

Radon i kælderrum

Martin Geisler

6. maj 2001

Indhold

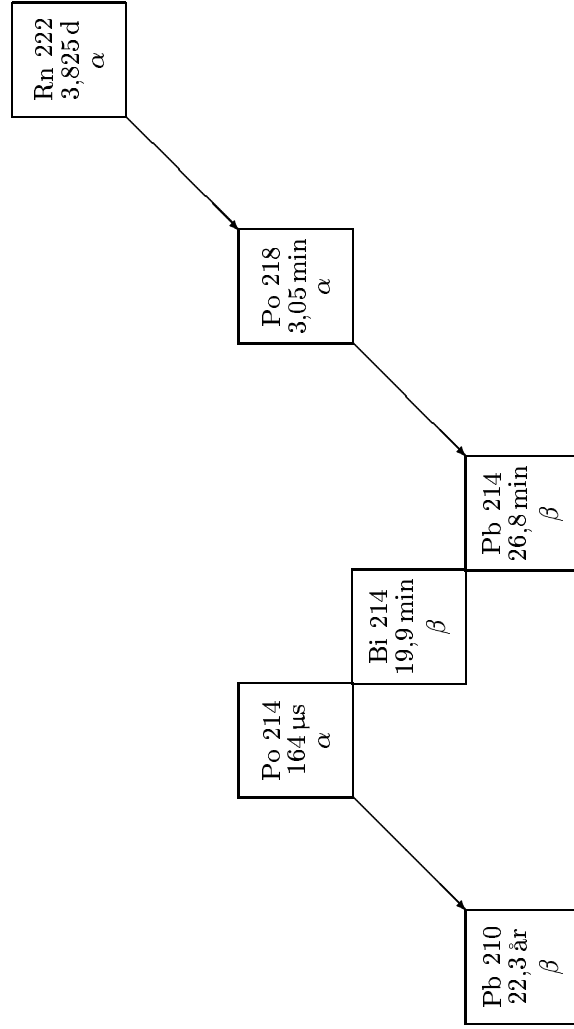
1	Formål	1
2	Teori	1
3	Udførelse	3
4	Forventet stråling	3
4.1	Antal kerner i ligevægtssituationen	3
4.2	Simulering af henfald	5
4.3	Tolkning af diagrammerne	6
4.4	Bestemmelse af halveringstiden	7
5	Behandling af forsøgsresultater	8
6	Fejldiskussion	9
6.1	Det halv-stabile Pb-210	9
7	Konklusion	11

1 Formål

Vi vil gerne undersøge de radioaktive henfald i støv fra et kælderrum. Disse henfald stammer fra den radioaktive luftart radon som siver op fra undergrunden, og som derfor findes i særlig stor koncentration i kælderrum med stillestående luft.

2 Teori

Uran-238 findes i jord og byggematerialer. Efter flere henfald opstår der af U-238 Radon-222, som er en usynlig gas uden lugt. Rn-222 findes derfor i rum med dårlig ventilation, typisk kælderrum, hvor dens døtre binder sig til støv og andet skidt. (Kælderrum er jo ofte både dårligt ventilerede og har tæt forbindelse til byggematerialer og jorden under huset.) Rn-222 er radioaktiv ligesom U-238 og figur 1 på den følgende side viser dens henfald indtil Pb-210 (bly), hvis halveringstid er så lang at den er svær at måle med vores udstyr når man kun har små mængder.



Figur 1: Henfaldsrække der viser hvordan radon henfalder til bly. Under hvert stof er halveringstiden, $T_{1/2}$ for stoffet anført, sammen med typen af det radioaktive henfald. Rækken stopper ved Pb-210 (bly) da dette stof er så stabilt, at vi ikke kan måle henfaldene ved dette forsøg.

I de senere år er helse-fysikere blevet mere opmærksomme på at Rn-222 kan være en sundhedsrisiko. I denne øvelse vil vi prøve at måle på støv fra skolens kælderrum for at se om vi kan spore nogle af Rn-222s døtre.

3 Udførelse

Vi folder et stykke gaze-bind tre-fire gange, anbringer det foran en støvsuger-slange og lader støvsugeren suge en lille times tid i et af skolens kælderrum.

Imens skal vi måle baggrundsstrålingen i fysiklokalet. Det gør vi ved at sætte Geiger-Müller-rørets tæller på ∞ , starte tælleren og måle tiden på et ur mens vi samler støv i kælderen.

Med støvsugeren opfanger vi støv med Rn-222's døtre, altså stofferne på figuren. Gaze-bindet sætter vi med tape fast på en plade, og så måler vi med Geiger-Müller-røret på støvet. Det vi måler er de henfald der fremgår af figur 1 på foregående side, dog får vi hovedsageligt fat i henfald efter Po-218; Po-218 er nemlig så hurtig (3,05 min) at det meste nok er henfaldet inden vi når op i fysiklokalet med støvet.

