pravé sumace k_S určit pomocí metody Monte Carlo. Jiným způsobem stanovení k_S je využití znalosti relativních intenzit energetických linek γ záření emitovaného z etalonu ^{226}Ra v rovnováze se svými dceřinnými produkty. Z provedených měření etalonu lze vypočítat relativní intenzitu emise fotonů o energie E ze vztahu

$$I_m(E) = \frac{P_E/\epsilon_E}{P_{352}/\epsilon_{352}}, \quad (8.6)$$

kde P_E je plocha píku energ. linky E a ϵ_E je píková detekční účinnost energ. linky E . Relativní intenzity energ. linek byly při výpočtu normalizovány k píku 352 keV, u něhož jsou pravé sumace zanedbatelné. Srovnáním I_m s tabelárními hodnotami rel. intenzit I_{tab} [46] byla určena k_S pro uvedené energie, viz tab. 8.3. Nevýhodou tohoto postupu výpočtu jsou veliké směrodatné odchylky výsledných k_S .

Tab. 8.3: Relativní intenzity emise fotonů nevýznamnějších energetických linek z etalonu ^{226}Ra v rovnováze se svými dceřinnými produkty z literatury I_{tab} [46] a určené z měření I_m . Podílem I_m/I_{tab} byla pro danou energii stanovena k_S .

E [keV]	I_{tab} [%]	I_m [%]	k_S [–]
186	$11,2 \pm 0,2$	$10,2 \pm 0,3$	$0,913 \pm 0,030$
242	$20,0 \pm 0,3$	$20,4 \pm 0,6$	$1,019 \pm 0,033$
295	$52,2 \pm 0,8$	$51,7 \pm 1,5$	$0,989 \pm 0,032$
352	$100,0 \pm 0,0$	$100,0 \pm 0,0$	1 ± 0
609	$124,3 \pm 1,7$	$127,0 \pm 4,0$	$1,025 \pm 0,032$
768	$13,6 \pm 0,2$	$13,7 \pm 0,4$	$1,012 \pm 0,035$

Jednorázové odběry z radonového pole

Pro konstanty $\epsilon_{\gamma 2}$ a $\epsilon_{\gamma 3}$ (viz kapitola 7) platí:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\gamma 2} &= Y_{242}\epsilon_{242} + Y_{295}\epsilon_{295} + Y_{352}\epsilon_{352}, \\ \epsilon_{\gamma 3} &= Y_{609}\epsilon_{609}, \end{aligned} \quad (8.7)$$

kde Y_E a ϵ_E značí výtěžek a detekční píkovou účinnost energetické linky o energii E . Výtěžky lze dohledat v tab. 2.2. Hledané konstanty jsou:

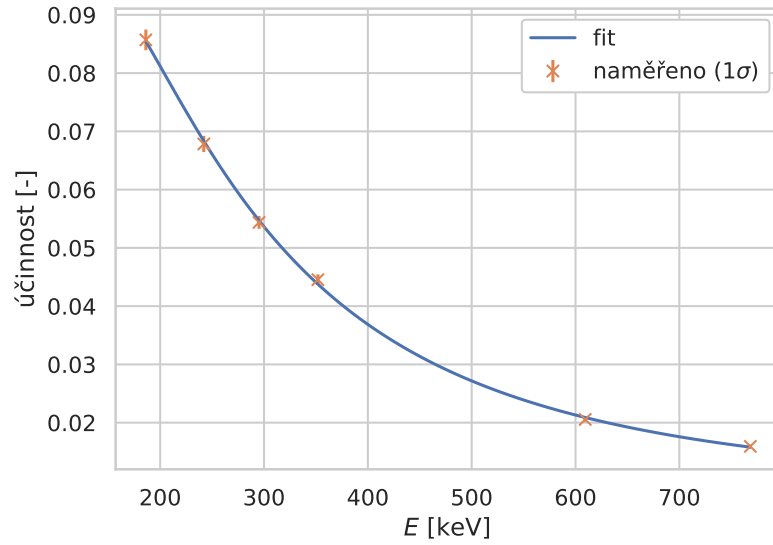
$$\begin{aligned} \epsilon_{\gamma 2} &= 0,03079 \pm 0,00039, \\ \epsilon_{\gamma 3} &= 0,00935 \pm 0,00019. \end{aligned} \quad (8.8)$$

Jednorázové odběry z thoronového pole

Konstanty $\varepsilon_{\gamma 4}$, $\varepsilon_{\gamma 5}$ lze vypočítat ze vztahů

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\gamma 4} &= Y_{239}\epsilon_{239}, \\ \varepsilon_{\gamma 5} &= Y_{511}\epsilon_{511} + Y_{583}\epsilon_{583},\end{aligned}\tag{8.9}$$

značení je stejné jako v předchozím odstavci. Výtěžky je možné dohledat v tab. 2.3. Detekční účinnosti ϵ_{239} , ϵ_{511} , ϵ_{583} byly stanoveny fitováním závislosti $\epsilon(E)$ experimentálními body z tab. 8.2 (viz obr. 8.7 a tab 8.4). Funkce použitá k fitování je uvedena v literatuře [46].



Obr. 8.7: Kalibrační křivka určená z průměrných hodnot uvedených v tab. 8.2.

Tab. 8.4: Detekční píkové účinnosti na nejvýraznějších energetických linkách PP thoronu.

E [keV]	ϵ [-]
239	$0,0688 \pm 0,0014$
511	$0,0265 \pm 0,0009$
583	$0,0219 \pm 0,0009$

Hodnoty hledaných konstant jsou:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\gamma 4} &= 0,03000 \pm 0,00061, \\ \varepsilon_{\gamma 5} &= 0,00883 \pm 0,00029.\end{aligned}\tag{8.10}$$

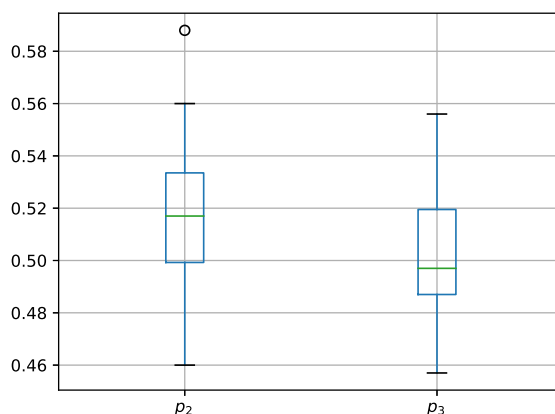
8.4.3 Přenos kalibrace pro PP Rn

Mřížka

Naměřené hodnoty korekčních faktorů jsou uvedeny v tab. 8.5 a dále jsou graficky znázorněny v obr. 8.8. Vzhledem ke konfiguraci měření a krátkému poločasu RaA nebylo možné stanovit p_1 .

Tab. 8.5: Souhrn výsledků z měření přenosu kalibrace pro mřížku. Červeně označené hodnoty nebyly zahrnuty do výpočtu průměrů.

odběr	pouzdro	p_2	p_3
1	1G	0,26 ± 0,02	0,248 ± 0,008
2	5	0,59 ± 0,03	0,536 ± 0,013
3	6	0,52 ± 0,03	0,527 ± 0,019
4	5	0,51 ± 0,01	0,487 ± 0,010
5	6	0,50 ± 0,03	0,469 ± 0,024
6	4G	0,37 ± 0,04	0,382 ± 0,029
7	5	0,53 ± 0,02	0,556 ± 0,008
8	8	0,49 ± 0,02	0,487 ± 0,021
9	6	0,52 ± 0,05	0,511 ± 0,021
10	5	0,56 ± 0,01	0,503 ± 0,009
11	5	0,55 ± 0,06	0,517 ± 0,012
12	6	0,50 ± 0,04	0,487 ± 0,019
13	6	0,46 ± 0,07	0,491 ± 0,022
14	8	0,51 ± 0,03	0,457 ± 0,020
průměr		0,52 ± 0,01	0,502 ± 0,010



Obr. 8.8: Boxplot naměřených hodnot p pro RaB a RaC. Pro výpočet boxplotů nebyly použity hodnoty označené červeně v tab. 8.5.

Filtr

Díky použití dvou filtrů bylo možné stanovit korekční faktory dvěma způsoby:

Souběžné měření Korekční faktory byly stanoveny z gamaspektrometricky naměřených aktivit PP Rn na prvním filtru a alfaspektrometricky naměřených aktivit PP Rn na druhém filtru. Tato měření probíhala hned po skončení prosávání. Díky tomu umožňuje tento způsob stanovit i p_1 . Předpokládá se stejné množství odebraných aktivit jednotlivých PP Rn na oba filtry během prosávání.

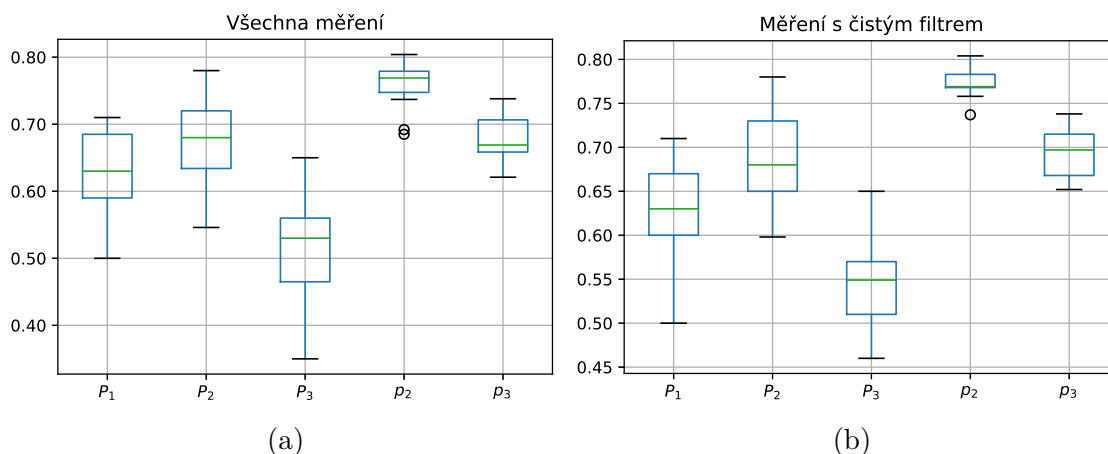
Postupné měření Korekční faktory byly určeny z gamaspektrometricky a alfaspektrometricky naměřených aktivit na prvním filtru. Alfaspektrometrické měření

probíhalo přibližně hodinu po skončení prosávání. Tímto způsobem nebylo možné zjistit p_1 kvůli krátkému poločasu RaA.

Hodnoty korekčních faktorů stanovené oběma způsoby jsou v tab. 8.6 a dále jsou zobrazeny v obr. 8.9.

Tab. 8.6: Souhrn výsledků měření přenosu kalibrace pro filtr. Q_1 a Q_2 značí průtoky v první a druhé trase; $[Q_{1,2}] = \text{l/min}$. Sloupec filtr obsahuje informaci o tom, zdali byl pro měření použit čistý filtr. Průměry byly vypočteny pouze z měření s čistým filtrem.

odběr	Q_1	Q_2	filtr	Souběžné měření			Postupné měření	
				p_1	p_2	p_3	p_2	p_3
1	1,03	1,13		$0,70 \pm 0,08$	$0,71 \pm 0,05$	$0,35 \pm 0,08$	$0,685 \pm 0,016$	$0,621 \pm 0,012$
2	1,09	1,09		$0,52 \pm 0,07$	$0,55 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,04$	$0,692 \pm 0,024$	$0,658 \pm 0,021$
3	1,40	0,81	čistý	$0,71 \pm 0,16$	$0,65 \pm 0,04$	$0,53 \pm 0,06$	$0,737 \pm 0,025$	$0,669 \pm 0,020$
4	0,89	1,34	čistý	$0,65 \pm 0,13$	$0,62 \pm 0,03$	$0,55 \pm 0,03$	$0,758 \pm 0,028$	$0,738 \pm 0,024$
5	1,39	0,84	čistý	$0,63 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,03$	$0,57 \pm 0,06$	$0,775 \pm 0,015$	$0,698 \pm 0,012$
6	1,18	1,04	čistý	$0,58 \pm 0,06$	$0,73 \pm 0,05$	$0,51 \pm 0,08$	$0,769 \pm 0,011$	$0,659 \pm 0,008$
7	1,37	0,86	čistý	$0,60 \pm 0,05$	$0,77 \pm 0,04$	$0,59 \pm 0,08$	$0,769 \pm 0,009$	$0,697 \pm 0,007$
8	1,06	1,19	čistý	$0,67 \pm 0,08$	$0,60 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,06$	$0,768 \pm 0,012$	$0,668 \pm 0,009$
9	1,10	1,15	čistý	$0,61 \pm 0,09$	$0,68 \pm 0,05$	$0,47 \pm 0,09$	$0,783 \pm 0,014$	$0,652 \pm 0,010$
10	1,17	1,07	čistý	$0,70 \pm 0,11$	$0,69 \pm 0,04$	$0,55 \pm 0,08$	$0,804 \pm 0,019$	$0,715 \pm 0,015$
11	1,12	1,08	čistý	$0,50 \pm 0,13$	$0,78 \pm 0,06$	$0,65 \pm 0,08$	$0,790 \pm 0,040$	$0,733 \pm 0,033$
průměr				$0,63 \pm 0,04$	$0,69 \pm 0,03$	$0,54 \pm 0,03$	$0,773 \pm 0,010$	$0,692 \pm 0,012$



Obr. 8.9: (a) Boxplot ze všech naměřených hodnot korekčních faktorů; (b) boxplot pro hodnoty korekčních faktorů určených z měření s čistými filtry. Malé p značí korekční faktory pro vyhodnocení způsobem postupného měření; velké P značí korekční faktory pro vyhodnocení způsobem souběžného měření.

8.4.4 Přenos kalibrace pro PP Tn

Vzhledem k několika provedeným alfaspektrometrických i gamaspektrometrických měření pro jeden odběr bylo vyhodnocování přenosu kalibrace PP Tn komplikovanější

než v případě PP Rn. Názorná ukázka všech dílčích výsledků odběru označeného jako 1 v tab. 8.7 a jejich následné zpracování do finálního výsledku jsou uvedeny v příloze 4.

V tab. 8.7 jsou uvedeny stanovené korekční faktory pro filtr. V tab. 8.8a jsou uvedeny hodnoty $p_{4,5}$ pro mřížku a v tab. 8.8b pak pro filtr, který byl při odběru umístěn za mřížkou.

Tab. 8.7: Souhrn výsledků měření přenosu kalibrace PP Tn pro filtr. Ve sloupci konfigurace je uvedena použitá konfigurace měření (viz oddíl 8.2.3). Průměry byly vypočítány pouze z měření s čistými filtry.

odběr	konfigurace	filtr	p_4	p_5
1	B		$0,924 \pm 0,033$	$0,870 \pm 0,010$
1	B		$0,948 \pm 0,030$	$0,916 \pm 0,013$
2	B	čistý	$0,888 \pm 0,066$	$0,862 \pm 0,011$
2	B	čistý	$0,855 \pm 0,025$	$0,899 \pm 0,011$
průměr			$0,871 \pm 0,035$	$0,881 \pm 0,008$

Tab. 8.8: Souhrn výsledků měření přenosu kalibrace PP Tn pro (a) mřížku; (b) filtr za mřížkou.

(a)					
odběr	konfigurace	pouzdro	p_4	p_5	
3	B	5	$0,531 \pm 0,018$	$0,518 \pm 0,015$	
3	B	8	$0,374 \pm 0,041$	$0,363 \pm 0,017$	
4	C	8	$0,889 \pm 0,102$	$0,652 \pm 0,005$	
(b)					
odběr	konfigurace	pouzdro	filtr	p_4	p_5
3	B	5		$0,465 \pm 0,122$	$0,519 \pm 0,020$
4	C	8	čistý	$0,775 \pm 0,072$	$0,643 \pm 0,049$

8.5 Aplikace korekčních faktorů

Pro aplikování získaných korekčních faktorů $p_{1,2,3,4,5}$ při vyhodnocování jednorázových odběrů (viz kapitola 7) je potřeba upravit matici \mathbb{H} . V případě PP Rn je změna matice následující:

$$\begin{aligned}
H_{2i-1,0} &= Q\eta\varepsilon_1 h_{11} \mathbf{p}_1 g_{11}(t_{i1}, t_{i2}), \\
H_{2i-1,1} &= 0, \\
H_{2i-1,2} &= 0, \\
H_{2i,0} &= Q\eta\varepsilon_3 \lambda_2 \lambda_3 [h_{11} \mathbf{p}_1 g_{13}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{12} \mathbf{p}_2 g_{23}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{13} \mathbf{p}_3 g_{33}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{2i,1} &= Q\eta\varepsilon_3 \lambda_3 [h_{22} \mathbf{p}_2 g_{23}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{23} \mathbf{p}_3 g_{33}(t_{i1}, t_{i2})], \\
H_{2i,2} &= Q\eta\varepsilon_3 h_{33} \mathbf{p}_3 g_{33}(t_{i1}, t_{i2}),
\end{aligned} \tag{8.11}$$

$i \in \{1, 2, \dots, m\}$; m je počet měřících intervalů daného jednorázového odběru. Změny oproti původní matici \mathbb{H} jsou označeny tučně.

U PP Tn je matice změněna následovně:

$$\begin{aligned} H_{i,1} &= 0,6407 \cdot Q\eta\varepsilon_5\lambda_5[h_{44}\mathbf{p}_4g_{45}(t_{i1}, t_{i2}) + h_{45}\mathbf{p}_5g_{55}(t_{i1}, t_{i2})], \\ H_{i,2} &= 0,6407 \cdot Q\eta\varepsilon_5h_{55}\mathbf{p}_5g_{55}(t_{i1}, t_{i2}), \end{aligned} \quad (8.12)$$

$i \in \{1, 2, \dots, m\}$.

Stojí za povšimnutí, že u PP Rn i u PP Tn vystupuje p_k vždy před funkcí g_{kl} ; $k \in \{1, \dots, 5\}$, $l \in \{k, \dots, 5\}$.

