

---

Moderne anrikningsteknologier og nye  
brenselsalternativer: Betydning for  
ikke-spredningsaspekter knyttet til fremtidens  
kjernekraftindustri

*Øivind Syversen*

---



## Beskrivelse av masteroppgaven

<b>Student:</b>	Øivind Syversen
<b>Skrevet ved:</b>	Institutt for fysikk, NTNU
<b>Periode:</b>	20. januar – 16. juni, 2009
<b>Ekstern veileder:</b>	Jon Samseth, Materialer og kjemi, SINTEF
<b>Intern veileder:</b>	Ingve Simonsen, Institutt for fysikk, NTNU
<b>Norsk tittel:</b>	Moderne anrikningsteknologier og nye brenselsalternativer: Betydning for ikke-spredningsaspekter knyttet til fremtidens kjernekraftindustri
<b>Engelsk tittel:</b>	Modern Enrichment Technologies and New Fuel Options: Consequences for Non-Proliferation Aspects Associated with Future Nuclear Industry



## Forord

Målet for denne masteroppgaven er å belyse hvilke konsekvenser nye brenselalternativer og anrikningsteknologier kan ha for fremtidens kjernekraftindustri. Dagens kjernekraftverk produserer energi fra fissilt uran, men dette er en begrenset ressur og det er derfor et behov for nye brenselalternativer.

Fordi fissilt uran er det eneste fissile materialet som finnes i naturen, er løsningen å produsere fissilt materiale i såkalte breederreaktorer. Det kan gjøres med utgangspunkt i fertilt uran og thorium som ved breeding danner fissilt plutonium og uran som videre kan opprettholde en kjedereaksjon.

Egenskapene til det brukte brenselet gjør det at det kan nyttes i kjernevåpen, og det er derfor interessant å se dette i sammenheng med anrikning av uran som kan nyttes til produksjon av kjernevåpen.

Bakgrunnen for å velge kjernekraft og anrikning som tema på masteroppgaven skyldes mye min interesse for fysikk og alt som innbefatter energi. Begreper som fisjon og fusjon fikk min oppmerksomhet tidlig i grunnskolen, og med en fremmarsj for kjernekraften de siste årene, ble min interesse tent på ny.

Jeg vil takke Jon Samseth min veileder for hjelpen og interessante samtaler diskusjoner rundt kjernekraft. Ingve Simonsen har vært min interveileder på Institutt for fysikk og jeg vil takke han for hyggelige samtaler. Astrid min kjære, tusen takk for hjelpen frem mot innleveringen. Henrik, takk for tilbakemelding på oppgaven og de mange kaffepausene.



## Sammendrag

Kjernekraftverk er avhengige av tilgang på fissilt materiale for å kunne produsere energi, en ressurs som er estimert til å være omkring 80 år slik kjernekraftindustrien drives i dag. Bedre ressursutnyttelse og nye brenselalternativer er derfor en nødvendighet om kjernekraft skal nyttegjøres også i fremtiden. Ny anrikningsteknologi som laserisotopseparasjon og breederreaktorer er potensielle løsninger for fremtiden, men fører med seg utfordringer knyttet til spredning av teknologi for produksjon av kjernevåpen. Plutonium fra hurtigbreedere viser seg å være et potent våpenmateriale og laserisotopseparasjon, i form av MLIS, tilbyr meget effektiv anrikning av uran. Både hurtigbreedere og større anrikningsanlegg basert på MLIS-lignende teknologi er sannsynlige å se i nær fremtid.

## Abstract

Nuclear power plants depend on fissile material for power production. The resource is estimated to last for about 80 years at today's consumption rate. Better resource exploitation and new fuel options will be a matter of necessity if nuclear power is to be a part of the future. New enrichment technologies like laser isotope separation and breeder reactors are potential solutions for the future, but will bring along challenges regarding nonproliferation. Fast breeders produce near weapons-grade plutonium and laser isotope separation, MLIS, offers uranium enrichment of high efficiency. Both fast breeders and enrichment plants based on technology similar to that of MLIS are likely to be seen in the near future.