Men vi kan måle de følgende henfald, og som det også fremgår af skemaet, måler vi både nogle α - og β -henfald. Dem vil vi have adskilt i vores målinger, og det gør vi ved at udnytte at α -stråler ikke har ret lang rækkevidde, modsat β -strålers noget længere rækkevidde. Vi udnytter denne forskel således idet vi får tre forskellige målinger:

- a Baggrundsstrålingen.
- b Støvet i gazebindet. Nu detekterer vi α -, β - og baggrundsstråling.
- c Støvet i gazebindet målt med et stykke aluminiumsfolie mellem støvet og Geiger-Müller-røret. Aluminiumsfoliet standser α -stråling, men lader β - og baggrundsstråling passere.

a laver vi første én gang for alle, b og c laver vi for 60 s ad gangen i en time. Således har vi to målinger for hver 120 s. Notér alle målinger ned.

4 Forventet stråling

Vi starter med at lave nogle teoretiske overvejelser, før vi ser på de faktiske måledata.

4.1 Antal kerner i ligevægtssituationen

I kælderrummet er der en ligevægtstilstand. Dvs. at der hele tiden tilføres lige så meget Rn-222 som der henfalder. At det forholder sig sådan, kan man indse på denne måde: Hvis der ikke blev tilført lige så meget af et stof som der henfalder, ville stoffet enten helt forsvinde med tiden, eller det ville til sidst helt fylde rummet. Dette gælder *alle* stofferne i rækken af henfald. Hvis vi antager at der fx tilføres 1000 Rn-222 kerner i minuttet, henfalder der også 1000. Herved opstår der 1000 Po-218 kerner i minuttet, og igen henfalder der lige så mange. Herved opstår der 1000 Pb-214 i minuttet osv. osv.

Min.	Uden	Med	α	β	Min.	Uden	Med	α	β
1	177		0	0	26		2825		65.52
2		271		79.52	27	2940		31	
3	387		17		28		3028		73.52
4		491		89.52	29	3145		34	
5	620		21.5		30		3223		63.52
6		731		96.52	31	3305		8	
7	868		21.5		32		3375		55.52
8		988		105.52	33	3475		28	
9	1116		18		34		3549		59.52
10		1216		85.52	35	3633		10	
11	1352		37		36		3707		59.52
12		1450		83.52	37	3788		9.5	
13	1566		21		38		3857		54.52
14		1658		77.52	39	3940		10	
15	1756		5.5		40		4017		62.52
16		1849		78.52	41	4096		5	
17	1961		14.5		42		4167		56.52
18		2063		87.52	43	4250		14	
19	2166		2		44		4317		52.52
20		2266		85.52	45	4382			
21	2364		1		46		4456		59.52
22		2458		79.52	47	4533		7.5	
23	2564		22.5		48		4598		50.52
24		2637		58.52	49	4673		11.5	
25	2745		31.5		50		4735		47.52

Tabel 1: Vores måledata sammen med de beregnede α - og β -henfald. Tiden måles i minutter, og antallet af impulser findes én af kolonnerne “Med” eller “Uden”, da vi skiftevis målte med og uden aluminiumspladen.

Aktiviteten af de forskellige stoffer er altså den samme, hvilket vi kan bruge til at udregne hvor mange kerner der vil være af hver slags, ved ligevægtssituationen. Antallet af kerner af stoffet X vil må være givet ved:

$$A_X = k_X N_X \Leftrightarrow N_X = \frac{A_X}{k_X} \quad (1)$$

hvor A_X er aktiviteten, N_X er antallet af kerner og k_X er henfaldskonstanten, der er givet ved udtrykket:

$$k = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (2)$$

Hvis vi antager at der tilføres 10.000 radonatomer hvert minut, kan vi udregne antallet af radonkerner i ligevægtssituationen således:

$$\begin{aligned} N_{\text{Rn-222}} &= \frac{10000/\text{min}}{126 \cdot 10^{-6} \text{ min}^{-1}} \\ &= 7,95 \cdot 10^7 \end{aligned} \quad (3)$$

På samme måde udregner vi de andre tal i tabel 2.

Stof	Halveringstid, $T_{1/2}$	Henfaldskonstant, k	Ved ligevægt N_X
Rn-222	5508 min	$126 \cdot 10^{-6} \text{ min}^{-1}$	$7,946 \cdot 10^7$
Po-218	3,05 min	$227 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1}$	$4,400 \cdot 10^4$
Pb-214	26,8 min	$25,9 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1}$	$3,866 \cdot 10^5$
Bi-214	19,9 min	$34,8 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1}$	$2,871 \cdot 10^5$
Po-214	$2,73 \cdot 10^{-6} \text{ min}$	$253,6 \cdot 10^6 \text{ min}^{-1}$	$3,943 \cdot 10^{-2}$
Pb-210	$1,7 \cdot 10^6 \text{ min}$	0 min^{-1}	Stigende

Tabel 2: Halveringstid, $T_{1/2}$, henfaldskonstant, k og antallet af kerner ved ligevægtssituationen, N_X , for radon og dens døtre.