Veškeré zde použité značení je vysvětleno v kapitole 7.

8.6 Diskuze

V této části je diskutována vhodnost použitých konfigurací měření a způsobů výpočtu $p_{1,2,3,4,5}$. Správnost stanovených hodnot $p_{1,2,3,4,5}$ je ověřována a diskutována v kapitole 9.

8.6.1 PP Rn

Pro čistý filtr (viz tab. 8.6) byly $p_{2,3}$ určeny dvěma způsoby. Postupným měřením jednoho filtru lze spolehlivě určit $p_{2,3}$ bez jakýchkoliv dalších podmínek. Souběžné měření dvou filtrů dovoluje stanovit navíc p_1 , ale pouze za předpokladu $Q_1 = Q_2$ a homogenního rozložení obj. aktivit PP Rn v experimentálním objemu. První podmínka nebyla splněna u žádného měření. Proto jsou za výsledné korekční faktory brány hodnoty vypočítané z postupných měření:

$$\begin{aligned} p_1 &= 0,733 \pm 0,008, \\ p_2 &= 0,692 \pm 0,012, \\ p_3 &= 0,773 \pm 0,010. \end{aligned}$$

p_1 bylo vypočítáno jako průměr p_2 a p_3 . Jednorázové odběry se primárně provádějí za účelem stanovení EOAR, pro jehož výpočet hraje A_{V_1} malou roli, viz (2.1). Proto lze použít uvedené přibližné určení p_1 .

Korekční faktory u mřížky byly stanoveny postupným gamaspektrometrickým a alfaspektrometrickým měřením aktivit PP Rn na mřížce. Určené hodnoty $p_{1,2,3}$:

$$\begin{aligned} p_1 &= 0,51 \pm 0,01, \\ p_2 &= 0,52 \pm 0,01, \\ p_3 &= 0,50 \pm 0,01, \end{aligned}$$

p_1 bylo opět vypočítáno průměrováním p_2 a p_3 .

8.6.2 PP Tn

Vhodnost použitých konfigurací měření

Měření přenosu kalibrace PP Tn bylo provedeno ve čtyřech konfiguracích, které byly popsány v odstavci 8.2.3.

Konfigurace (A) a (D) nejsou vhodné k měření přenosu kalibrace PP Tn. V případě (A) je důvodem příliš velký exp. objem. Následkem toho byly odebrané aktivity PP Tn na filtrech příliš malé k dosažení dostatečné přesnosti měření. U konfigurace (D) nebyly filtry umístěny v pouzdech, a proto se aktivity PP Tn deponovaly na celou plochu filtru. Část této plochy je po usazení filtru do pouzdra skryta materiálem pouzdra, takže při alfaspektrometrickém měření nejsou α částice emitované z této přikryté části filtru detekovány. Při gamaspektrometrickém měření je však detekováno γ záření vznikající kdekoliv na filtru. Následkem toho jsou určené korekční faktory podhodnocené.

Konfigurace (B) eliminuje nedostatky konfigurací (A) a (D). U měření $p_{4,5}$ pro filtr byl vliv kontaminace pouzdra ^{224}Ra a PP Tn zamezen přemístěním filtru do čistého pouzdra po skončení odběru. U měření $p_{4,5}$ pro mřížku nebylo možné kontaminaci pouzdra mřížky zcela zabránit vzhledem k pevnému umístění mřížky v pouzdru. Otevřením prosávací trasy do volné atmosféry (viz odstavec 8.2.3) se však předpokládala její minimalizace. Navíc bylo pouzdro obepínající mřížku přelepeno lepenkou, čímž se měla kontaminace pouzdra dále snížit.

Konfigurace (C) je vylepšením konfigurace (B) pro měření $p_{4,5}$ u mřížky. Umístěním pouzdra s mřížkou vně exp. objem se dá předpokládat úplné zamezení kontaminace pouzdra. Naneštěstí však stále dochází ke kontaminaci samotné mřížky radionuklidem ^{224}Ra , které emanuje z thoronového zdroje. Vinou toho je daná mřížka nepoužitelná pro další měření přibližně po dobu jednoho měsíce, jelikož $T_{1/2}(^{224}\text{Ra}) = 3,6$ dne [11]. Z tohoto důvodu bylo provedeno pouze jedno měření této konfigurace. Kontaminace mřížky radionuklidem ^{224}Ra nebrání výpočtu $p_{4,5}$ díky výbornému rozlišení HPGe detektoru a používanému způsobu vyhodnocování spekter detekovaných α částic (viz odstavec 7.2.2).

Vliv pravých sumací

U energetických linek ThC'' dochází k pravým sumacím. Vzhledem k neznalosti parametrů HPGe detektoru však nebylo možné určit na ně korekce.

Hodnoty korekčních faktorů

Pro čistý filtr byly stanoveny následující korekční faktory:

$$p_4 = 0,84 \pm 0,05,$$

$$p_5 = 0,80 \pm 0,08.$$

Tyto hodnoty byly vypočítány zprůměrováním hodnot $p_{4,5}$ z tabulek 8.7 a 8.8b pro čisté filtry.

U mřížky vycházely hodnoty $p_{4,5}$ z každého měření různě, viz tab. 8.8a. Problémem u měření přenosu kalibrace PP Tn pro mřížku je malé množství nevázaných PP Tn v odebíraném ovzduší. Na mřížce je zachycována mnohem menší aktivita než na filtru a to vede k méně přesným měřením. Za výsledné hodnoty korekčních faktorů byly vzaty hodnoty stanovené z konfigurace měření C:

$$p_4 = 0,889 \pm 0,102,$$

$$p_5 = 0,652 \pm 0,005.$$

9. Měření nevázané frakce PP Rn a PP Tn

V této kapitole jsou uvedeny výsledky měření f_p^{Rn} a f_p^{Tn} . Pro měření byly použity následující metody:

1. jednorázové odběry za použití hodnot korekčních faktorů na absorpci α záření ve filtru/mřížce, které byly stanoveny v minulé kapitole;
2. kontinuální monitory PP Rn a PP Tn;
3. měření $Z(d)$.

Hodnoty f_p^{Rn} a f_p^{Tn} získané těmito metodami jsou porovnány.

Z některých měření bylo navíc možné stanovit parametry Jacobi-Porstendörferova modelu (ty jsou definovány v kapitole 3).

9.1 Použité přístroje a pomůcky

9.1.1 Kontinuální monitory

Pro měření OAR byl používán kontinuální monitor radonu AlphaGuard od firmy Sephymo [47]. Pro měření $A_{V_{1,2,3,4,5}}$ byly používány následující kontinuální monitory:

- Fritra 4 (viz obr. 9.1a),
- BWLM PLUS 2S (viz obr. 9.1b) od výrobce Tracerlab [48].

Oba dva monitory mají dvě prosávací trasy. U Fritry je v jedné trase mřížka a filtr za mřížkou, v druhé trase je pak samotný filtr. Obj. aktivity změřené na mřížce představují nevázanou složku $A_{V_{1,2,3}}$ a obj. aktivity změřené na filtru za mřížkou představují vázanou složku $A_{V_{1,2,3}}$. Měření na samotném filtru pak slouží ke kontrole faktu, že součet nevázané a vázané složky obj. aktivit PP Rn se musí rovnat celkovým obj. aktivitám PP Rn. Fritra zapisuje naměřené hodnoty každé dvě hodnoty.

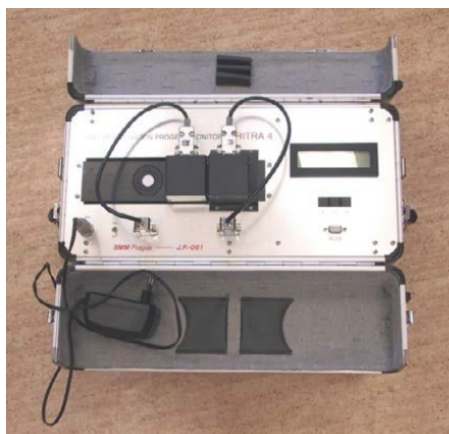
U BWLM je v jedné trase samotná mřížka a v druhé trase samotný filtr. Z mřížky se stanovují nevázané složky $A_{V_{1,2,3}}$ a $A_{V_{4,5}}$, z filtru se určují celkové hodnoty $A_{V_{1,2,3}}$ a $A_{V_{4,5}}$. Vázaná složka obj. aktivit se vypočítá odečtením obj. aktivit změřených na mřížce od obj. aktivit změřených na filtru. BWLM zapisuje naměřené hodnoty každou hodinu.

BWLM navíc umožňuje měřit ve dvou kontinuálních režimech [48]:

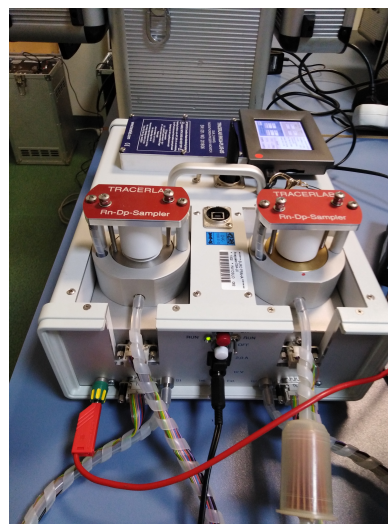
Slow Stanovení $A_{V_{1,2,3,4,5}}$ s malou statistickou nepřesností i u malých hodnot obj. aktivit. Nevýhodou je pomalá odezva při změně měřených obj. aktivit.

Fast Rychlejší stanovení $A_{V_{1,2,3,4,5}}$ sloužící ke sledování rychlých změn měřených obj. aktivit. Nevýhodou je přibližně desetkrát větší statistická nejistota určených $A_{V_{1,2,3,4,5}}$ než v případě pomalého měření [48].

V rámci této práce byla používána data naměřená ve Slow režimu.



(a)



(b)

Obr. 9.1: Použité kontinuální monitory pro měření PP Rn a PP Tn: (a) Fritra 4 [49]; (b) BWLM PLUS 2S.

9.1.2 Ostatní

Alfaspektrometrické trasy MAAF4.1 a MAAF4.2 (viz odstavec 8.1.3), aerosolový spektrometr SMPS+C od firmy Grimm (viz odstavec 4.3.1), zdroje radonu a thoronu (viz odstavce ?? a ??).

Požadovaná pole záření byla vytvářena v radonové komoře SÚRO, u které je známa hodnota ventilace:

$$k = 0,16 \text{ hod}^{-1} - 0,2 \text{ hod}^{-1} . \quad (9.1)$$

Dále byly využívány aerosolový generátor BLAHA a elektrostatická čistička vzduchu TRION. Tato zařízení sloužila k vytváření různých aerosolových podmínek v komoře.

9.2 Postup měření

Nejprve byly umístěny zdroje radonu/thoronu do radonové komory. Vzhledem ke své malé výdejnosti byl zdroj thoronu umísťován blízko vývodu z komory sloužícímu uskutečňování jednorázových odběrů a kontinuální monitory byly umístěny co nejbližší ke zdroji. Tím bylo dosaženo maximálního možného množství odebíraných aktivit PP Tn. Poté bylo spuštěno měření na kontinuálních monitorech. Po době potřebné pro vytvoření dostatečných obj. aktivit PP Rn, resp. PP Tn se započalo s uskutečňováním jednorázových odběrů. V průběhu měření byly v komoře měněny aerosolové podmínky spuštěním či vypnutím aerosolového generátoru nebo čističky vzduchu.

Byla provedena dvě měření f_p^{Rn} . Při prvním z nich bylo použito kontinuálního monitoru BWLM PLUS 2S a bylo provedeno 28 jednorázových odběrů. U druhého měření bylo provedeno 17 jednorázových odběrů a kromě BWLM PLUS 2S se měřilo i Fritrou 4. Navíc bylo kontinuálně měřeno $Z(d)$ ovzduší v komoře spektrometrem SMPS+C.

Pro porovnání různých metod stanovení f_p^{Tn} byla provedena dvě měření ve směsném poli radonu a thoronu. Čistého pole thoronu nelze docílit kvůli přirozenému výskytu radonu. Při prvním i druhém měření se měřilo kontinuálním monitorem BWLM PLUS 2S. Při prvním měření byly uskutečněny čtyři jednorázové odběry, při druhém jich bylo realizováno pět.

9.3 Vyhodnocení

9.3.1 Radonové pole

Z dat, která byla naměřena kontinuálními monitory a jednorázovými odběry, byly vypočítány $EOAR^u$, $EOAR^a$, F_{Rn} , f_p^{Rn} . U jednorázových odběrů proběhlo vyhodnocení dat dvojím způsobem: bez uvažování korekčních faktorů $p_{1,2,3}$ a s jejich uvažováním. Pro výpočet f_p^{Rn} a F_{Rn} byly korekční faktory uvažovány.

U jednoho měření byla dále stanovena depozice X následujícími způsoby:

1. ze vztahu (3.1), bylo-li k dispozici naměřené spektrum $Z(d)$;
2. řešením Jacobi-Porstendörferova modelu metodami lineární algebry, viz oddíl 3.2.2;
3. řešením Jacobi-Porstendörferova modelu lineární regrese, viz oddíl 3.2.2;
4. přímým vyjádřením (vztah (3.9)).

Čtvrtý způsob je umožněn známou ventilací radonové komory (9.1). Při výpočtu X body 2., 3. a 4. se používala data naměřená jednorázovými odběry a kontinuálním monitorem Fritra 4.

Při znalosti spektra $Z(d)$ bylo dále možné vypočítat aktivní spektrum aerosolů $A_V(d)$ pomocí vztahu (3.18) a bylo také možné navíc stanovit f_p^{Rn} ze vztahu (3.15) při splnění podmínky (3.16).

Porovnání hodnot f_p^{Rn} z jednorázových odběrů a z monitorů

Časy naměření hodnot f_p^{Rn} jednorázovými odběry a kontinuálními monitory se obecně neshodují. K jejich porovnání je potřeba je vztáhnout ke stejnému času. Za tímto účelem byly vývoje f_p^{Rn} stanovené z kontinuálních monitorů interpolovány. Byla použita lineární interpolace mezi každými dvěma naměřenými body. Díky tomu bylo možné stanovit hodnoty f_p^{Rn} z kontinuálních monitorů v čase měření jednorázovými odběry. Tímto způsobem byly v případě potřeby porovnávány i ostatní veličiny.

9.3.2 Směsné pole radonu a thoronu

Z naměřených dat byly stanoveny vývoje veličin $EOAR^u$, $EOAR^a$, F_{Rn} , f_p^{Rn} a $EOAT^u$, $EOAT^a$, F_{Tn} , f_p^{Tn} . Porovnání veličin stanovených z jednorázových odběrů a z kontinuálních monitorů proběhlo stejným způsobem jako v případě radonového pole.

9.4 Výsledky

V tomto oddíle jsou prezentovány stanovené hodnoty f_p^{Rn} a f_p^{Tn} . Vývoje a hodnoty ostatních veličin ($EOAR^u$, $EOAR^a$, F_{Rn} , $EOAT^u$, $EOAT^a$, F_{Tn}) jsou uvedeny v příloze 5. Naměřená spektra $Z(d)$ a vývoj Z jsou uvedeny v příloze 6. Vypočítaná aktivní spektra aerosolů $A_V(d)$ jsou zobrazena v příloze 7.

Z dat druhého měření v radonovém poli byly navíc vypočítány parametry Jacobi Porstendörferova modelu. Jejich hodnoty jsou uvedeny v příloze 5.

9.4.1 Radonové pole

První měření

Měření probíhalo čtyři dny. OAR v komoře byla po celou dobu držena na víceméně stejné hodnotě. Průměrná hodnota OAR se směrodatnou odchylkou za celou dobu měření je rovna:

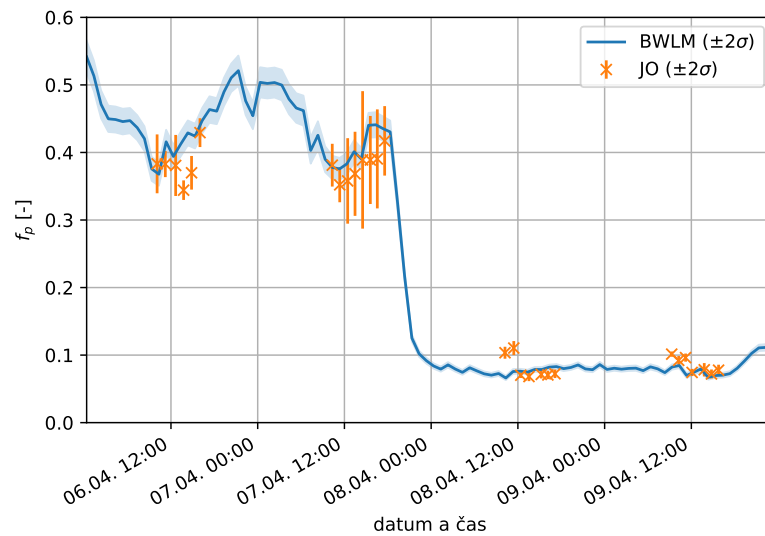
$$OAR = (2500 \pm 200) \text{ Bq/m}^2. \quad (9.2)$$

Tato hodnota byla použita pro výpočet F_{Rn} .

Na obr. 9.2 je zobrazen vývoj f_p^{Rn} vypočítaný z dat naměřených monitorem BWLM a z dat jednorázových odběrů s aplikováním korekčních faktorů.

První dva dny byla zapnuta čistička vzduchu. Poté byla vypnuta a naopak byl zapnut generátor aerosolů. Efekt těchto operací je vidět v obr. 9.2.