Vi ser, at tallene i tabel 2 er de samme som dem vi finder øverst i det vedlagte regneark. Jeg har sat antallet af kerner fra Pb-210 til at være "stigende", da ligevægtssituationen endnu ikke har indfundet sig for disse kerner. Det vil jeg vende tilbage til i afsnit 6.1 på side 9.

4.2 Simulering af henfald

Vi regner med at vi har fået kerner med i samme forhold som de bør findes i kælderen, hvilket vi lige har beregnet. Efter vi har fjernet gaze-bindet fra kælderen, tilføres der ikke flere Rn-222 kerner. Derfor vil de radioaktive kerner efterhånden forsvinde. Med et regneark kan vi opstille en model for henfaldet. I hvert lille tidsrum Δt henfalder der $N_{\text{Po-218}} k_{\text{Po-218}} \Delta t$ af Po-218 kernerne. Disse kerner bliver til Pb-214. Men samtidig forsvinder der en del af disse kerner, også bestemt ved $N_{\text{Pb-214}} k_{\text{Pb-214}} \Delta t$, osv. . .

Som et eksempel, kan vi udføre beregningerne der viser antallet af α - og β -henfald i de første 15 sekunder. Der dannes en α -partikel når Po-218 og Po-214 henfalder. Da vi kun fik støv med op med datterkernerne, skal vi altså ikke tælle Rn-222 med.

Vi antager at der henfalder 2.500 kerner i de første 15 sekunder, da der skulle henfalde 10.000 i løbet af alle 60 sekunder. Vi har hermed sagt, at aktiviteten er konstant, hvilket den selvfølgelig ikke er i virkeligheden, da antallet af kerner falder i løbet af de 60 sekunder. Vores beregninger giver altså et tal, der er lidt for lille.

Som sagt, så henfalder der 2.500 Po-218 kerner. Da der ikke er nogen kerne, der henfalder til Po-218, vil der være 2.500 færre kerner når der er gået 15 sekunder. Der imod ændres antallet af Pb-214, Bi-214 og Po-214 sig ikke i det første minut, da der bliver dannet lige så mange kerner, som der henfalder. Endstationen bliver sidste kerne i rækken, Pb-210, da denne kerne har en så lang halveringstid (22,3 r) at vi kan se bort fra disse henfald.

Ved disse reaktioner er der blevet udsendt i alt 5.000 α -partikler og 5.000 β -partikler.

Vi kan så se på, hvordan tingene udvikler sig fra tiden 15 s til 30 s. Da vi nu har bevæget os væk fra ligevægtssituationen, skal vi til at regne på tingene:

$$\begin{aligned} N_\alpha &= (N_{\text{Po-218}} k_{\text{Po-218}} + N_{\text{Bi-214}} k_{\text{Bi-214}}) \Delta t \\ &= ((4,400 \cdot 10^4 - 2500) \cdot 227 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1} + \\ &\quad 2,871 \cdot 10^5 \cdot 34,8 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1}) \cdot 0,25 \text{ min} \\ &= 4858 \end{aligned} \tag{4}$$

Det kan undre, at vi har brugt $N_{\text{Bi-214}}$ i stedet for $N_{\text{Po-214}}$, men det skyldes at halveringstiden er så kort for Po-214, kun 164 μs , at man ikke kan bestemme aktiviteten ved hjælp af $N_{\text{Po-214}} k_{\text{Po-214}} \Delta t$ når Δt som i vores tilfælde er 0,25 min. eller deromkring; for at finde aktiviteten på denne måde, skal det nemlig gælde at $\Delta t \ll T_{1/2}$.

Men fordi Po-214 henfalder så hurtigt, kommer denne kernes henfald lige efter Bi-214's henfald; derfor kan vi bruge tallet for Bi-214 når vi skal beregne α -aktiviteten fra Po-214. Det er derfor at man ikke finder en kolonne til Po-214 i regnearket.

Ser vi på β -henfaldene, skal vi regne på Pb-214 og Bi-214. Men da antallet af kerner for disse to stoffer stadig er det samme som i ligevægtssituationen, får vi igen 5.000 β -henfald.

Alt i alt, så er der henfaldet 2.358 Po-218 kerner, da Bi-214 udgjorde 2.500 ud af de 4.858 kerner der henfaldt under udsendelse af en α -partikel. Der er kommet i alt 5.000 Pb-210 kerner på det halve minut der er gået siden vi satte forsøget i gang.

Som allerede nævnt, så kommer der en fejl i vores beregninger, fordi vi regner aktiviteten for konstant igennem hele Δt . Det betyder at vores tal bliver lidt for små, idet vi ikke tager hensyn til, at aktiviteten falder lidt i Δt .

En oplagt måde at reducere fejlen på, ville være at gøre Δt mindre. Men hvis man ser på "kontrol-regnearket", opdager man, at det ikke har betydet noget særligt for tallene, at Δt der er sat til kun 0,05 min.