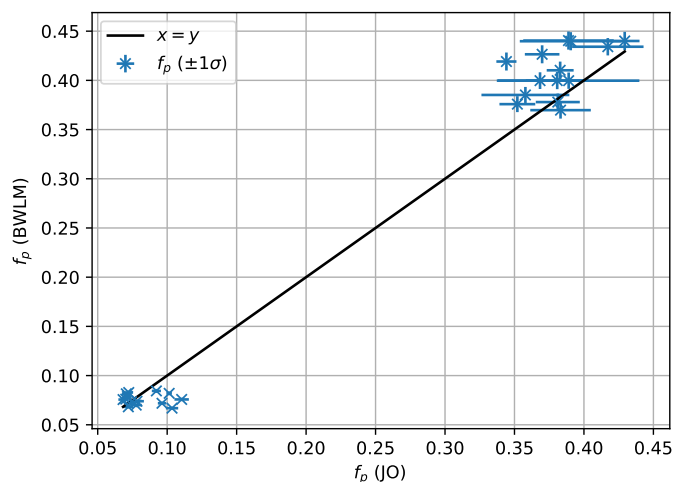
V tab. 9.1 a v obr. 9.3 jsou porovnány hodnoty f_p^{Rn} stanovené jednorázovými odběry a monitorem BWLM.



Obr. 9.2: f_p^{Rn} určené z dat naměřených jednorázovými odběry (při použití poměrů $p_{1,2,3}$) a BWLM PLUS 2S.

Tab. 9.1: Porovnání hodnot $EOAR^u$, $EOAR^a$ a f_p^{Rn} stanovených z jednorázových odběrů (JO) a z měření kontinuálním monitorem BWLM PLUS 2S. Při vyhodnocování jednorázových odběrů byly použity korekční poměry p stanovené v kapitole 8 (viz oddíl 8.6). Uvedené nejistoty jsou rovny jedné směrodatné odchylce dané veličiny.

datum a čas	$EOAR^u$ [Bq/m ³]		$EOAR^a$ [Bq/m ³]		f_p^{Rn} [-]	
	JO	BWLM	JO	BWLM	JO	BWLM
6. 4. 10:05	194 ± 9	135 ± 3	312 ± 14	231 ± 4	0,383 ± 0,022	0,370 ± 0,009
6. 4. 11:13	186 ± 4	154 ± 3	299 ± 4	221 ± 4	0,383 ± 0,010	0,410 ± 0,009
6. 4. 12:39	169 ± 8	151 ± 3	274 ± 13	227 ± 4	0,381 ± 0,023	0,400 ± 0,009
6. 4. 13:45	158 ± 2	156 ± 3	302 ± 6	216 ± 4	0,344 ± 0,007	0,419 ± 0,009
6. 4. 14:51	194 ± 6	156 ± 3	330 ± 3	210 ± 4	0,370 ± 0,012	0,426 ± 0,009
6. 4. 16:01	207 ± 4	159 ± 3	275 ± 5	203 ± 4	0,429 ± 0,011	0,440 ± 0,009
<i>průměr 6. 4.</i>	<i>184 ± 2</i>	<i>152 ± 1</i>	<i>299 ± 4</i>	<i>218 ± 2</i>	<i>0,382 ± 0,006</i>	<i>0,411 ± 0,004</i>
7. 4. 10:19	186 ± 7	136 ± 3	302 ± 9	224 ± 4	0,381 ± 0,016	0,378 ± 0,009
7. 4. 11:21	172 ± 4	146 ± 3	316 ± 12	242 ± 4	0,352 ± 0,013	0,376 ± 0,008
7. 4. 12:27	175 ± 14	153 ± 3	313 ± 12	245 ± 4	0,358 ± 0,032	0,385 ± 0,008
7. 4. 13:28	183 ± 14	156 ± 3	313 ± 15	234 ± 4	0,368 ± 0,031	0,400 ± 0,008
7. 4. 14:31	206 ± 25	155 ± 3	323 ± 8	233 ± 4	0,389 ± 0,051	0,400 ± 0,008
7. 4. 15:35	190 ± 15	170 ± 3	298 ± 7	216 ± 4	0,389 ± 0,033	0,440 ± 0,009
7. 4. 16:33	187 ± 16	168 ± 3	292 ± 11	215 ± 4	0,390 ± 0,037	0,440 ± 0,009
7. 4. 17:34	209 ± 11	169 ± 3	292 ± 8	220 ± 4	0,417 ± 0,026	0,434 ± 0,009
<i>průměr 7. 4.</i>	<i>188 ± 5</i>	<i>157 ± 1</i>	<i>306 ± 4</i>	<i>229 ± 1</i>	<i>0,381 ± 0,011</i>	<i>0,407 ± 0,003</i>
8. 4. 10:13	168 ± 7	103 ± 2	1454 ± 12	1432 ± 5	0,103 ± 0,004	0,067 ± 0,002
8. 4. 11:26	174 ± 8	120 ± 3	1404 ± 13	1462 ± 6	0,110 ± 0,005	0,076 ± 0,002
8. 4. 12:24	120 ± 3	123 ± 3	1591 ± 19	1497 ± 6	0,070 ± 0,002	0,076 ± 0,002
8. 4. 13:32	122 ± 6	124 ± 3	1659 ± 28	1515 ± 6	0,068 ± 0,003	0,076 ± 0,002
8. 4. 15:14	121 ± 5	130 ± 3	1579 ± 21	1523 ± 6	0,071 ± 0,003	0,079 ± 0,002
8. 4. 16:09	119 ± 5	134 ± 3	1563 ± 30	1507 ± 6	0,071 ± 0,003	0,081 ± 0,002
8. 4. 17:08	122 ± 5	135 ± 3	1566 ± 11	1493 ± 6	0,072 ± 0,003	0,083 ± 0,002
<i>průměr 8. 4.</i>	<i>135 ± 2</i>	<i>124 ± 1</i>	<i>1545 ± 8</i>	<i>1490 ± 2</i>	<i>0,081 ± 0,001</i>	<i>0,077 ± 0,001</i>
9. 4. 09:17	166 ± 3	122 ± 3	1471 ± 15	1372 ± 6	0,101 ± 0,002	0,082 ± 0,002
9. 4. 10:15	150 ± 5	127 ± 3	1474 ± 16	1379 ± 6	0,092 ± 0,003	0,084 ± 0,002
9. 4. 11:12	152 ± 5	109 ± 3	1424 ± 13	1408 ± 5	0,096 ± 0,003	0,072 ± 0,002
9. 4. 12:06	120 ± 4	110 ± 3	1490 ± 24	1394 ± 5	0,074 ± 0,003	0,073 ± 0,002
9. 4. 13:47	128 ± 8	113 ± 3	1504 ± 20	1416 ± 5	0,078 ± 0,005	0,074 ± 0,002
9. 4. 14:47	117 ± 5	106 ± 3	1508 ± 23	1451 ± 5	0,072 ± 0,003	0,068 ± 0,002
9. 4. 15:46	127 ± 6	109 ± 3	1511 ± 15	1444 ± 5	0,078 ± 0,004	0,070 ± 0,002
<i>průměr 9. 4.</i>	<i>137 ± 2</i>	<i>114 ± 1</i>	<i>1483 ± 7</i>	<i>1409 ± 2</i>	<i>0,085 ± 0,001</i>	<i>0,075 ± 0,001</i>



Obr. 9.3: Vynesení stanovených hodnot f_p jednorázovými odběry a kontinuálním monitorem BWLM PLUS 2S do jednoho grafu. Na ose x jsou hodnoty f_p z jednorázových odběrů a na ose y jsou hodnoty f_p stanovené z BWLM PLUS 2S.

Druhé měření

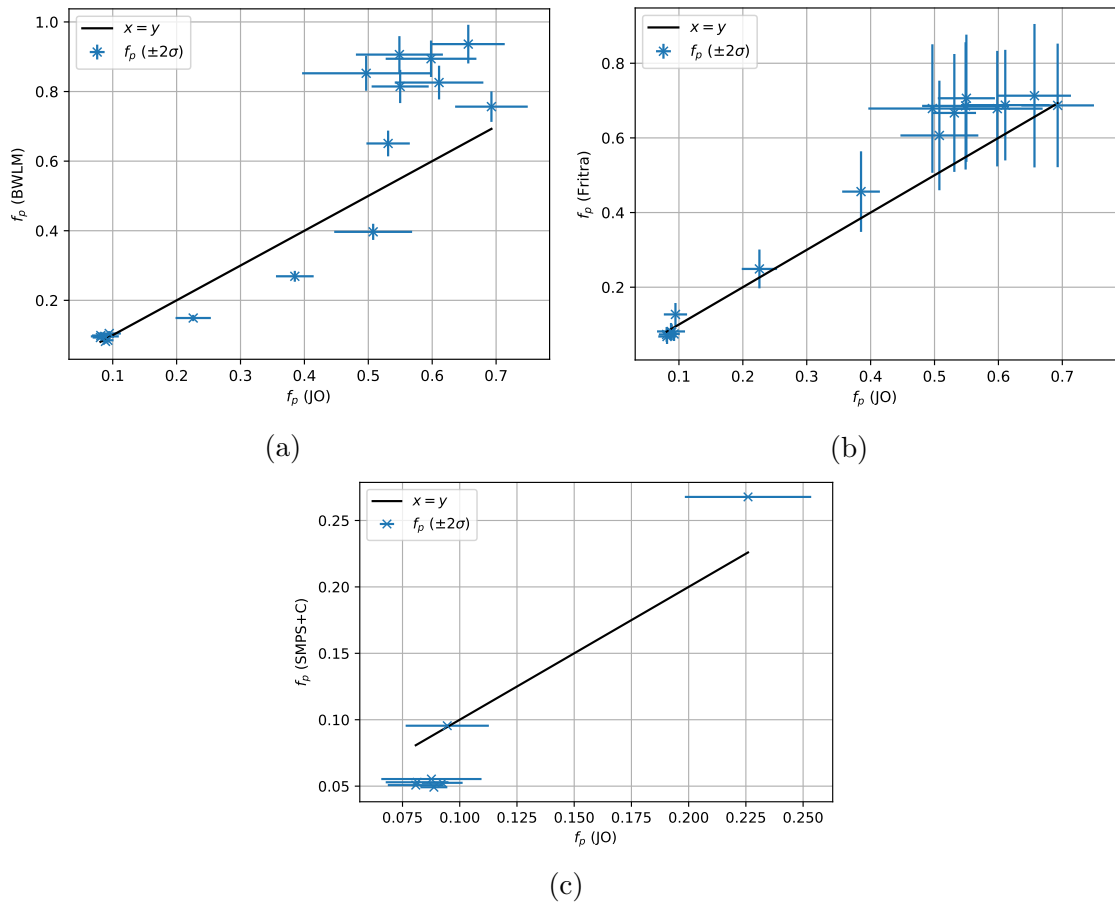
Měření trvalo tři dny. Po celou dobu měření byla OAR v komoře udržována na hodnotě

$$\text{OAR} = (2700 \pm 200) \text{ Bq/m}^3. \quad (9.3)$$

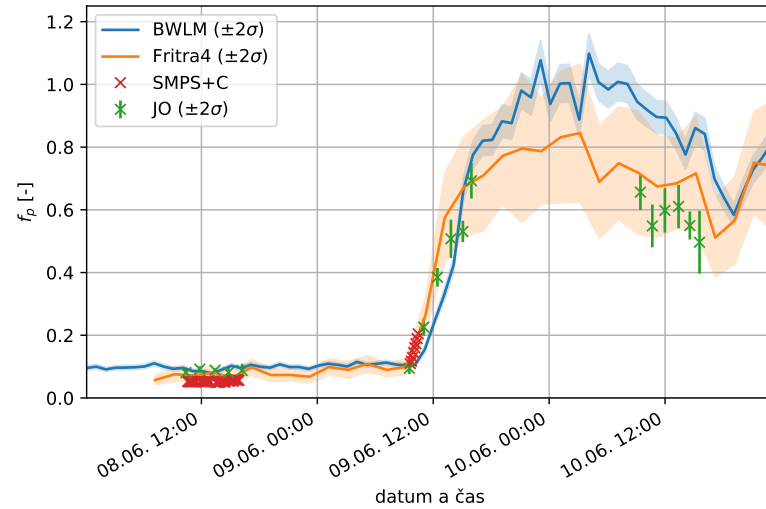
Na obr. 9.5 je uveden vývoj f_p^{Rn} stanovený z jednorázových odběrů, z kont. monitorů BWLM a Fritra a z aerosolového spektrometru SMPS+C.

První den byl zapnut generátor aerosolů. Na začátku pracovní doby druhého dne byl vypnut a byla zapnuta čistička vzduchu. Vliv těchto operací je zřetelně vidět v uvedeném obrázku.

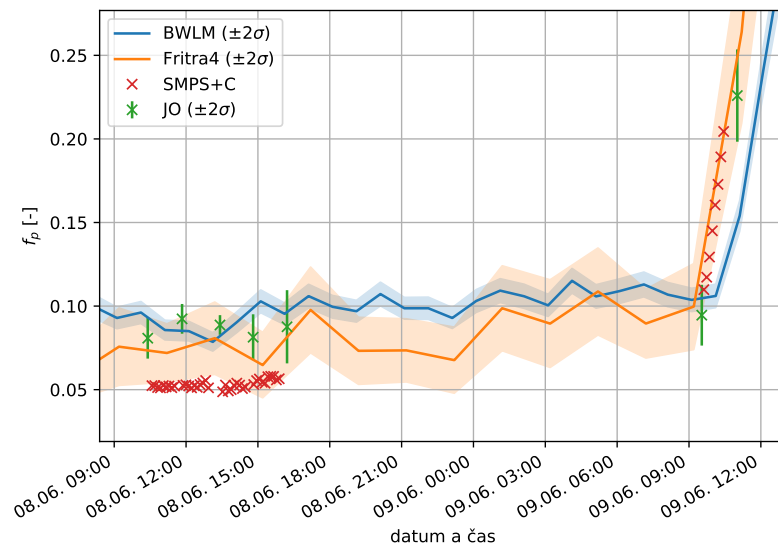
V tab. 9.2 a v obr. 9.4 jsou porovnány hodnoty f_p^{Rn} stanovené jednorázovými odběry a ostatními měřidly.



Obr. 9.4: Vynesení stanovených hodnot f_p jednorázovými odběry a kontinuálními monitory do jednoho grafu. Na ose x jsou hodnoty f_p z jednorázových odběrů a na ose y jsou hodnoty f_p stanovené z: (a) BWLM PLUS 2S; (b) Fritra 4; (c) SMPS+C (bez nejistot).



(a)



(b)

Obr. 9.5: (a) f_p^{Rn} určené z dat naměřených jednorázovými odběry (při použití poměrů $p_{1,2,3}$), BWLM PLUS 2S a Fritrou 4. Dále jsou v obrázku uvedeny hodnoty f_p^{Rn} stanovené pomocí koncentrace aerosolů Z naměřené spektrometrem SMPS+C za použití vztahu (3.15). Tento způsob výpočtu f_p^{Rn} šel použit jen pro měření splňující podmínku (3.16). V (b) je provedeno přiblížení na hodnoty f_p^{Rn} určené ze Z .

Tab. 9.2: Porovnání hodnot $EOAR^u$, $EOAR^a$ a f_p^{Rn} stanovených z jednorázových odběrů (JO) a z měření kontinuálními monitory (BWLM PLUS 2S, Fritra 4). U f_p^{Rn} jsou navíc uvedeny hodnoty vypočítané z dat naměřených aerosolovým spektrometrem SMPS+C (bez nejistot). Při vyhodnocování jednorázových odběrů byly použity korekční poměry p stanovené v kapitole 8 (viz oddíl 8.6). Uvedené nejistoty jsou rovny jedné směrodatné odchylce dané veličiny.

datum a čas	$EOAR^u$ [Bq/m ³]			$EOAR^a$ [Bq/m ³]			f_p^{Rn} [-]			
	JO	BWLM	Fritra	JO	BWLM	Fritra	JO	BWLM	Fritra	SMPS+C
8. 6. 10:24	57 ± 4	65 ± 2	53 ± 7	647 ± 12	629 ± 4	665 ± 20	0,081 ± 0,006	0,093 ± 0,003	0,073 ± 0,010	0,051
8. 6. 11:50	63 ± 3	60 ± 2	54 ± 7	615 ± 6	645 ± 4	670 ± 20	0,092 ± 0,004	0,085 ± 0,003	0,075 ± 0,009	0,053
8. 6. 13:25	57 ± 2	59 ± 2	57 ± 8	586 ± 9	654 ± 4	667 ± 21	0,089 ± 0,003	0,082 ± 0,003	0,079 ± 0,011	0,049
8. 6. 14:48	54 ± 5	69 ± 2	45 ± 6	611 ± 8	630 ± 4	609 ± 19	0,081 ± 0,007	0,099 ± 0,003	0,068 ± 0,010	0,053
8. 6. 16:13	55 ± 7	64 ± 2	53 ± 7	577 ± 7	598 ± 4	592 ± 19	0,088 ± 0,011	0,096 ± 0,003	0,081 ± 0,011	0,055
<i>průměr 8. 6.</i>	<i>57 ± 2</i>	<i>63 ± 1</i>	<i>52 ± 3</i>	<i>607 ± 4</i>	<i>631 ± 2</i>	<i>640 ± 9</i>	<i>0,086 ± 0,003</i>	<i>0,091 ± 0,001</i>	<i>0,075 ± 0,005</i>	<i>0,052</i>
9. 6. 09:32	59 ± 6	63 ± 2	66 ± 8	565 ± 11	535 ± 4	514 ± 18	0,095 ± 0,009	0,105 ± 0,003	0,127 ± 0,015	0,095
9. 6. 11:01	86 ± 4	79 ± 2	80 ± 8	295 ± 12	455 ± 4	259 ± 13	0,226 ± 0,014	0,149 ± 0,004	0,249 ± 0,026	0,268
9. 6. 12:26	95 ± 2	92 ± 3	97 ± 10	152 ± 7	259 ± 3	136 ± 9	0,385 ± 0,015	0,269 ± 0,008	0,456 ± 0,054	
9. 6. 13:50	85 ± 4	85 ± 2	100 ± 10	83 ± 3	132 ± 3	67 ± 7	0,508 ± 0,030	0,397 ± 0,012	0,607 ± 0,073	
9. 6. 15:04	88 ± 1	100 ± 3	86 ± 8	78 ± 5	55 ± 3	44 ± 6	0,531 ± 0,017	0,651 ± 0,018	0,667 ± 0,079	
9. 6. 15:57	113 ± 4	100 ± 3	83 ± 8	50 ± 2	33 ± 3	38 ± 5	0,693 ± 0,028	0,757 ± 0,022	0,687 ± 0,083	
<i>průměr 9. 6.</i>	<i>88 ± 2</i>	<i>87 ± 1</i>	<i>85 ± 3</i>	<i>204 ± 3</i>	<i>245 ± 1</i>	<i>176 ± 4</i>	<i>0,406 ± 0,008</i>	<i>0,388 ± 0,005</i>	<i>0,465 ± 0,025</i>	
10. 6. 09:27	84 ± 3	97 ± 3	102 ± 11	44 ± 2	7 ± 3	41 ± 5	0,656 ± 0,029	0,936 ± 0,028	0,713 ± 0,096	
10. 6. 10:41	78 ± 3	98 ± 3	87 ± 9	64 ± 6	10 ± 3	39 ± 5	0,549 ± 0,034	0,906 ± 0,027	0,686 ± 0,085	
10. 6. 11:59	81 ± 4	101 ± 3	86 ± 8	55 ± 4	12 ± 3	41 ± 5	0,598 ± 0,035	0,894 ± 0,026	0,678 ± 0,077	
10. 6. 13:24	88 ± 4	94 ± 3	95 ± 8	56 ± 3	20 ± 3	43 ± 5	0,611 ± 0,035	0,826 ± 0,024	0,688 ± 0,074	
10. 6. 14:34	87 ± 3	93 ± 3	94 ± 9	71 ± 3	21 ± 3	39 ± 5	0,550 ± 0,022	0,815 ± 0,024	0,706 ± 0,085	
10. 6. 15:34	74 ± 6	98 ± 3	94 ± 9	75 ± 5	17 ± 3	47 ± 5	0,497 ± 0,050	0,852 ± 0,025	0,679 ± 0,086	
<i>průměr 10. 6.</i>	<i>82 ± 2</i>	<i>97 ± 1</i>	<i>93 ± 4</i>	<i>61 ± 2</i>	<i>14 ± 1</i>	<i>42 ± 2</i>	<i>0,577 ± 0,014</i>	<i>0,872 ± 0,010</i>	<i>0,692 ± 0,034</i>	