4.3 Tolkning af diagrammerne

Ser vi først på diagrammet der viser os antallet af kerner, fremgår det, at Po-218 kernerne hurtigt forsvinder. I løbet af de første 25 minutter, er næsten alle kernerne henfaldet til Pb-214, da der ikke bliver tilført nye kerner og halveringstiden kun er 3,05 min.

Da Pb-214 bliver skabt når Po-218 henfalder, skulle faldet i antallet af Pb-214-kerner ikke være så stort i starten, men da der kun var et meget ringe antal Po-218 kerner til at starte med, betyder det ikke så meget.

Kurven for Bi-214 starter mere fladt end de andre, da Bi-214 er en datterkerne af Pb-214. Der er mange Pb-214-kerner til at starte med, og disse kerner henfalder også rimelig hurtigt i forhold til Bi-214-kernernes tempo. Men efterhånden som Pb-214 henfalder, mindskes antallet af Bi-214-kerner også.

Diagrammet med den semilogaritmiske akse, fortæller os hvordan aktiviteten udvikler sig. Vi kan se, at den totale aktivitet falder pænt efter en eksponentiel udvikling, da punkterne omtrent ligger på en ret linie i koordinatsystemet.

α -strålingen falder først hurtigt, og begynder derefter at flade langsomt ud. Det hurtige fald i starten skyldes det hurtige henfald af Po-218. I løbet af den tid det tager, før vi når op i fysiklokalet, er mindst halvdelen af Po-218-kernerne henfaldet, og resten følger hurtigt efter, sådan som vi så det på det første diagram.

Derefter er det faktisk kun Po-214 der laver α -stråling. Da disse kerner henfalder næsten øjeblikkeligt, bliver udsendelsen af α -stråling koblet til henfaldet af Bi-214, der støt og rolig henfalder til Po-214.

Kurven der beskriver β -strålingen falder mere jævnt i forhold til den for α -strålingen. Det skyldes, at de to β -radioaktive kerner (Pb-214 og Bi-214) begge findes i store mængder, og at begge kerner har rimelig lange halveringstider.

Jo længere tid der går, desto hurtigere aftager kurven for β -strålingen. Dette skyldes at antallet af Pb-214-kerner falder hurtigere, når først Po-218-kernerne er brugt op.

4.4 Bestemmelse af halveringstiden

Vi vil nu bestemme halveringstiden for α - og β -strålingen. Efter omkring 75 minutter aftager aktiviteten pænt eksponentielt som funktion af tiden, hvilket ses ved at kurverne er rette linier i det semilogaritmiske koordinatsystem.

Vi vælger så to tilfældige punkter (x_1, y_1) og (x_2, y_2) . Ud fra disse punkter kan vi finde henfaldskonstanten k :

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= y_0 e^{-kx_1} \\ y_2 &= y_0 e^{-kx_2} \end{aligned} \right\} \Leftrightarrow$$

$$\frac{y_1}{y_2} = \frac{y_0 e^{-kx_1}}{y_0 e^{-kx_2}} \Leftrightarrow$$

$$\frac{y_1}{y_2} = e^{k(x_2 - x_1)} \Leftrightarrow \tag{5}$$

$$\ln\left(\frac{y_1}{y_2}\right) = k(x_2 - x_1) \Leftrightarrow$$

$$k = \frac{\ln y_1 - \ln y_2}{x_2 - x_1}$$

Vi punkterne (75 min, 947) og (200 min, 53) til at bestemme halveringstiden for α -stråling. Henfaldskonstanten k_α bliver så:

$$k_\alpha = \frac{\ln 947 - \ln 53}{200 \text{ min} - 75 \text{ min}} = 0,023 \text{ min}^{-1} \tag{6}$$

Vi kan så finde halveringstiden:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{k_\alpha} = \frac{\ln 2}{0,023 \text{ min}^{-1}} = 30 \text{ min} \quad (7)$$

På tilsvarende måde bruger vi punkterne (75 min, 1350) og (200 min, 69) til at finde halveringstiden for β -stråling:

$$k_\beta = \frac{\ln 1350 - \ln 69}{200 \text{ min} - 75 \text{ min}} = 0,024 \text{ min}^{-1}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{k_\beta} = \frac{\ln 2}{0,024 \text{ min}^{-1}} = 29 \text{ min} \quad (8)$$

Det er ikke overraskende, at de to halveringstider nærmest er identiske, da vi allerede har været inde på, at α -henfaldene er koblet tæt sammen med Bi-214-henfaldene.

5 Behandling af forsøgsresultater

Nu hvor vi har behandlet forsøget på et teoretisk plan, kan vi så gå videre og se på de faktiske måleresultater.

Som altid, målte vi baggrundsstrålingen. Vi fin 181 impulser på 12,5 min, hvilket svarer til $14,5 \text{ min}^{-1}$.