9.4.2 Směsné pole

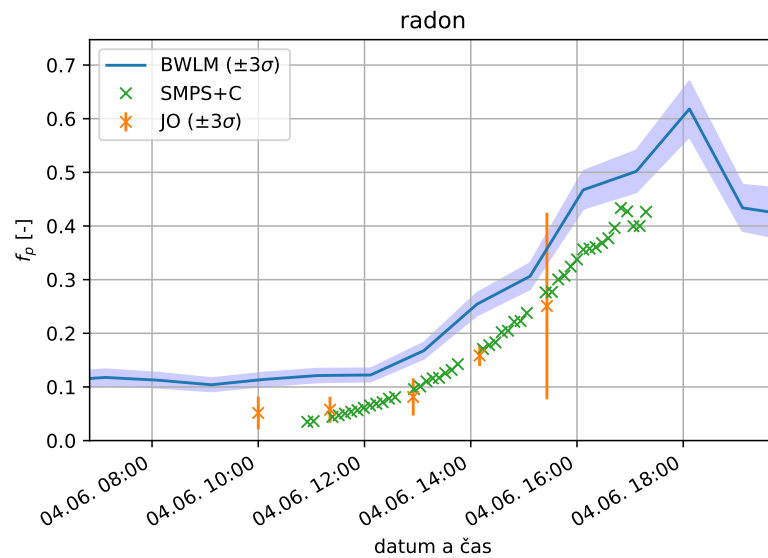
První měření

Toto měření trvalo dva dny. Kvůli nízkým aktivitám na mřížkách bylo možné u jednorázových odběrů vyhodnotit pouze EOAR^a a EOAT^a. Vypočítané vývoje těchto veličin jsou uvedeny v obrázcích v příloze 5.

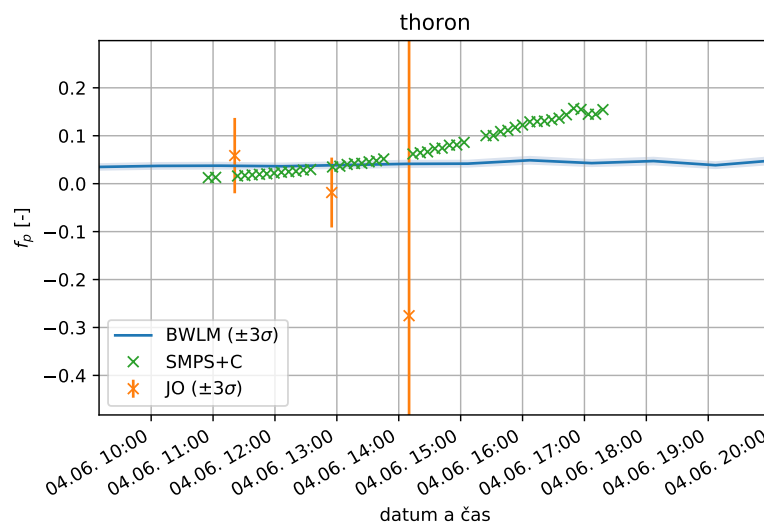
Druhé měření

Měření trvalo jeden den. Byly vypočítány tyto veličiny: EOAR^u, EOAR^a, EOAT^u, EOAT^a, f_p^{Rn} , f_p^{Tn} . Jejich hodnoty jsou uvedeny v obrázcích v příloze 5 a v obrázcích 9.6 a 9.7.

Hodnoty f_p^{Rn} určené z jednorázových odběrů a z ostatních měřidel jsou porovnány v obr. 9.8 a v tab. 9.3a. V tab. 9.3b jsou pak porovnány hodnoty f_p^{Tn} .



Obr. 9.6: Vypočítané hodnoty f_p^{Rn} .



Obr. 9.7: Vypočítané hodnoty f_p^{Tn} .

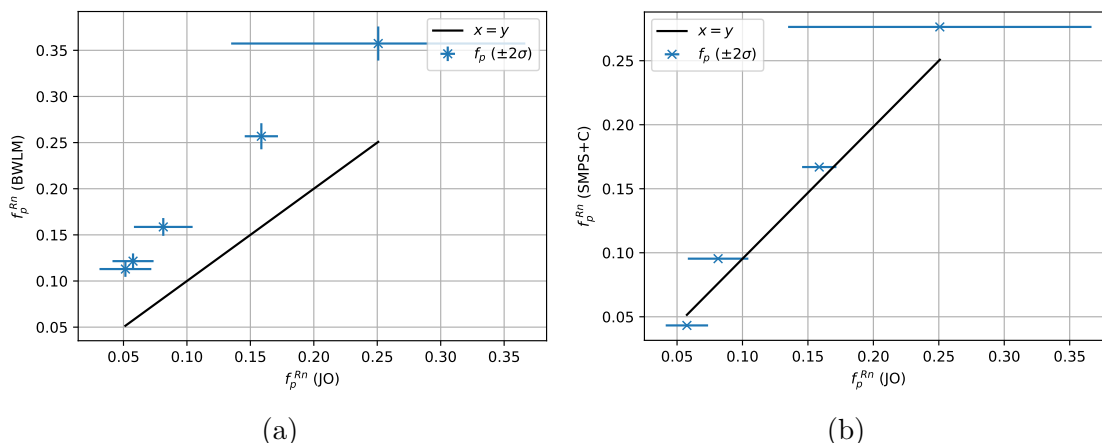
Tab. 9.3: V (a) jsou porovnány hodnoty $EOAR^u$, $EOAR^a$ a f_p^{Rn} stanovených z jednorázových odběrů (JO) a z měření kontinuálním monitorem BWLM PLUS 2S. U f_p^{Rn} jsou navíc uvedeny hodnoty vypočítané z dat naměřených aerosolovým spektrometrem SMPS+C (bez nejistot). V (b) jsou analogicky porovnány hodnoty $EOAT^u$, $EOAT^a$ a f_p^{Tn} ; u dvou jednorázových odběrů nebylo možné stanovit $EOAT^u$ kvůli příliš nízkým aktivitám PP Tn na mřížce. Pro f_p^{Rn} a f_p^{Tn} jsou navíc uvedeny hodnoty vypočítané z dat naměřených aerosolovým spektrometrem SMPS+C (bez nejistot). Při vyhodnocování jednorázových odběrů byly použity korekční poměry p stanovené v kapitole 8 (viz oddíl 8.6). Uvedené nejistoty jsou rovny jedné směrodatné odchylce dané veličiny.

(a)

datum a čas	$EOAR^u$ [Bq/m ³]		$EOAR^a$ [Bq/m ³]		f_p^{Rn} [-]		
	JO	BWLM	JO	BWLM	JO	BWLM	SMPS+C
04.06. 10:00	34 ± 6	67 ± 2	626 ± 42	524 ± 5	0,052 ± 0,010	0,113 ± 0,004	
04.06. 11:21	35 ± 5	77 ± 3	572 ± 21	554 ± 5	0,058 ± 0,008	0,122 ± 0,004	0,043
04.06. 12:55	44 ± 6	94 ± 3	498 ± 27	502 ± 5	0,081 ± 0,012	0,159 ± 0,005	0,095
04.06. 14:10	58 ± 1	127 ± 3	306 ± 12	369 ± 5	0,159 ± 0,007	0,257 ± 0,007	0,167
04.06. 15:26	80 ± 18	140 ± 3	240 ± 13	259 ± 5	0,251 ± 0,058	0,357 ± 0,009	0,276
<i>průměr 04.06.</i>	<i>50 ± 4</i>	<i>101 ± 1</i>	<i>448 ± 11</i>	<i>442 ± 2</i>	<i>0,120 ± 0,012</i>	<i>0,201 ± 0,003</i>	

(b)

datum a čas	$EOAT^u$ [Bq/m ³]		$EOAT^a$ [Bq/m ³]		f_p^{Tn} [-]		
	JO	BWLM	JO	BWLM	JO	BWLM	SMPS+C
04.06. 10:00		2,64 ± 0,15	77 ± 16	69,0 ± 0,4		0,037 ± 0,002	
04.06. 11:21	4,5 ± 2,0	2,72 ± 0,15	73 ± 6	70,3 ± 0,4	0,059 ± 0,026	0,037 ± 0,002	0,016
04.06. 12:55	-1,1 ± 1,4	2,85 ± 0,15	62 ± 23	71,5 ± 0,4	-0,018 ± 0,024	0,038 ± 0,002	0,035
04.06. 14:10	1,0 ± 4,0	3,09 ± 0,17	-6 ± 15	71,6 ± 0,4	-0,275 ± 1,405	0,041 ± 0,002	0,060
04.06. 15:26		3,28 ± 0,17	34 ± 13	71,3 ± 0,4		0,044 ± 0,002	0,100
<i>průměr 04.06.</i>		<i>2,92 ± 0,07</i>	<i>48 ± 7</i>	<i>70,8 ± 0,2</i>		<i>0,040 ± 0,001</i>	



Obr. 9.8: Vynesení stanovených hodnot f_p^{Rn} jednorázovými odběry a kontinuálními monitory do jednoho grafu. Na ose x jsou hodnoty f_p^{Rn} z jednorázových odběrů a na ose y jsou hodnoty f_p^{Rn} stanovené z: (a) BWLM PLUS 2S; (b) SMPS+C (bez nejistot).

9.5 Diskuze

9.5.1 Radonové pole

Při použití hodnot korekčních faktorů $p_{1,2,3}$ z oddílu 8.6 při vyhodnocování jednorázových odběrů jsou hodnoty zkoumaných veličin stanovené z jednorázových odběrů, kontinuálních monitorů a aerosolového spektrometru SMPS+C v docela dobré shodě. Díky tomu lze učinit závěr, že korekční faktory $p_{1,2,3}$ byly pro filtr a mřížku stanoveny dostatečně správně. Na některých grafech je vidět efekt pomalejší odezvy BWLM.

Dále byly u jednoho měření stanoveny parametry Jacobi Porstendörferova modelu metodami popsány v odstavci 3.2. Byla k tomu použita data z jednorázových odběrů, monitoru Fritra 4 a aerosolového spektrometru SMPS+C. Při použití metod lineární algebry byly na parametry kladeny fyzikální podmínky (3.14), a proto narozdíl od výpočtu lineární regrese vycházejí parametry stavené tímto způsobem konzistentněji (viz obr. 14). Oscilace hodnot parametrů k , q_u a R ve třetím dnu měření (10. 6. 2020) jsou způsobeny malými naměřenými hodnotami $A_{V_{1,2,3}}$ (nevázaných i vázaných). Pro porovnání jednotlivých přístupů a měřidel byl zvolen parametr X (viz obr. 13 a tab. 2), protože tento parametr je nejméně ovlivněn nepřesnostmi v naměřených datech (viz oddíl 3.3). Pro dané měřidlo se hodnoty X stanovené různými přístupy shodují. Hodnoty X určené různými měřidly se shodují v rozmezí tří směrodatných odchylek. Největšími nejistotami jsou zatíženy hodnoty X stanovené z jednorázových odběrů.

9.5.2 Směsné pole

Z provedených měření f_p^{Tn} nelze vyvozovat žádné závěry kvůli příliš velkým směrodatným odchylkám stanovených veličin. Měření by šla zpřesnit větší dobou odběru, avšak pak by bylo zpřesněno stanovení f_p^{Rn} (viz kapitola 7). Lepší variantou by bylo zvýšit obj. aktivity PP Tn v radonové komoře, což je ovšem složité vzhledem k malé dostupnosti thoronových zdrojů.

10. Závěr

V této práci byly navrženy tři varianty parametrů pro výrobu nových difúzních mřížek, které mají sloužit k měření f_p^{Rn} a f_p^{Tn} . Dále byly za pomoci HPGe gamaspektrometrie stanoveny korekční faktory na absorpci α záření emitovaného při přeměně PP Rn a PP Tn ve filtru a mřížce, které jsou v současné době používány v oddělení radonové a thoronové laboratoře SÚRO. Tyto korekční faktory budou v budoucnosti používány pro zpřesnění vyhodnocování jednorázových odběrů.

Metoda jednorázových odběrů je v práci důkladně popsána. V rešeršní části jsou uvedeny různé způsoby použití této metody, v praktické části je pak uvedena optimalizace měření prováděných touto metodou a vyhodnocování naměřených dat. Tato práce tak může sloužit i jako návod a referenční manuál pro metodu jednorázových odběrů.

Správnost korekčních faktorů pro PP Rn pro filtr a mřížku byla ověřena srovnávacími měřeními f_p^{Rn} . Při použití korekčních faktorů vycházejí stanovené hodnoty f_p^{Rn} z jednorázových odběrů v dostatečné shodě s hodnotami f_p^{Rn} určenými z kontinuálních monitorů (BWLM PLUS 2S, Fritra 4) a z aerosolového spektrometru SMPS+C.

Správnost korekčních faktorů pro PP Tn se ověřit nepodařilo kvůli příliš malým vyprodukovaným hodnotám aktivit A_{V_4} a A_{V_5} v radonové komoře. Produkce vysokých hodnot $A_{V_{4,5}}$ je komplikovaná z důvodu nedostupnosti zdrojů thoronu se schopností generování dostatečně vysoké hodnoty OAT. Zdroje thoronu mají navíc krátkou dobu životnosti, což jejich používání značně omezuje. Při měřeních f_p^{Tn} provedených v rámci této práce byly použity u jednorázových odběrů stejné měřící intervaly jako v případě f_p^{Rn} , jelikož tato měření byla prováděna ze směsného pole radonu a thoronu. Díky tomu bylo navíc možné ověřit funkčnost a správnost vyhodnocovacího algoritmu pro směsná pole odvozeného v této práci. Pro vytvořená thoronová pole však tyto měřící intervaly nebyly dostatečně dlouhé. Po měření f_p^{Tn} zůstávají mřížky přibližně jeden měsíc kontaminované radionuklidem ^{224}Ra , a proto bylo rozhodnuto měření neopakovat. Budoucí měření f_p^{Tn} jednorázovými odběry lze zpřesnit větší dobou odběru a delšími měřícími intervaly.

Přínos této práce spočívá především ve stanovení korekčních faktorů p_1, p_2, p_3 a jejich ověření experimentálními daty. Dalším přínosem je návrh difúzní mřížky pro měření f_p^{Rn}, f_p^{Tn} a také odvození matematického modelu pro výpočet aktivit PP Rn, resp. PP Tn deponovaných na filtru/mřížce při měření metodou jednorázových aktivit (v práci [8] je uveden výpočet obj. aktivit PP Rn a PP Tn).

Na práci lze navázat následujícími způsoby:

1. provést nová srovnávací měření f_p^{Tn} s vyššími obj. aktivitami PP Tn.
2. Pokračovat v optimalizaci konfigurace měření korekčních faktorů pro PP Tn a znovu tyto korekční faktory stanovit.

3. Vytvořit sady filtrů podle jejich použitosti a stanovit korekční faktory pro PP Rn/Tn pro tyto sady. Tím se získá závislost hodnot korekčních faktorů na použitosti filtru.
4. Stanovit korekční faktory pro různé hodnoty obj. průtoku skrz mřížku, resp. filtr (v této práci byly stanoveny pro obj. průtok 1 l/hod).
5. Měřit aktivní aerosolová spektra pomocí soustavy difúzních mřížek a aerosolového spektrometru SMPS+C a následně tyto přístupy porovnat.