Vi kan så finde β -strålingen ud fra vores tælleantal. Det kan vi gøre, fordi det kun er β - og baggrundsstrålingen der kan trænge igennem aluminiumspladen vi skærmede Geiger-Müllerrøret med. Der kan dog også forekomme γ -stråling, men da Geiger-Müllerrøret er meget lidt følsomt overfor γ -stråling, regner vi med, at denne stråling forsvinder i den statistiske usikkerhed.

Når vi skal beregne antallet af β -partiker i en periode, ser vi på forskellen mellem perioden uden afskærmning og perioden med afskærmning. F.eks. havde der været 1.116 impulser efter 9 minutter. Så satte vi aluminiumspladen for, og tælleren nåede så op på 1.216 impulser et minut senere. Der kom altså 100 impulser i det minut — trækker vi baggrundsstrålingen fra, må de resterende 85,5 impulser stamme fra β -henfald:

$$N_{10 \text{ min}_\beta} = N_{10 \text{ min}} - N_{9 \text{ min}} - N_{\text{baggrund}}$$

$$= 1216 - 1116 - 14,5 = 85,48 \quad (9)$$

Når vi skal beregne α -henfaldene, starter vi med et tælleantal hvor aluminiumspladen ikke blev brugt. Denne måling indeholder α -, β og baggrundsstråling. Vi skal så have trukket β -strålingen fra, men vi har ingen måling i samme periode. Derfor bruger vi et gennemsnit af β -strålingen i de to naboperioder. Til slut trækker vi igen baggrundsstrålingen fra.

Som et eksempel, kan vi se på α -henfaldene i perioden 10–11 minutter. I perioden var der $1352 - 1216 = 136$ impulser. β -strålingen umiddelbart før og efter var henholdsvis 85,52 og 83,52 impulser. Vi regner derfor med, at der var $\frac{1}{2}(85,52 + 83,52) = 84,52$ β -henfald i vores periode. α -henfaldene bliver derfor $136 - 84,52 - 14,48 = 37$:

$$N_{11 \text{ min}_\alpha} = N_{11 \text{ min}} - N_{10 \text{ min}} - \frac{1}{2}(N_{10 \text{ min}_\beta}) + N_{12 \text{ min}_\beta} - N_{\text{baggrund}}$$

$$= 1352 - 1216 - \frac{1}{2}(85,52 + 83,52) - 14,48 = 37 \quad (10)$$

Da vi i disse beregninger altid trækker en gennemsnits-baggrundsstråling fra, kan det hænde, at vi får negative tællel. Det skyldes, at baggrundsstrålingen i virkeligheden svinger lidt op og ned. Så hvis baggrundsstrålingen i virkeligheden var mindre end gennemsnittet en periode, trækker vi for meget fra, og når vi har at gøre med små tællel, kan de blive negative.

I tabel 1 på side 4 finder man to kolonner med α - og β -strålingen, der er udregnet på denne måde. Disse data er afbildet i to semilogaritmiske koordinat-systemer på figur 3 og 4 på side 13.

Det fremgår tydeligt, at α -strålingen er alt for spredt, til at vi kan bruge den til noget fornuftigt. De to linier der er indtegnet, er de eksponentielle udviklinger der passer bedst:

$$\begin{aligned} y_\alpha &= 19,3 \text{ min}^{-1} \cdot e^{\frac{-\ln 2}{66,7 \text{ min}}} \\ y_\beta &= 98,6 \text{ min}^{-1} \cdot e^{\frac{-\ln 2}{51,4 \text{ min}}} \end{aligned} \quad (11)$$

De to halveringstider ($T_{1/2_\alpha} = 66,7 \text{ min}$ og $T_{1/2_\beta} = 51,4 \text{ min}$) passer altså ikke helt med det forventede, begge tider er omkring 20 minutter for store.

Men vi kan i det mindste se, at den radioaktive stråling aftager med tiden. Vi kan også konstatere, at strålingen består af både α - og β -stråling (der er i hvert tilfælde to slags stråling: én type, der kan gå gennem aluminiumspladen, og en anden type der ikke kan).

For β -strålingen er det tydeligt at den følger en eksponentiel udvikling, mens det ikke er helt så tydeligt for α -strålingen.

6 Fejldiskussion

Der har været en del fejkilder i dette forsøg. Det største problem har nok været, at vi skulle "gætte" os til β -strålingen, da vi skulle finde α -strålingen. Det ville have været langt bedre, hvis vi kunne have målt α -strålingen direkte.