Seznam literatury

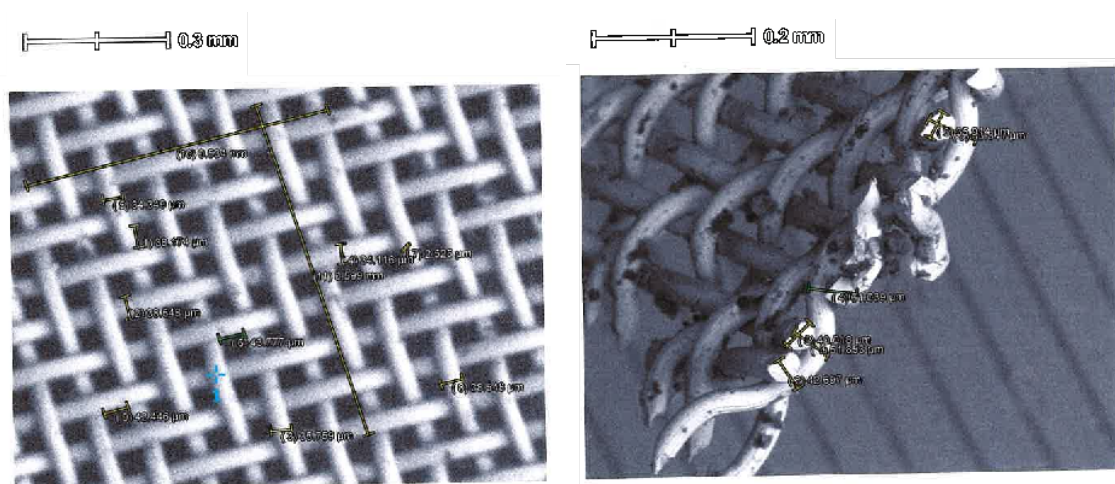
1. UNSCEAR. *Sources and Effects of Ionizing Radiation, UNSCEAR 2008 Report, Volume I*. 2010. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.18356/cb7b6e26-en>.
2. KLENER, Vladislav (ed.). *Principy a praxe radiační ochrany*. Azin CZ, 2000. ISBN 80-238-3703-6.
3. ICRU. *Measurement and Reporting of Radon Exposures*. Oxford University Press, 2015. ICRU report. Dostupné také z: https://books.google.cz/books?id=%5C_K4GkAEACAAJ.
4. UNSCEAR. *Effects of Ionizing Radiation, UNSCEAR 2006 Report, Volume II, Annex E: Sources-to-effects assessment for radon in workplaces and homes*. 2009. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.18356/b71e3ca2-en>.
5. PORSTENDÖRFER, J. Properties and behaviour of radon and thoron and their decay products in the air. *Journal of Aerosol Science*. 1994, roč. 25, č. 2, s. 219–263. ISSN 0021-8502. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-8502\(94\)90077-9](https://doi.org/10.1016/0021-8502(94)90077-9).
6. FROŇKA, Aleš; MOUČKA, Ladislav. *Základní fyzikální principy - fyzika radonu*. 2018. Prezentace v rámci kurzu odborné přípravy pro činnosti zvláště důležité z hlediska radiační ochrany.
7. NAZAROFF, W W. Optimizing the total-alpha three-count technique for measuring concentrations of radon progeny in residences. *Health Phys.; (United Kingdom)*. 1984, roč. 46:2, s. 395–405. Dostupné z DOI: [10.1097/00004032-198402000-00015](https://doi.org/10.1097/00004032-198402000-00015).
8. PISARČÍK, Ondrej. *Měření objemových aktivit krátkodobých produktů přeměny radonu a thoronu v jejich směsném poli pomocí jednorázových odběrů na filtr*. 2018. Dipl. České vysoké učení technické v Praze.
9. *Radon* [online] [cit. 2020-12-06]. Dostupné z: <https://pubchem.ncbi.nlm.nih.gov/element/Radon>.
10. *Radon chemical element* [online] [cit. 2020-12-06]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/radon>.
11. LNHB. *Nucléide - Lara, Library for gamma and alpha emissions* [online]. 2019 [cit. 2020-03-14]. Dostupné z: <http://www.nucleide.org/Laraweb/index.php>.
12. SÚRO. *Radon and Natural Sources* [online]. 2020 [cit. 2020-07-15]. Dostupné z: <https://www.suro.cz/en/prirodnioz/rnprogram>.

13. WORLD NUCLEAR ASSOCIATION. *Naturally-Occurring Radioactive Materials (NORM)* [online]. 2020-04-16 [cit. 2020-07-04]. Dostupné z: <https://www.world-nuclear.org/information-library/safety-and-security/radiation-and-health/naturally-occurring-radioactive-materials-norm.aspx>.
14. POMMÉ, S.; LUTTER, G.; MAROULI, M.; KOSSERT, K.; NÄHLE, O. On the claim of modulations in radon decay and their association with solar rotation. *Astroparticle Physics*. 2018, roč. 97, s. 38–45. ISSN 0927-6505. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.10.011>.
15. SOBOL, Jozef. *Základy dozimetrie*. České učení technické v Praze, 1992. ISBN 8001008479.
16. LI, Weibo; TSCHIERSCH, Jochen; OEH, Uwe; HOESCHEN, Christoph. Lung Dosimetry of Inhaled Thoron Decay Products. *Proceedings of IRPA*. 2008, roč. 12.
17. REINEKING, A.; PORSTENDÖRFER, J. “Unattached” Fraction of Short-lived Rn Decay Products in Indoor and Outdoor Environments: an Improved Single-screen Method and Results. *Health Physics*. 1990, roč. 58, č. 6, s. 715–727. Dostupné z DOI: 10.1097/00004032-199006000-00003.
18. PORSTENDÖRFER, J. Physical Parameters and Dose Factors of the Radon and Thoron Decay Products. *Radiation Protection Dosimetry*. 2001, roč. 94, č. 4, s. 365–373. ISSN 0144-8420. Dostupné z DOI: 10.1093/oxfordjournals.rpd.a006512.
19. RUZER, L.S.; HARLEY, N.H. *Aerosols Handbook: Measurement, Dosimetry, and Health Effects, Second Edition*. Taylor & Francis, 2012. ISBN 9781439855102. Dostupné také z: <https://books.google.cz/books?id=4Y8hEGQB6yQC>.
20. HUNT, John; HARRISON, John. *Current and forthcoming ICRP recommendations on radon exposure*. 2014. International Conference on Occupational Radiation Protection.
21. PORSTENDÖRFER, J.; REINEKING, A.; BECKER, K. H. Free Fractions, Attachment Rates, and Plate-Out Rates of Radon Daughters in Houses. In: *Radon and Its Decay Products*. 1987, kap. 22, s. 285–300. Dostupné z DOI: 10.1021/bk-1987-0331.ch022.
22. THOMAS, Josef; JÍLEK, Karel. Invariants of the Jacobi-Porstendörfer room model for radon progeny in indoor air. *Radiation Protection Dosimetry*. 2011, roč. 150, č. 2, s. 142–149. ISSN 0144-8420. Dostupné z DOI: 10.1093/rpd/ncr378.
23. RABI, R.; OUFNI, L.; AMRANE, M. Modeling of indoor ²²²Rn distribution in ventilated room and resulting radiation doses measured in the respiratory tract. *Journal of Radiation Research and Applied Sciences*. 2017, roč. 10, č. 3, s. 273–282. ISSN 1687-8507. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jrras.2017.05.003>.
24. THOMAS, Josef; JÍLEK, Karel; BRABEC, Marek. Inversion of the Jacobi-Porstendörfer room model for the radon progeny. *Nukleonika*. 2010, roč. 55, s. 433–437.

25. THOMAS, Josef; JÍLEK, Karel. Evaluation and comparison of measurements of unattached and attached radon progeny in the radon chamber of PTB Braunschweig (Germany) with NRPI Praha (Czech Republic). *Radiation Protection Dosimetry*. 2011, roč. 145, č. 2-3, s. 316–319. ISSN 0144-8420. Dostupné z DOI: [10.1093/rpd/ncr081](https://doi.org/10.1093/rpd/ncr081).
26. PORSTENDÖRFER, Justin. Radon: Measurements related to dose. *Environment International*. 1996, roč. 22, s. 563–583. ISSN 0160-4120. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/S0160-4120\(96\)00158-4](https://doi.org/10.1016/S0160-4120(96)00158-4). The Natural Radiation Environment VI.
27. RUZER, L.S.; SEXTRO, R.G. Assessment of Very Low Aerosol Concentrations by Measuring the Unattached Fraction of ^{218}Po . *Radiation Protection Dosimetry*. 1997, roč. 71, č. 2, s. 135–140. ISSN 0144-8420. Dostupné z DOI: [10.1093/oxfordjournals.rpd.a032040](https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a032040).
28. *Model 5416, Scanning Mobility Particle Counter and Sizer* [online] [cit. 2020-02-08]. Dostupné z: <https://www.grimm-aerosol.com/products-en/nano-particle-measurement/smcs-c/5416-based/>.
29. CHENG, Y.S.; YEH, H.C. Theory of a screen-type diffusion battery. *Journal of Aerosol Science*. 1980, roč. 11, č. 3, s. 313–320. ISSN 0021-8502. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-8502\(80\)90105-6](https://doi.org/10.1016/0021-8502(80)90105-6).
30. MERCK. *MF-Millipore™ Membrane Filter, 0.8 μm pore size* [online] [cit. 2020-04-04]. Dostupné z: https://www.merckmillipore.com/CZ/cs/product/MF-Millipore-Membrane-Filter-0.8m-pore-size,MM_NF-AAWP04700.
31. MERCK. *AD030 Air and Fluid Particle Monitoring Guide*. 2018. Dostupné také z: https://www.merckmillipore.com/CZ/cs/product/MF-Millipore-Membrane-Filter-0.8m-pore-size,MM_NF-AAWP04700.
32. REINEKING, A.; PORSTENDÖRFER, J. High-volume screen diffusion batteries and alpha-spectroscopy for measurement of the radon daughter activity size distributions in the environment. *Journal of Aerosol Science*. 1986, roč. 17, č. 5, s. 873–879. ISSN 0021-8502. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-8502\(86\)90040-6](https://doi.org/10.1016/0021-8502(86)90040-6).
33. WIKIPEDIA. *Boltzmann constant* [online]. 2020-04-09 [cit. 2020-04-15]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Boltzmann_constant.
34. JENNINGS, S.G. The mean free path in air. *Journal of Aerosol Science*. 1988, roč. 19, č. 2, s. 159–166. ISSN 0021-8502. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-8502\(88\)90219-4](https://doi.org/10.1016/0021-8502(88)90219-4).
35. YEH, Hsu-Chi; LIU, Benjamin Y.H. Aerosol filtration by fibrous filters—II. experimental. *Journal of Aerosol Science*. 1974, roč. 5, č. 2, s. 205–217. ISSN 0021-8502. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-8502\(74\)90050-0](https://doi.org/10.1016/0021-8502(74)90050-0).
36. WIKIPEDIA. *Copper* [online]. 2020-07-24 [cit. 2020-07-27]. Dostupné z: <https://en.wikipedia.org/wiki/Copper>.
37. YEH, H.C; CHENG, Y.S; ORMAN, M.M. Evaluation of various types of wire screens as diffusion battery cells. *Journal of Colloid and Interface Science*. 1982, roč. 86, č. 1, s. 12–16. ISSN 0021-9797. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9797\(82\)90035-2](https://doi.org/10.1016/0021-9797(82)90035-2).

38. JENKINS, Phillip. Equations for Modeling of Grab Samples of Radon Decay Products. *Health physics*. 2002, roč. 83, S48–51. Dostupné z DOI: 10.1097/00004032-200208001-00014.
39. WIKIPEDIA. *Weighted least squares* [online]. 2020-04-02 [cit. 2020-03-27]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Weighted_least_squares.
40. RENCHER, A.C.; SCHAALJE, G.B. *Linear Models in Statistics*. Wiley, 2008. ISBN 9780470192603. Dostupné také z: <https://books.google.cz/books?id=iPKfocpYhdkC>.
41. BYRD, Richard H.; HRIBAR, Mary E.; NOCEDAL, Jorge. An Interior Point Algorithm for Large-Scale Nonlinear Programming. *SIAM Journal on Optimization*. 1999, roč. 9, č. 4, s. 877–900. Dostupné z DOI: 10.1137/S1052623497325107.
42. THE SCIPY COMMUNITY. *Optimization (scipy.optimize)* [online] [cit. 2020-03-30]. Dostupné z: <https://scipy.github.io/devdocs/tutorial/optimize.html>.
43. MIRION TECHNOLOGIES. *DSA-LX* [online] [cit. 2020-08-01]. Dostupné z: <https://www.mirion.com/products/dsa-lx-digital-signal-analyzer>.
44. PBELLINO, Pablo. *CNFRreader*. GitHub, 2020. Dostupné také z: <https://github.com/pbellino/CNFRreader>.
45. VENEGAS-ARGUMEDO, Y.; MONTERO-CABRERA, Maria. True coincidence summing corrections for an extended energy range HPGe detector. In: 2015, sv. 1671, s. 030004. Dostupné z DOI: 10.1063/1.4927193.
46. KNOLL, G.F. *Radiation Detection and Measurement*. 4. vyd. Wiley, 2010. ISBN 9780470131480. Dostupné také z: <https://books.google.cz/books?id=4vTJ7UDel5IC>.
47. SAPHYMO GMBH. *AlphaGUARD Portable Radon Monitor*. 2012. Dostupné také z: https://www.bertin-instruments.com/wp-content/uploads/secured-file/ALGU_Manual_2012-08_E.pdf.
48. TRACERLAB GMBH. *Tracerlab Radon Daughter Monitor BWLM-PLUS-2S*. 2018.
49. JÍLEK, Karel. *RADON-THORON CALIBRATION ACTIVITIES QA/QC PROGRAMME* [online]. 2018 [cit. 2020-09-01]. Dostupné z: <https://www.suro.cz/cz/vyzkum/vysledky/K.%20Jilek%20at%20al%20-%20%20IAEA%202018%20meeting%20%20at%20SURO%20.pdf>.
50. WIKIHOW. *How to Calculate Outliers* [online]. 2020-01-09 [cit. 2020-05-28]. Dostupné z: <https://www.wikihow.com/Calculate-Outliers>.

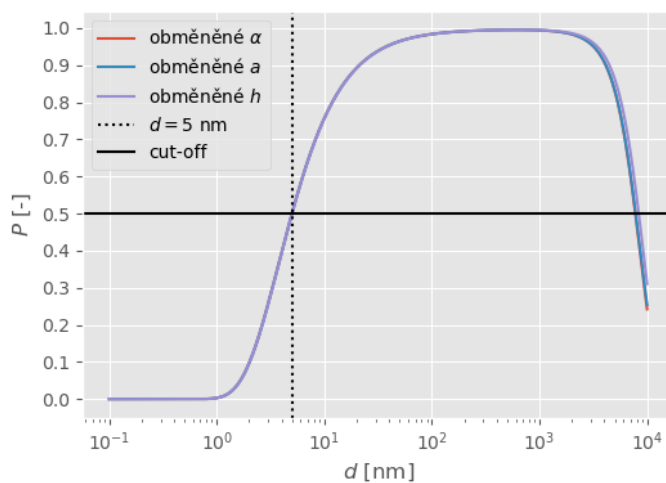
Příloha 1: Snímky mřížky používané v SÚRO z elektronového mikroskopu



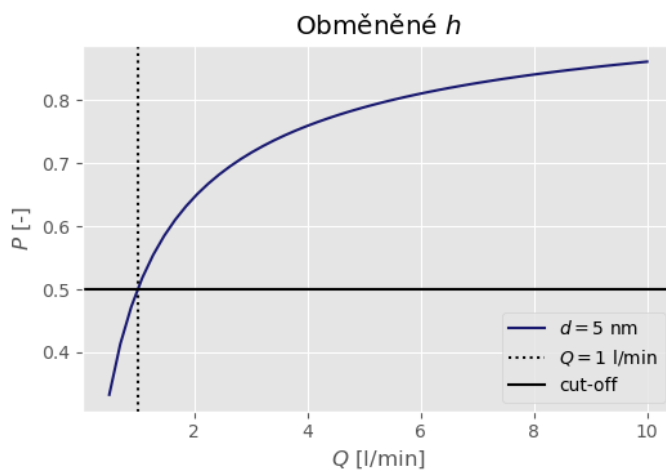
Obr. 1: Snímky mřížky z elektronového mikroskopu.

Příloha 2: Penetrace navržených mřížek a mřížek z literatury

Navržené mřížky

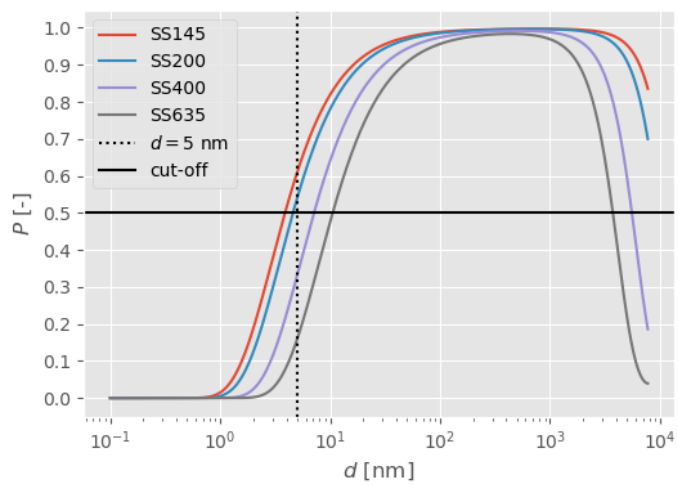


Obr. 2: Závislost $P(d)$ pro navržené sady parametrů mřížek s $d_{50_1} = 5 \text{ nm}$ při $Q = 11 \text{ l/min}$.



Obr. 3: Závislost $P(Q)$ pro třetí sadu parametrů (α, a stejné jako u stávajících mřížek, h změněné) a pro $d = 5 \text{ nm}$.

Mřížky z literatury



Obr. 4: Závislost $P(d)$ pro mřížky z literatury [37] při $Q = 11$ l/min a $d_f = 2,3$ cm.

Příloha 3: Matice \mathbb{H} pro použité časování (PP Rn)

Zde jsou uvedeny matice \mathbb{H} pro časování z tab. 7.1. Značení je vysvětleno v kapitole 7.