6.1 Det halv-stabile Pb-210

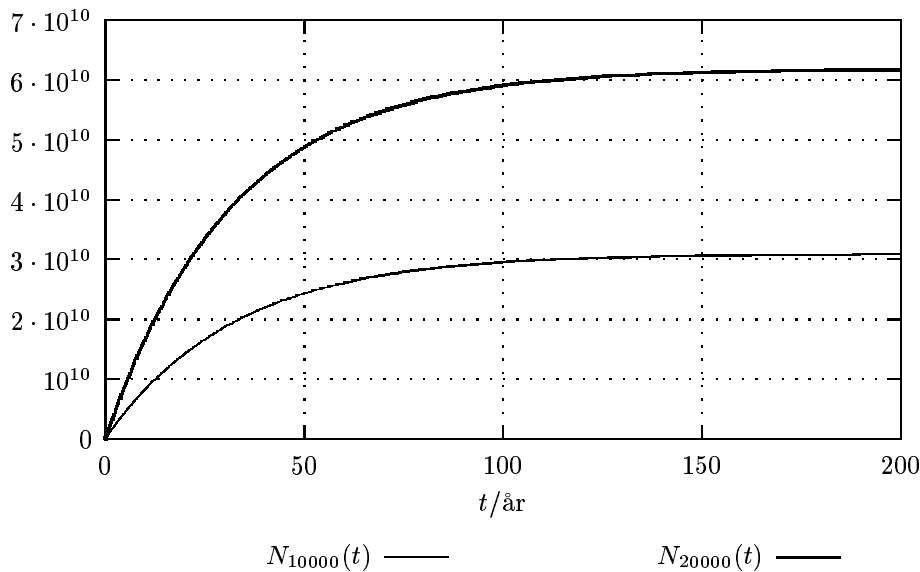
Så er der også problemet med Pb-210, der jo også er et radioaktivt stof. Pb-210 har en halveringstid på 22,3 år, hvilket er omkring 250.000 gange så lang tid som forsøget varede. Det betyder at Pb-210 har haft en konstant og lille indvirkning på vores tællel.

Da skolen blev bygget i 1959, altså for kun 32 år siden, har ligevægtssituationen endnu ikke indfundet sig for Pb-210. Det kan vi vise på følgende måde:

Vi regner med at der bliver tilført en konstant mængde Rn-222, $N_{\text{tilført}}$ pr. tidsenhed. Da halveringstiderne for de øvrige stoffer er rimelig korte, vil der i løbet af kort tid indstille sig en ligevægt blandt disse stoffer, sådan at der henfalder $N_{\text{tilført}}$ Po-214 pr. tidsenhed.

Antallet af Pb-210-kerner vil nu stige, indtil det når en ligevægtssituation, sådan at alle seks stoffer nu er i ligevægt. Vi kan opstille en ligning for antallet af Pb-210-kerner, N , ved at se på hældningen, $N'(t)$. Vi tilfører $N_{\text{tilført}}$ kerner pr. tidsenhed, men så henfalder der også nogle. Der henfalder kN kerner pr. tidsenhed, hvilket giver os følgende differentilligning:

$$N'(t) = N_{\text{tilført}} - kN(t) \quad (12)$$



Figur 2: Antallet af Pb-210-kerner afbildet som funktion af tiden, når man tilføjer 10.000 eller 20.000 kerner hvert minut.

Vi kender den fuldstændige løsning til en sådan ligning:

$$(12) \Leftrightarrow N(t) = \frac{N_{\text{tilført}}}{k} + ce^{-kt} \quad (13)$$

Vi kan finde konstanten c i (13), da vi ved at $N(0) = 0$, idet der ikke var nogle Pb-210-kerner til stede, da skolen blev bygget:

$$\begin{aligned} N(0) &= 0 \\ \frac{N_{\text{tilført}}}{k} - c &= 0 \\ c &= -\frac{N_{\text{tilført}}}{k} \end{aligned} \quad (14)$$

Den endelige funktion for antallet af Pb-210-kerner blev altså:

$$\begin{aligned} N(t) &= \frac{N_{\text{tilført}}}{k} - \frac{N_{\text{tilført}}}{k} e^{-kt} \Leftrightarrow \\ N(t) &= \frac{N_{\text{tilført}}}{k} (1 - e^{-kt}) \end{aligned} \quad (15)$$

På figur 2 er N afbildet hvor $N_{\text{tilført}}$ er lig 10.000 og 20.000 kerner pr. minut.

Det fremgår af figur 2, at antallet af kerner nærmer sig en grænseværdi — ligevægtssituationen, hvor der henfalder lige så mange kerner som der tilføres. Grænseværdien bliver:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} N(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{N_{\text{tilført}}}{k} (1 - e^{-kt}) = \frac{N_{\text{tilført}}}{k} \quad (16)$$

Det er klart, at N aldrig kan blive lig $\frac{N_{\text{tilført}}}{k}$, da $1 - e^{-kt}$ aldrig bliver lig 0. Men den kan komme tæt på, så lad os derfor sige, at vi har nået ligevægtssituationen, når vi er oppe på 99% af grænseværdien. Spørgsmålet er så, hvor lang tid der skal gå, før dette er opfyldt. Hvis vi ser på figur 2 på foregående side, ser vi at begge kurver flader ud, når der er gået omkring 125 år. Vi kan regne ud, hvornår vi når op på 99% af grænseværdien:

$$\begin{aligned}
 N(t) &= 0,99 \cdot \frac{N_{\text{tilført}}}{k} \\
 \frac{N_{\text{tilført}}}{k} (1 - e^{-kt}) &= 0,99 \cdot \frac{N_{\text{tilført}}}{k} \\
 e^{-kt} &= 0,01 \\
 t &= -\frac{\ln 0,01}{k} = \frac{\ln 0,01}{0,311 \text{ år}^{-1}} = 148 \text{ år}
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

Vi kan altså se, at tidspunktet for, hvornår ligevægtssituationen indtræffer, ikke afhænger af hastigheden hvormed vi tilfører nye kerner. Det kræver dog, at vi definerer, at ligevægtssituationen er indtruffet, når en vis procentdel af kernerne er til stede.