- *Alfaspektrometrie, čtyři měřící intervaly:* $t_s = 10$ min; $Q = 1$ l/min; $t_p = 1$ min; $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = \eta = 1$;
 $Tm = (390$ s, 520 s, 770 s, 1260 s); $Tp = (1$ s, 1 s, 1 s).

$$H_\alpha = \begin{pmatrix} 0,647093 & 0,000000 & 0,000000 \\ 0,066867 & 0,921760 & 2,841737 \\ 0,165802 & 0,000000 & 0,000000 \\ 0,167562 & 1,803987 & 2,908731 \\ 0,025684 & 0,000000 & 0,000000 \\ 0,340049 & 3,179478 & 2,968120 \\ 0,001481 & 0,000000 & 0,000000 \\ 0,587408 & 5,058946 & 2,722730 \end{pmatrix} \quad (1)$$

- *Gamaspektrometrie:*
 - *čtyři měřící intervaly:* $t_s = 10$ min; $Q = 1$ l/min; $t_p = 1$ min; $\varepsilon_{\gamma 2} = \varepsilon_{\gamma 3} = \eta = 1$;
 $Tm = (270$ s, 310 s, 860 s, 1660 s); $Tp = (390$ s, 1 s, 1 s).

$$H_\gamma = \begin{pmatrix} 0,213049 & 2,190204 & 0,000000 \\ 0,040246 & 0,587412 & 2,035162 \\ 0,235737 & 1,878157 & 0,000000 \\ 0,113450 & 1,160214 & 1,571929 \\ 0,521789 & 4,071155 & 0,000000 \\ 0,387748 & 3,579640 & 3,126343 \\ 0,598085 & 4,643318 & 0,000000 \\ 0,744243 & 6,322646 & 2,974516 \end{pmatrix} \quad (2)$$

- *šest měřících intervalů:* $t_s = 10$ min; $Q = 1$ l/min; $t_p = 1$ min; $\varepsilon_{\gamma 2} = \varepsilon_{\gamma 3} = \eta = 1$;
 $Tm = (270$ s, 240 s, 510 s, 900 s, 690 s, 500 s); $Tp = (360$ s, 1 s, 1 s, 1 s, 1 s).

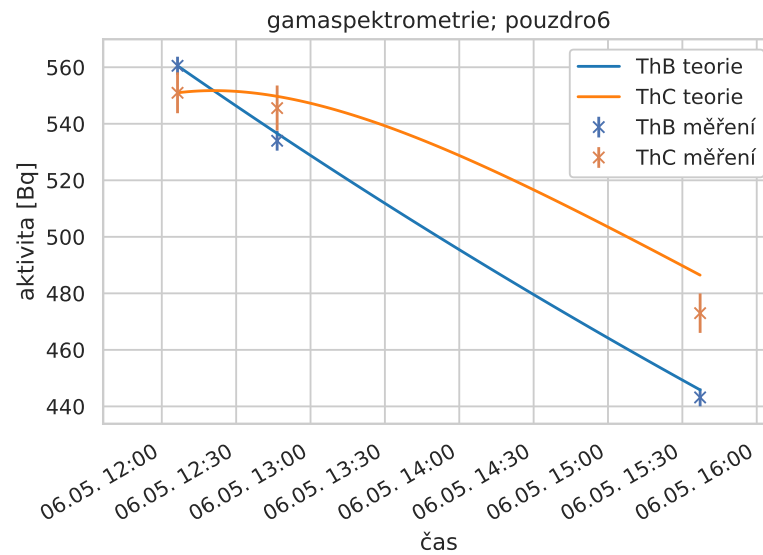
$$H_\gamma = \begin{pmatrix} 0,213049 & 2,190204 & 0,000000 \\ 0,040246 & 0,587412 & 2,035162 \\ 0,186552 & 1,494776 & 0,000000 \\ 0,084209 & 0,876897 & 1,263328 \\ 0,345249 & 2,706962 & 0,000000 \\ 0,215550 & 2,064904 & 2,161951 \\ 0,455800 & 3,542497 & 0,000000 \\ 0,425881 & 3,772307 & 2,546833 \\ 0,247926 & 1,924600 & 0,000000 \\ 0,314361 & 2,664244 & 1,221398 \\ 0,138854 & 1,077821 & 0,000000 \\ 0,207213 & 1,722769 & 0,623113 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Příloha 4: Názorné vyhodnocení jednoho provedeného měření přenosu kalibrace pro PP Tn

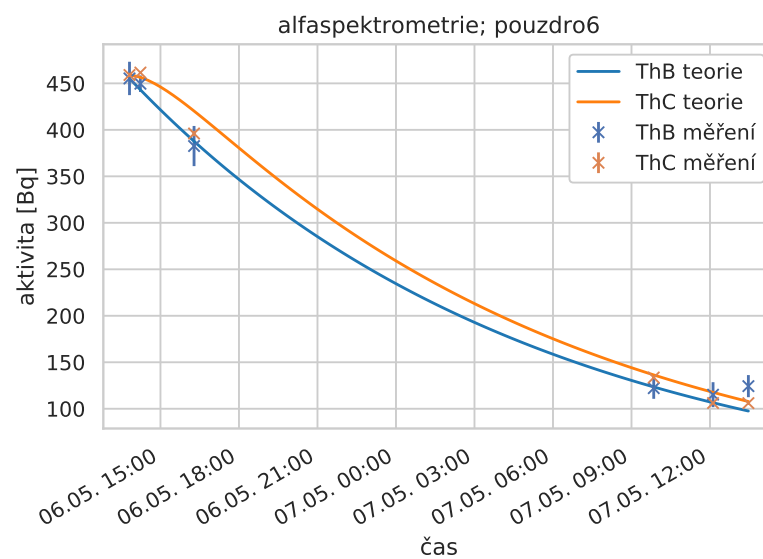
V obr. 5 jsou zobrazeny stanovené A^γ a A^α ze všech provedených měření. Dále jsou v obrázku ukázány pro srovnání i teoretické vývoje aktivit. V tab. 1 jsou uvedeny poměry $p_{4,5}$ vypočítané pro každou dvojici měření z alfaspektrometrie a gamaspektrometrie. Korekční faktory jsou dále zobrazeny v obr. 6.

Tab. 1: Korekční faktory $p_{4,5}$ vypočítané ze všech možných kombinací alfaspektrometrických a gamaspektrometrických měření. Písmenem o ve sloupci ID jsou značeny odlehlé hodnoty (outliers), které nebyly uvažovány při výpočtu průměrů p_4 a p_5 . Způsob výpočtu odlehlých hodnot je uveden v literatuře [50]. Ve sloupci způsob jsou uvedena měření, ze kterých byly poměry vypočítány; např. γ_1, α_1 značí použití prvního provedeného gamaspektrometrického i alfaspektrometrického měření, přičemž gamaspektrometrické bylo provedeno před alfaspektrometrickým.

ID	způsob	alfaspektrometr	p_4	p_5
1	γ_1, α_1	MAAF4.2	$0,908 \pm 0,036$	$0,861 \pm 0,007$
2	γ_1, α_2	MAAF4.1	$0,921 \pm 0,019$	$0,882 \pm 0,005$
3	γ_1, α_3	MAAF4.2	$0,896 \pm 0,051$	$0,847 \pm 0,008$
4	γ_1, α_4	MAAF4.2	$0,898 \pm 0,084$	$0,889 \pm 0,011$
5	γ_1, α_5	MAAF4.2	$0,982 \pm 0,115$	$0,819 \pm 0,015$
6o	γ_1, α_6	MAAF4.1	$1,157 \pm 0,111$	$0,893 \pm 0,014$
7	γ_2, α_1	MAAF4.2	$0,912 \pm 0,036$	$0,867 \pm 0,008$
8	γ_2, α_2	MAAF4.1	$0,926 \pm 0,019$	$0,887 \pm 0,007$
9	γ_2, α_3	MAAF4.2	$0,900 \pm 0,051$	$0,851 \pm 0,008$
10	γ_2, α_4	MAAF4.2	$0,903 \pm 0,085$	$0,894 \pm 0,012$
11	γ_2, α_5	MAAF4.2	$0,986 \pm 0,115$	$0,823 \pm 0,015$
12o	γ_2, α_6	MAAF4.1	$1,163 \pm 0,112$	$0,898 \pm 0,015$
13	α_1, γ_3	MAAF4.2	$0,913 \pm 0,037$	$0,919 \pm 0,029$
14	α_2, γ_3	MAAF4.1	$0,927 \pm 0,019$	$0,931 \pm 0,018$
15	γ_3, α_3	MAAF4.2	$0,901 \pm 0,051$	$0,864 \pm 0,011$
16	γ_3, α_4	MAAF4.2	$0,904 \pm 0,085$	$0,895 \pm 0,012$
17	γ_3, α_5	MAAF4.2	$0,988 \pm 0,115$	$0,824 \pm 0,015$
18o	γ_3, α_6	MAAF4.1	$1,164 \pm 0,112$	$0,899 \pm 0,015$
průměr			$0,924 \pm 0,033$	$0,870 \pm 0,010$

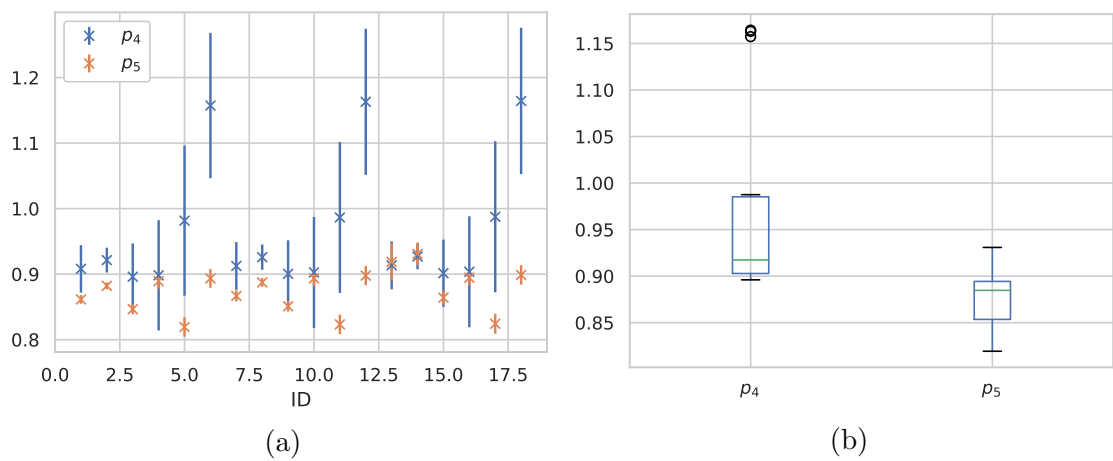


(a)



(b)

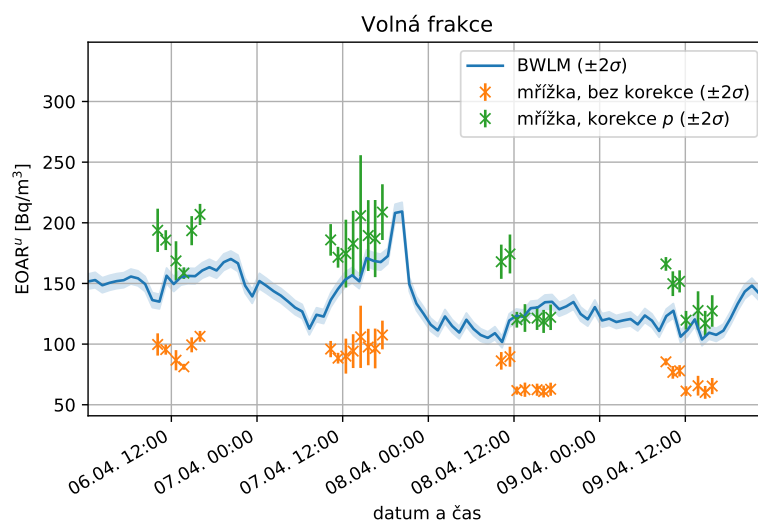
Obr. 5: Aktivity PP Tn na filtru naměřené (a) gamaspektrometricky; (b) alfaspektrometricky. Uvedené chyby jsou rovny jedné směrodatné odchylce. Dále jsou v obr. teoretické vývoje aktivit stanovené podle zákona radioaktivní přeměny (viz oddíl 7.5).



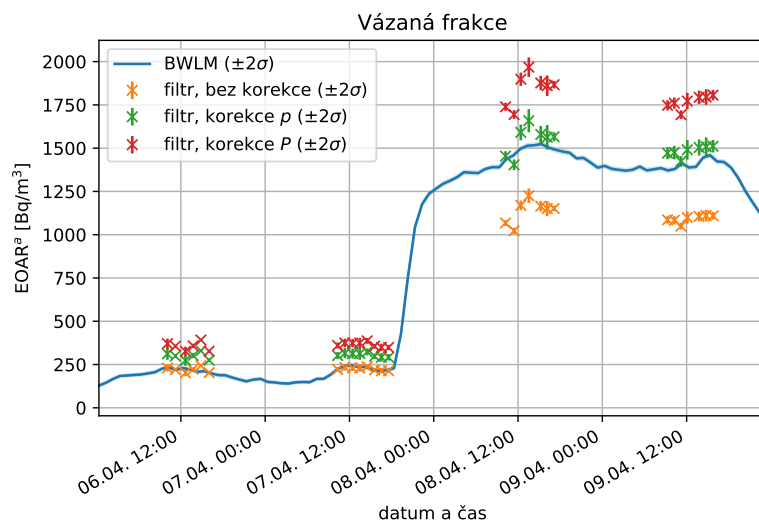
Obr. 6: Vypočítané hodnoty poměrů $p_{4,5}$ z tab. 1 (a) zobrazené jednotlivě; (b) zobrazené v boxplotu.

Příloha 5: Vývoje veličin stanovených z měření z kap. 9

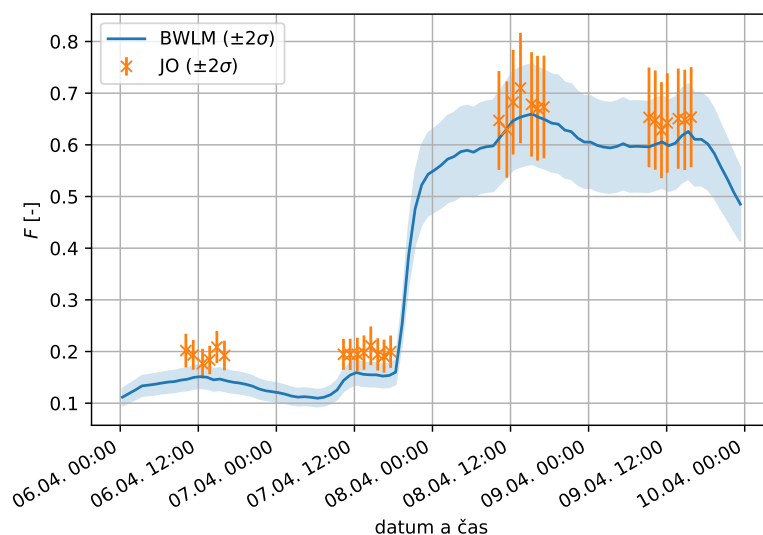
Radonové pole – první měření



Obr. 7: EOAR^u určené z jednorázových odběrů (JO) a z kontinuálního monitoru BWLM PLUS 2S. Pro srovnání jsou uvedeny hodnoty vypočítané z jednorázových odběrů bez použití korekčních faktorů p a s jejich použitím.

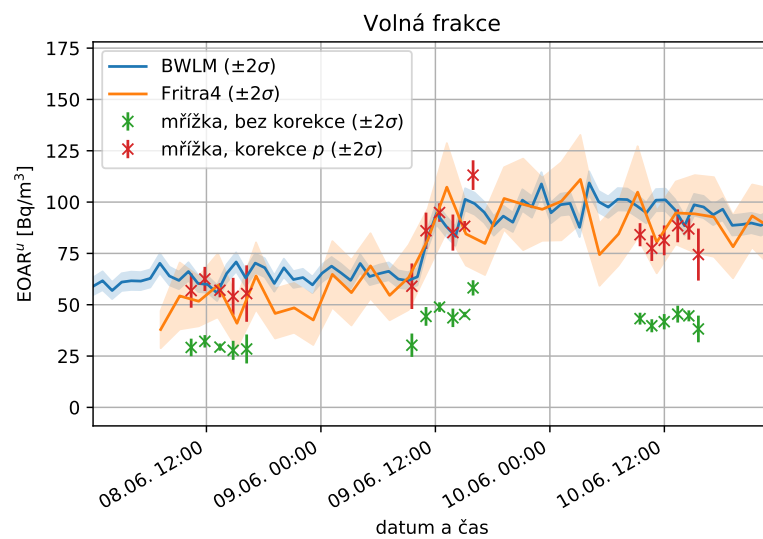


Obr. 8: $EOAR^a$ určené z jednorázových odběrů (JO) a z kontinuálního monitoru BWLM PLUS 2S. Pro srovnání uvedeny hodnoty vypočítané z jednorázových odběrů bez použití korekčních faktorů p a s jejich použitím. Navíc jsou zde uvedeny i hodnoty $EOAR$ vypočítané při použití korekčních faktorů p získaných způsobem souběžného měření (vysvětlení viz oddíl 8.4.3); ve shodě s předešlým textem jsou tyto korekční faktory značeny jako P .