Dette gælder for alle stofferne: tidspunktet for ligevægtssituationens indtræffen, afhænger kun af henfaldskonstanten og vores definition af, hvornår der er ligevægt.

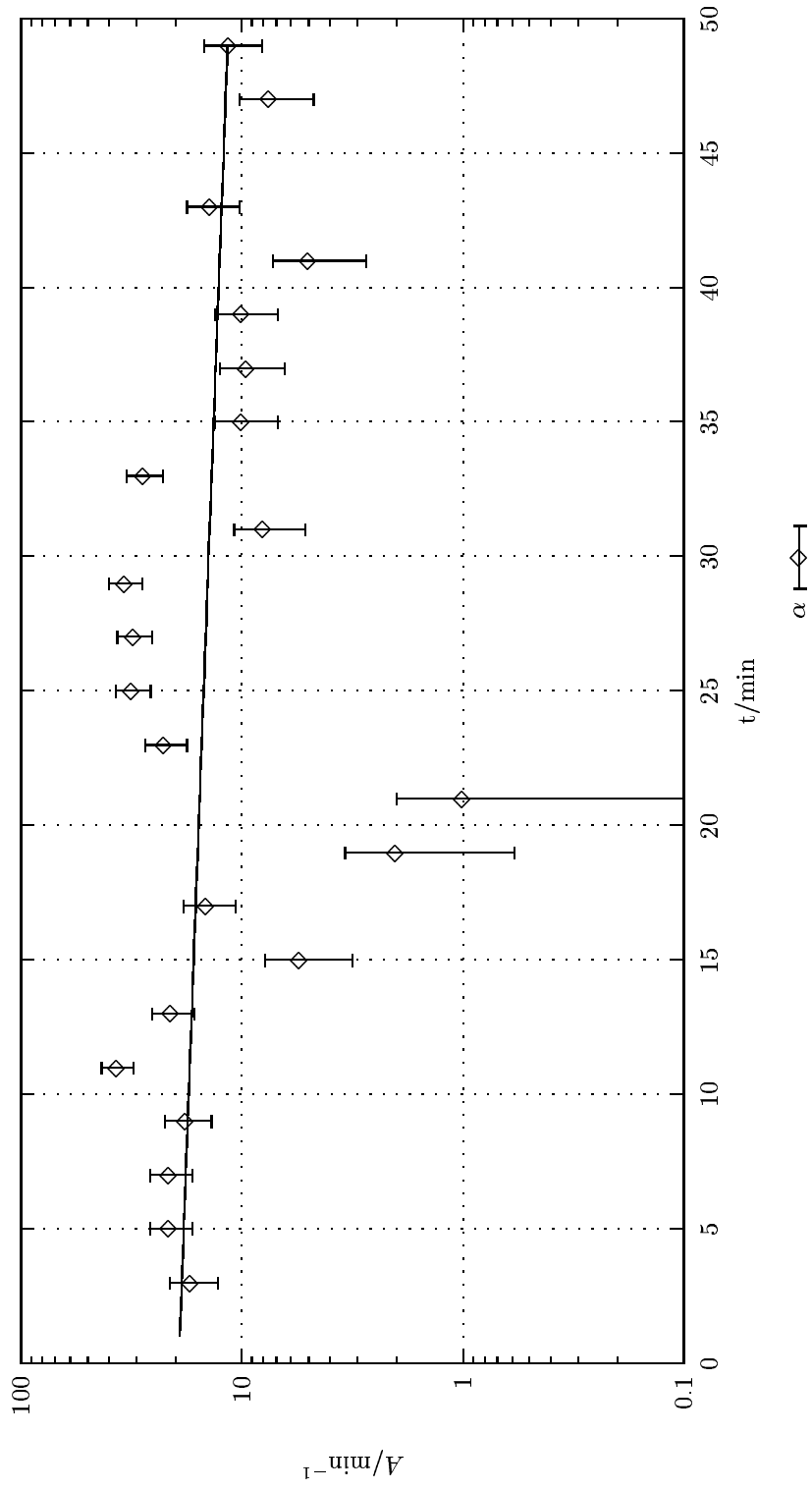
Konklusionen på alt dette er, at Pb-210-kernerne endnu ikke befinder sig i ligevægtssituation, da der kun er gået 32 år siden skolen blev bygget.