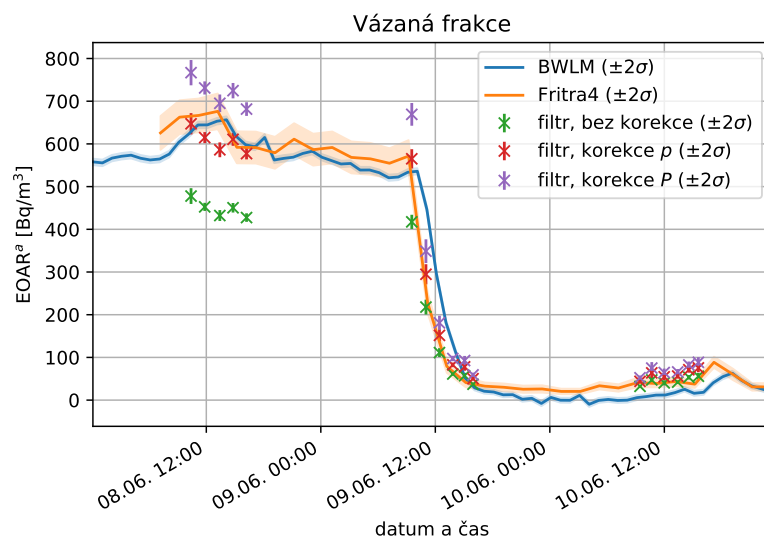


Obr. 9: F_{Rn} určené z dat naměřených jednorázovými odběry (při použití poměrů $p_{1,2,3}$) a BWLM PLUS 2S.

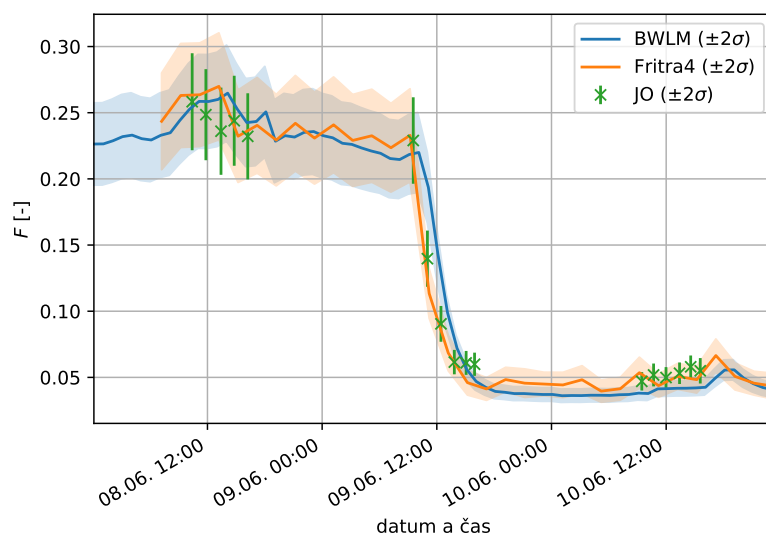
Radonové pole – druhé měření



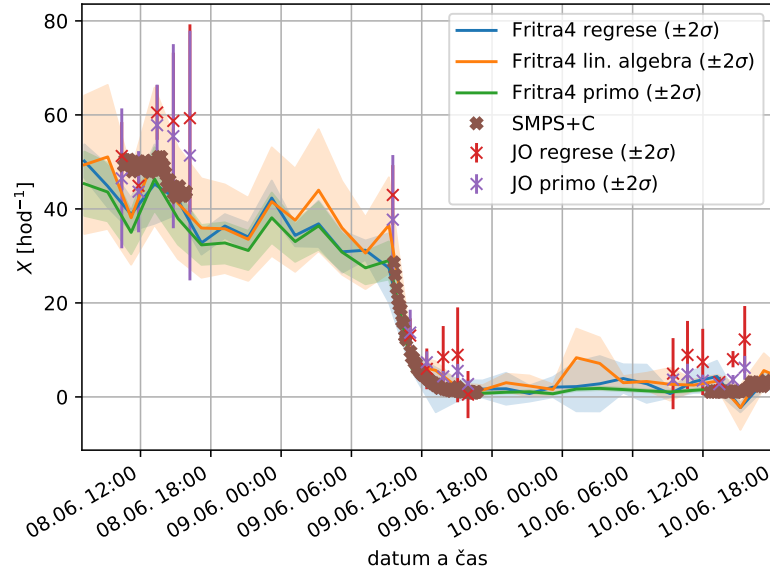
Obr. 10: EOAR^u určené z jednorázových odběrů (JO) a z kontinuálních monitorů BWLM PLUS 2S a Fritra 4. Pro srovnání jsou uvedeny hodnoty vypočítané z jednorázových odběrů bez použití korekčních faktorů p a s jejich použitím.



Obr. 11: $EOAR^a$ určené z jednorázových odběrů (JO) a z kontinuálních monitorů BWLM PLUS 2S a Fritra 4. Pro srovnání uvedeny hodnoty vypočítané z jednorázových odběrů bez použití korekčních faktorů p a s jejich použitím. Navíc jsou zde uvedeny i hodnoty $EOAR$ vypočítané při použití korekčních faktorů p získaných způsobem souběžného měření (fialové body; vysvětlení viz oddíl 8.4.3).



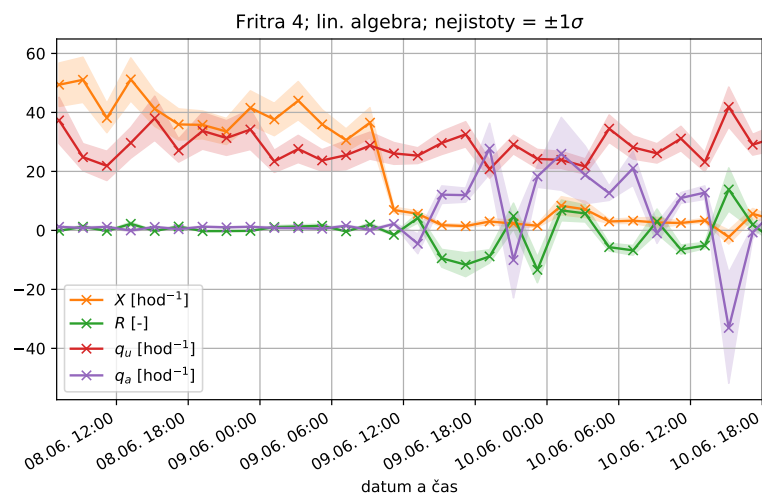
Obr. 12: F_{Rn} určené z dat naměřených jednorázovými odběry (při použití poměrů $p_{1,2,3}$), BWLM PLUS 2S a Fritrou 4.



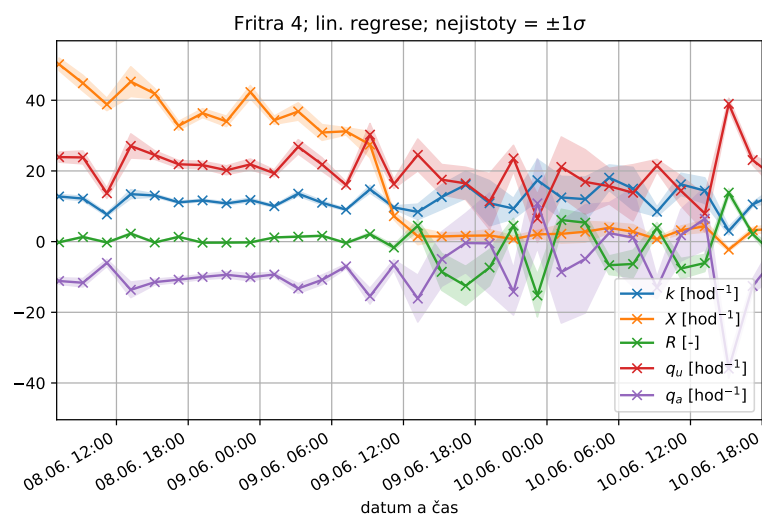
Obr. 13: X určené následujícími způsoby: pomocí vztahu (3.1) za použití dat ze spektrometru SMPS+C; řešením Jacobi-Porstendörferova modelu lineární regrese a metodami lineární algebry (viz oddíl 3.2.2) za použití dat z jednorázových odběrů (JO) a monitoru Fritra 4; použitím vztahu (3.9) pro data z JO a Fritry 4 (ozn. Fritra4 primo, resp. JO primo). Tyto výsledky jsou také uvedeny v tab. 2.

Tab. 2: Tabeleární forma stanovených hodnot X [hod⁻¹] několika přístupů z obr. 13. Značení je stejné. Uvedené nejistoty jsou rovny jedné směrodatné odchylce.

datum a čas	JO			Fritra			SMPS+C
	regrese	lin. algebra	přímo	regrese	lin. algebra	přímo	
08.06. 10:24	51.3 ± 3,6	36 ± 20	46.5 ± 7,4	41.2 ± 1,9	43.3 ± 6,1	38.4 ± 5,3	
08.06. 11:50	44.9 ± 1,0	38 ± 6	43.7 ± 4,3	40.9 ± 2,5	42.3 ± 5,7	38.6 ± 5,3	48,7
08.06. 13:25	60.5 ± 2,9	63 ± 84	57.8 ± 4,3	44.9 ± 3,9	50.1 ± 7,2	45.5 ± 6,6	50,9
08.06. 14:48	58.7 ± 7,3	56 ± 15	55.5 ± 9,8	42.6 ± 2,0	43.2 ± 6,2	39.6 ± 5,8	43,6
08.06. 16:13	59.3 ± 10,0	73 ± 257	51.4 ± 13,3	37.2 ± 1,4	38.5 ± 5,6	35.1 ± 4,9	43,4
<i>průměr 08.06.</i>	<i>54.9 ± 2.6</i>	<i>53 ± 54</i>	<i>51.0 ± 3.9</i>	<i>41.4 ± 1.1</i>	<i>43.5 ± 2.8</i>	<i>39.4 ± 2.5</i>	
09.06. 09:32	43.0 ± 3,2	-75 ± 1493	37.7 ± 6,9	24.1 ± 3,2	31.6 ± 4,4	25.2 ± 3,5	28,7
09.06. 11:01	13.1 ± 1,8	11 ± 3	13.7 ± 2,4	9.1 ± 1,2	9.6 ± 1,3	8.1 ± 1,1	9,8
09.06. 12:26	6.0 ± 2,2	3 ± 5	7.4 ± 1,2	3.7 ± 1,8	6.1 ± 1,0	4.4 ± 0,7	3,9
09.06. 13:50	8.5 ± 3,3	16 ± 5	4.4 ± 0,6	1.5 ± 2,0	4.4 ± 0,8	2.6 ± 0,5	1,7
09.06. 15:04	9.0 ± 5,0	71 ± 52	5.5 ± 0,8	1.5 ± 1,1	2.0 ± 0,6	1.1 ± 0,3	2,0
09.06. 15:57	0.5 ± 2,5	16 ± 118	2.7 ± 0,3	1.5 ± 1,0	1.7 ± 0,6	0.9 ± 0,3	1,1
<i>průměr 09.06.</i>	<i>13.3 ± 1.3</i>	<i>7 ± 250</i>	<i>11.9 ± 1.3</i>	<i>6.9 ± 0.8</i>	<i>9.2 ± 0.8</i>	<i>7.0 ± 0.6</i>	<i>7,9</i>
10.06. 09:27	4.9 ± 3,8	-10 ± 11	3.7 ± 0,5	1.0 ± 0,5	2.7 ± 1,6	1.1 ± 0,3	1,0
10.06. 10:41	8.9 ± 3,6	31 ± 45	4.8 ± 1,1	2.6 ± 1,0	2.6 ± 0,9	1.3 ± 0,3	1,0
10.06. 11:59	7.4 ± 3,5	35 ± 31	3.5 ± 0,6	3.7 ± 1,4	2.8 ± 0,6	1.5 ± 0,3	1,0
10.06. 13:24	3.2 ± 0,6	-1 ± 12	2.7 ± 0,5	3.7 ± 1,5	2.8 ± 0,8	1.7 ± 0,3	1,1
10.06. 14:34	8.0 ± 0,9	8 ± 3	3.7 ± 0,5	-0.2 ± 0,9	-0.5 ± 1,8	1.6 ± 0,4	1,1
10.06. 15:34	12.2 ± 3,6	51 ± 172	6.2 ± 1,3	-1.3 ± 0,6	-0.8 ± 2,3	2.0 ± 0,4	1,4
<i>průměr 10.06.</i>	<i>7.5 ± 1.2</i>	<i>19 ± 30</i>	<i>4.1 ± 0.3</i>	<i>1.6 ± 0.4</i>	<i>1.6 ± 0.6</i>	<i>1.5 ± 0.1</i>	<i>1,1</i>



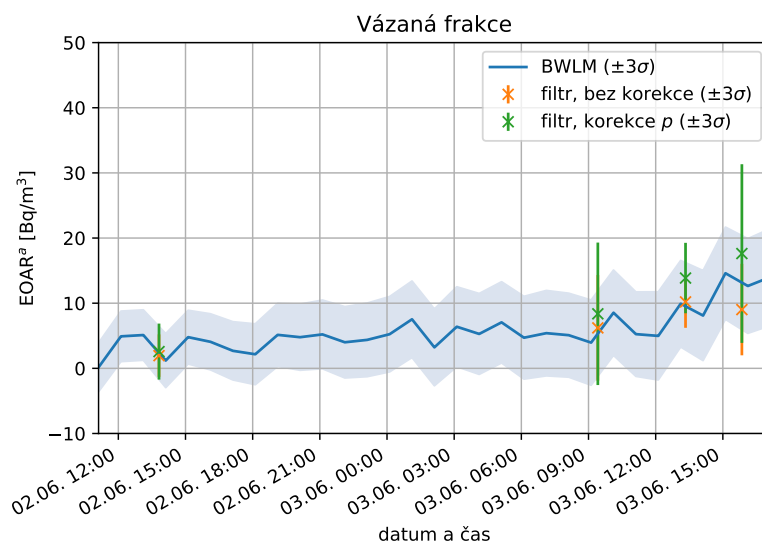
(a)



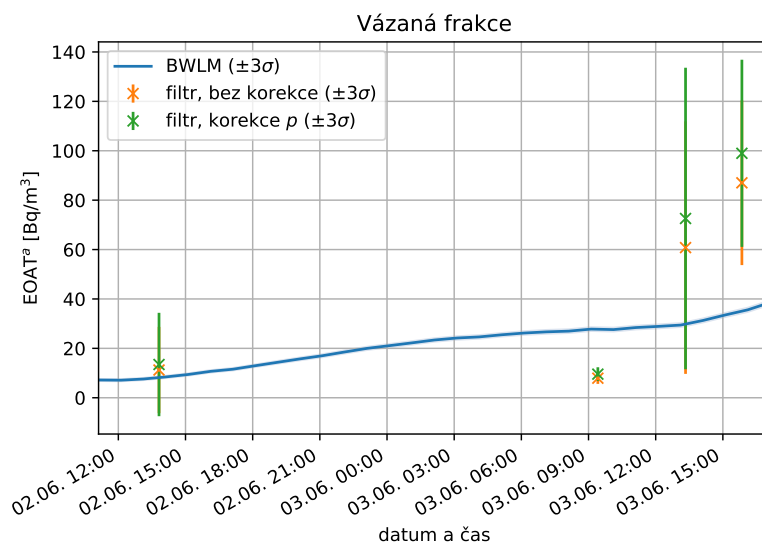
(b)

Obr. 14: Parametry Jacobi Porstendörferova modelu vypočítané (a) pomocí metod lineární algebr a (b) lineární regrese. Byla použita data naměřená monitorem Fritra 4. Uvedené výpočetní metody jsou popsány v oddíle 3.2.2.

Směsné pole – první měření

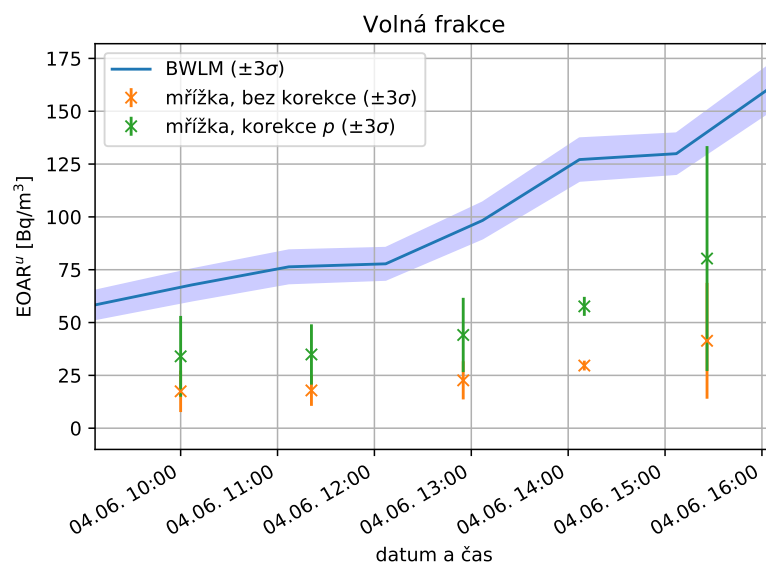


Obr. 15: Vypočítané hodnoty EOAR^a z dat naměřených monitorem BWLM PLUS 2S a jednorázovými odběry (JO).

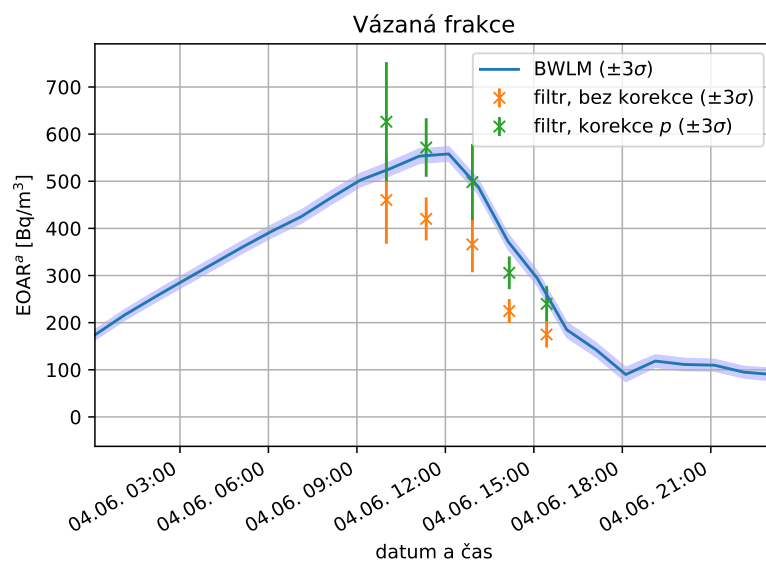


Obr. 16: Vypočítané hodnoty EOAT^a z dat naměřených monitorem BWLM PLUS 2S a jednorázovými odběry (JO).

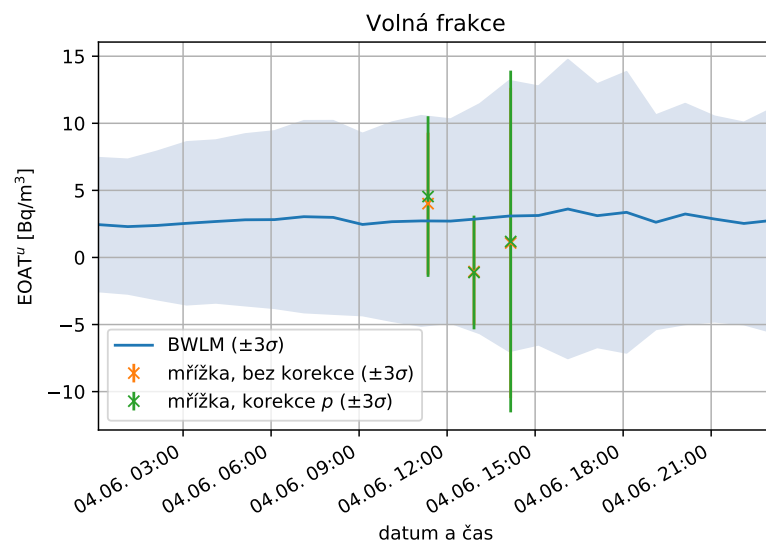
Směsné pole – druhé měření



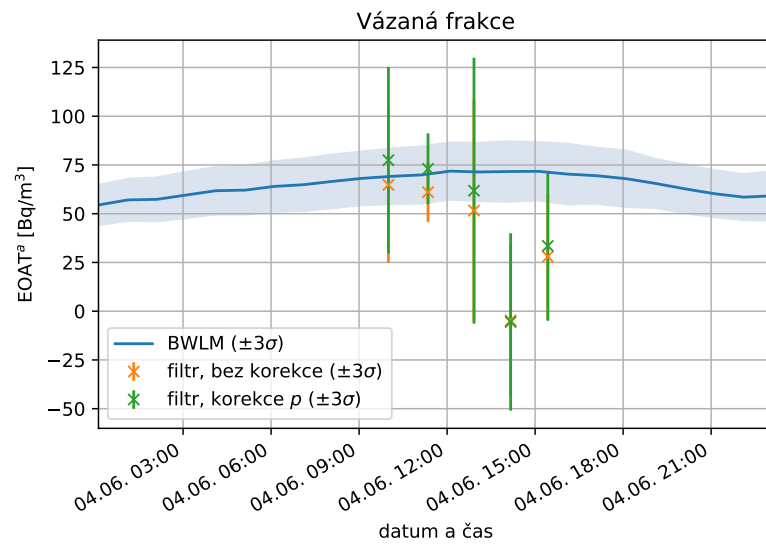
Obr. 17: Vypočítané hodnoty $EOAR^u$.



Obr. 18: Vypočítané hodnoty $EOAR^a$.



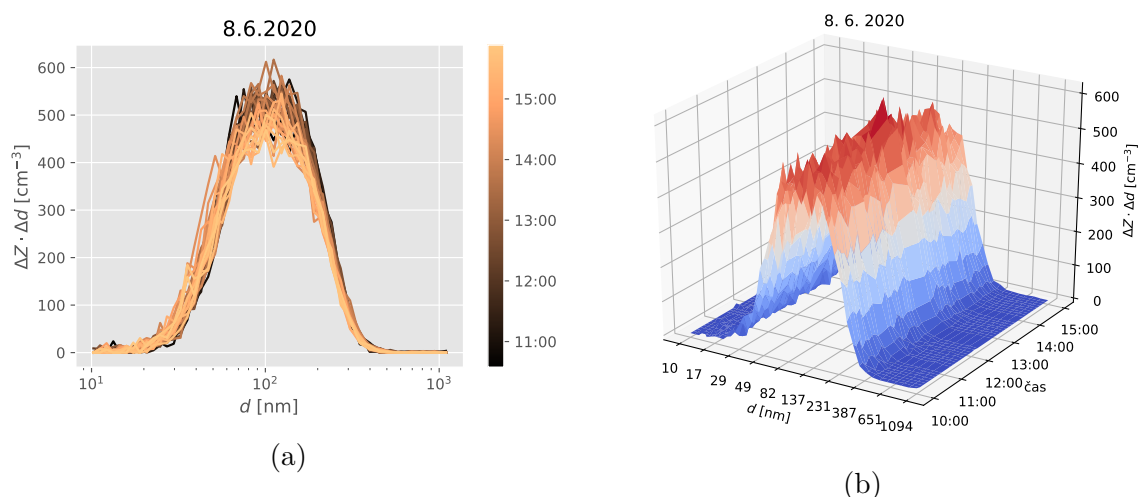
Obr. 19: Vypočítané hodnoty $EOAT^u$.



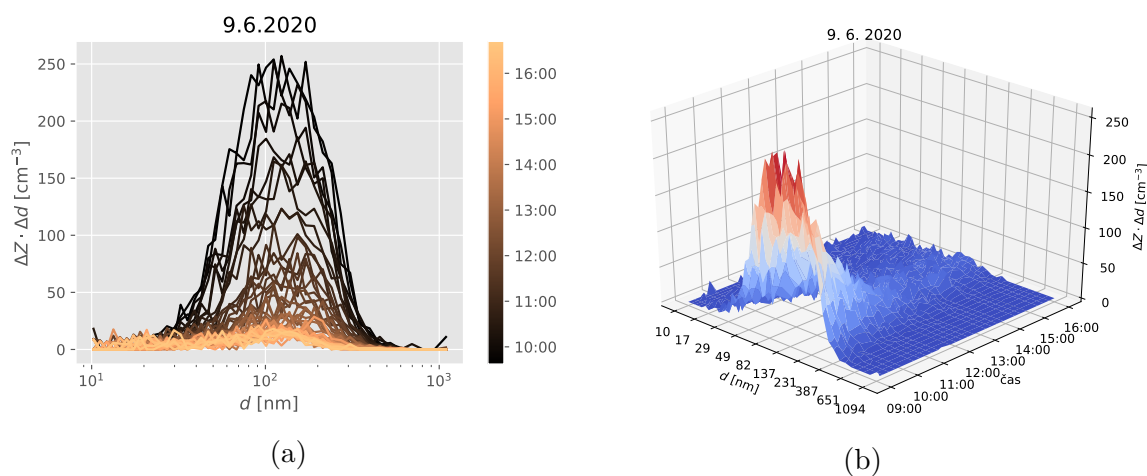
Obr. 20: Vypočítané hodnoty $EOAT^a$.

Příloha 6: Naměřená neaktivní spektra aerosolů (měření z kap. 9)

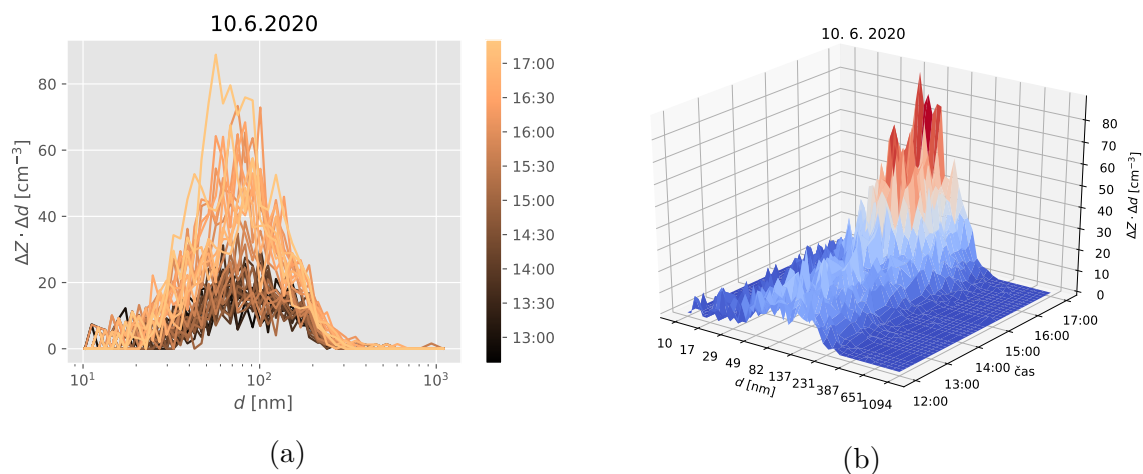
Radonové pole – druhé měření



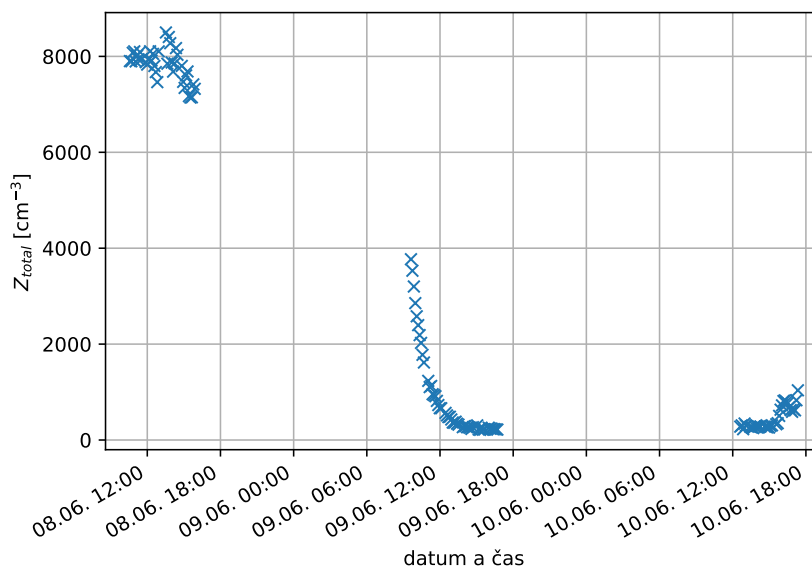
Obr. 21: Zobrazení $Z(d)$ naměřených 8. 6. 2020 ve formě: (a) 2D; (b) 3D.



Obr. 22: Zobrazení $Z(d)$ naměřených 9. 6. 2020 ve formě: (a) 2D; (b) 3D.

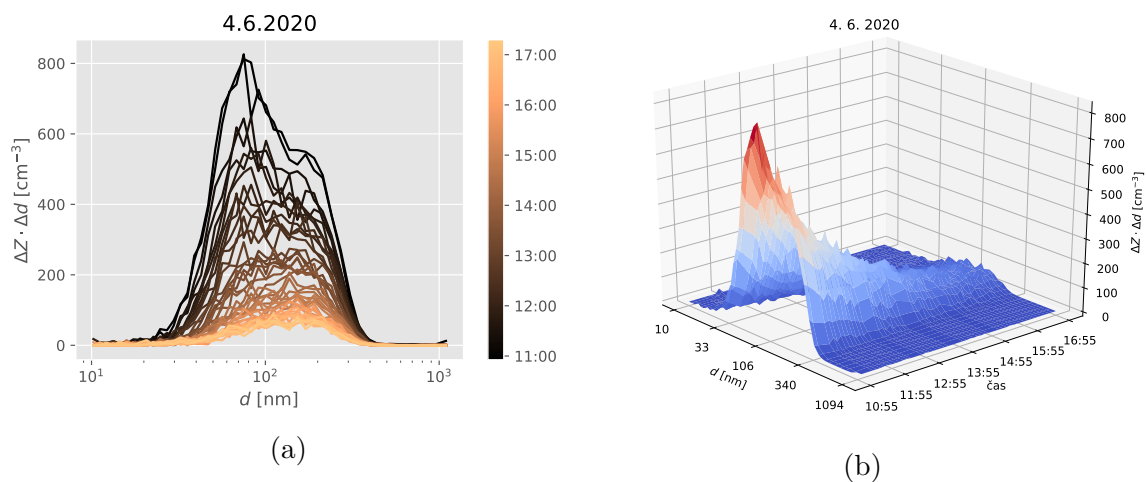


Obr. 23: Zobrazení naměřených $Z(d)$ naměřených 10. 6. 2020 ve formě: (a) 2D; (b) 3D.

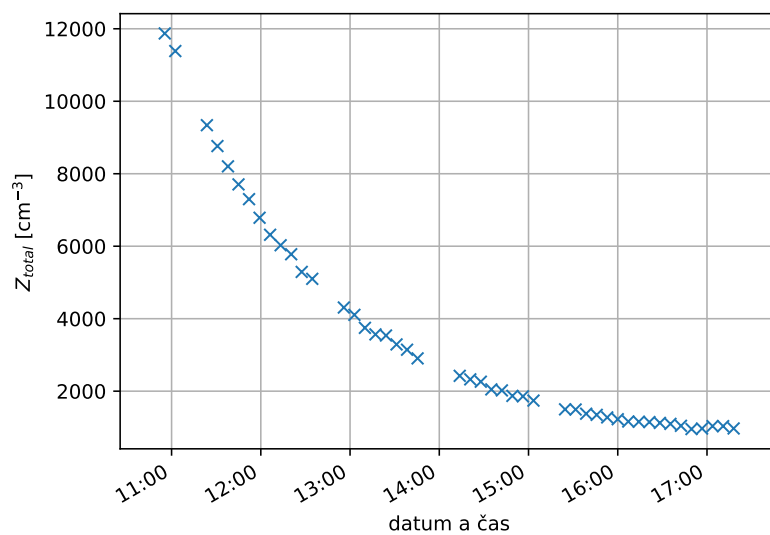


Obr. 24: Vývoj Z v komoře.

Směsné pole – druhé měření



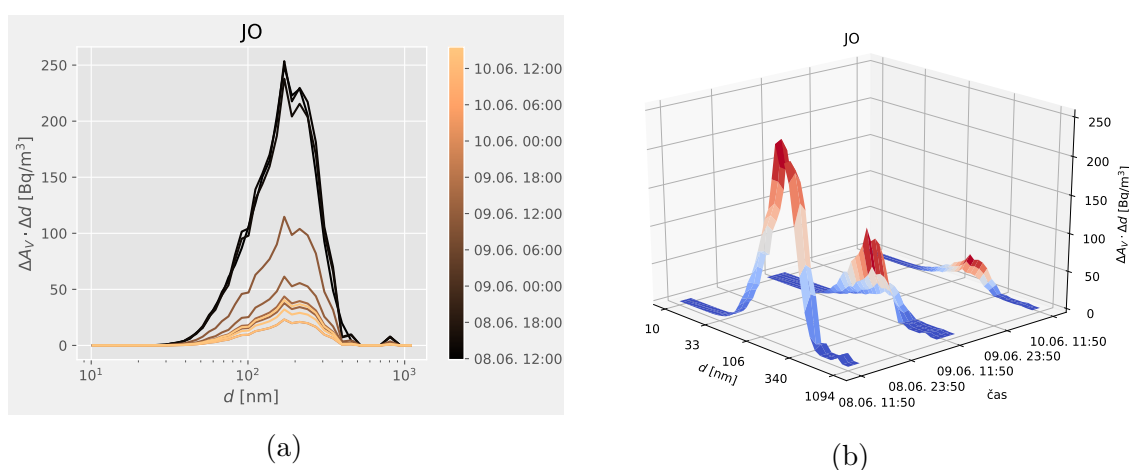
Obr. 25: Zobrazení $Z(d)$ naměřených 4. 6. 2020 ve formě: (a) 2D; (b) 3D.



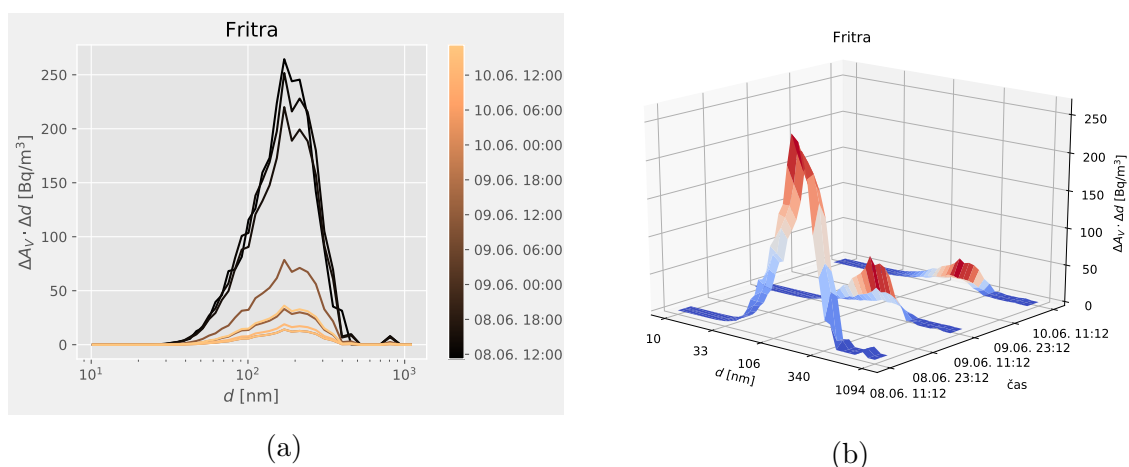
Obr. 26: Vývoj Z v komoře 4. 6. 2020.

Příloha 7: Vypočítaná aktivní spektra aerosolů (měření z kap. 9)

Radonové pole – druhé měření



Obr. 27: Spektra $A_V^a(d)$ vypočítaná ze vztahu (3.18) za použití dat z jednorázových odběrů (JO) ve (a) 2D formě; (b) 3D formě.



Obr. 28: Spektra $A_V^a(d)$ vypočítaná ze vztahu (3.18) za použití dat z monitoru Fritra 4 ve (a) 2D formě; (b) 3D formě.