7 Konklusion

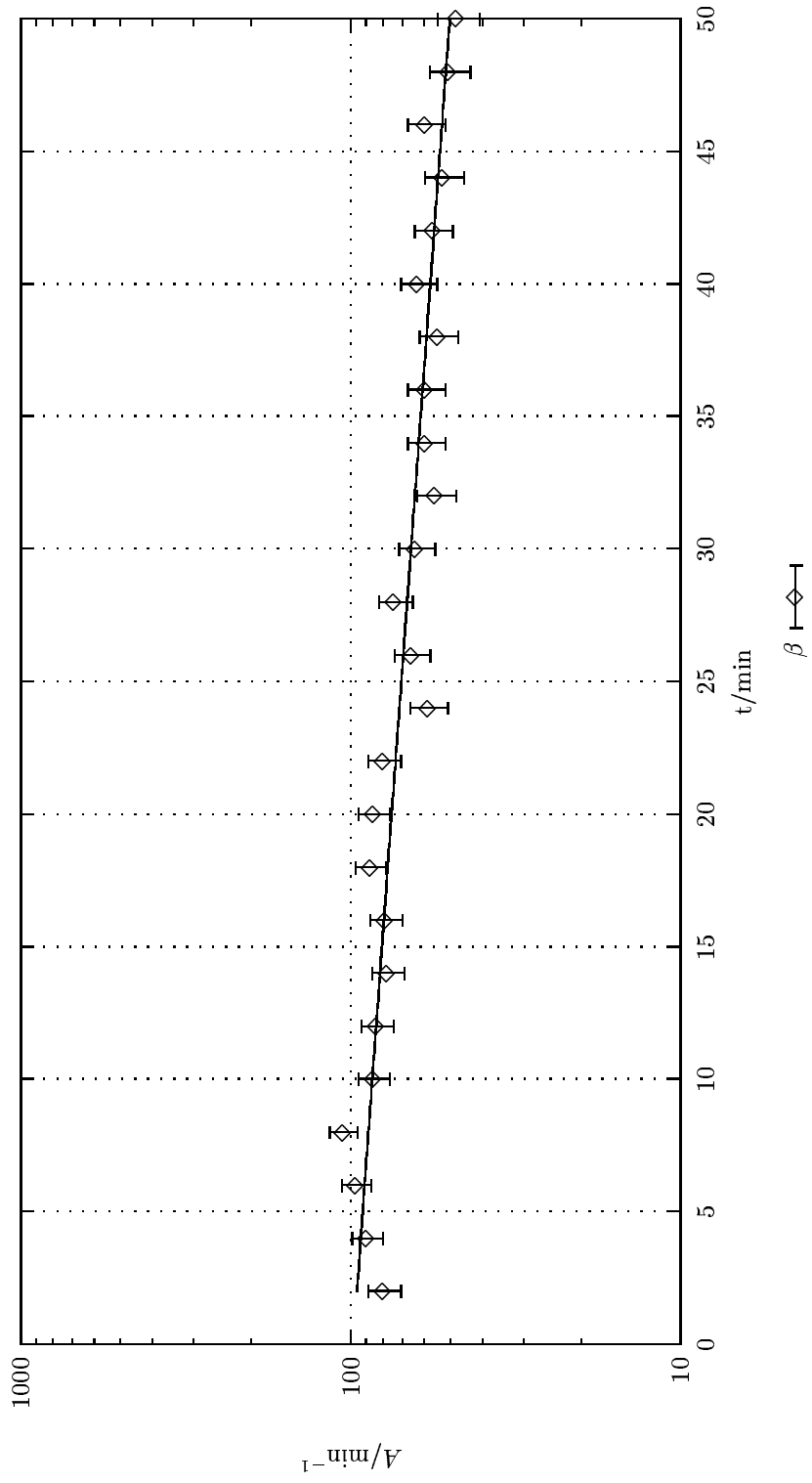
Vi startede med en teoretisk redegørelse for, hvordan vi mente tingene skulle udvikle sig. Når vi så sammenligner med de faktiske måledata, ser vi at hovedtrækkene passer.

Vi viste, at strålingen bestod af både α - og β -stråling, og at strålingen aftog med tiden. Vi forsøgte også at bestemme halveringstiden for α - og β -strålingen, og fik nogle værdier der lå omkring 20 minutter over den teoretiske værdi. Så teorien passede ikke perfekt, men var dog ikke nogenlunde tæt på.

Vi kunne konstatere, at radon-døtrene virkelig giver en øget stråledosis. Da radondøtrene sætter sig på støv, kan de blive transporteret ned i lungerne på mennesker. Kroppen er særlig sårbar overfor radioaktiv stråling, når den bestråles indefra, da vævet der ikke er beskyttet af et lag døde hudceller.



Figur 3: Den målte α aktivitet afbildet som funktion af tiden. Fejlfanerne angiver $A \pm \sqrt{A}$, hvor A er den målte aktivitet.



Figur 4: Den målte β aktivitet afbildet som funktion af tiden. Fejlfanerne angiver $A \pm \sqrt{A}$, hvor A er den målte aktivitet.