# Innhold

<b>1</b>	<b>Innledning</b>	<b>1</b>
1.1	Ressurstilgang . . . . .	1
1.2	Formålet med et kjernekraftverk . . . . .	1
<b>2</b>	<b>En innføring i kjernekraft</b>	<b>3</b>
2.1	Fissile og fertile isotoper . . . . .	3
2.2	Virkningstverrsnitt . . . . .	3
2.2.1	Forholdet mellom innfangnings- og fisjonstverrsnitt . . . . .	4
2.3	Fisjon . . . . .	4
2.3.1	Bindingsenergi . . . . .	4
2.3.2	Kritisk energi for fisjon . . . . .	5
2.3.3	Frigjort energi ved fisjon . . . . .	6
2.3.4	Fisjonsnøytroner . . . . .	7
2.3.5	Prompt nøytronspekter . . . . .	8
2.4	Nøytroner og reaktordrift . . . . .	9
2.4.1	Nøytronparameteren $\eta$ . . . . .	9
2.4.2	Forsinkede nøytroner . . . . .	9
2.4.3	Kritikalitet . . . . .	10
2.4.4	Kjernebrensel – Krav til $\eta$ . . . . .	11
2.4.5	Breeding . . . . .	11
2.4.6	Kjernebrensel til breedere – Krav til $\eta$ . . . . .	12
2.5	Oppsummering . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Brenselsalternativer</b>	<b>15</b>
3.1	Brenselsalternativ for hurtigbreedere – Th-U versus U-Pu . . . . .	15
3.2	Termisk breederreaktor med Th-U versus hurtigbreeder med U-Pu . . . . .	19
3.3	Oppsummering . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Ikke-spredningsaspekter</b>	<b>23</b>
4.1	Kriterier for evaluering av ikke-spredningsegenskaper . . . . .	23
4.2	Potensielt bombemateriale for U-Pu . . . . .	23
4.3	Potensielt bombemateriale for Th-U . . . . .	26
4.3.1	Detaljer for isotopen $^{232}\text{U}$ . . . . .	26
4.4	Oppsummering . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Anrikning av uran</b>	<b>33</b>
5.1	Grader av anrikning . . . . .	33
5.2	Separasjon av uranisotoper . . . . .	34
5.2.1	Kinetisk teori for gasser . . . . .	34
5.2.2	Diffusjon . . . . .	36
5.2.3	Sentrifugalkraft . . . . .	37
5.3	Etablerte teknologier for anrikning av uran . . . . .	40
5.3.1	Materialbalanse i et anrikningsanlegg . . . . .	42
5.3.2	Separasjonsarbeid . . . . .	43
5.3.3	Oppbygningen av et gassdiffusjonsanlegg . . . . .	45

5.3.4	Oppbygningen av et gass-sentrifugeanlegg . . . . .	48
5.4	Laserisotopseparasjon . . . . .	50
5.4.1	Molekylær laserisotopseparasjon . . . . .	51
5.4.2	Oppsummering av MLIS-prosessen . . . . .	54
5.5	Ikke-spredningsaspekter knyttet laserisotopseparasjon . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Konklusjon</b>	<b>57</b>
<b>A</b>	<b>Vedlegg</b>	<b>63</b>

# 1 Innledning

Her presenteres motivasjonen for å studere alternative kjernebrensel for fremtiden og potensialet til ny anrikningsteknologi som laserisotopseparasjon.

## 1.1 Ressurstilgang

Dagens kjernekraftverk er avhengige av tilgang på fissilt materiale for å kunne produsere energi. Problemet er at fissilt materiale er en begrenset ressurs i naturen. Den eneste fissile isotopen som finnes i nevneverdige mengder er  $^{235}\text{U}$ . Denne isotopen utgjør 0,72 % av naturlig uran, resten er  $^{238}\text{U}$  og en ubetydelig andel  $^{234}\text{U}$ .

Det er relativt store mengder naturlig uran i verden, men siden det kun er  $^{235}\text{U}$  utnyttes, er de identifiserte ressursene estimert til å vare omkring 80 år slik kjernekraftindustrien drives i dag. Dette er et estimat med utgangspunkt i et globalt årlig forbruk på 66500 tonn uran [1].

Dette tallet forteller at det er behov for bedre ressursutnyttelse om kjernekraft skal bidra til verdens kraftproduksjon i fremtiden. Et slik behov kan imøtekommes blant annet ved ny anrikningsteknologi og avansert reaktordesign som åpner for at en større andel  $^{235}\text{U}$  utnyttes og at andre isotoper kan tas i bruk som kjernebrensel. Et økt fokus på resirkulering av brukt brensel vil også bidra til bedre ressursutnyttelse.

Alternativer til  $^{235}\text{U}$  er de fertile isotopene  $^{238}\text{U}$  og  $^{232}\text{Th}$ , men da ved konvertering til henholdsvis  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{233}\text{U}$  som er fissile isotoper på linje med  $^{235}\text{U}$ . Det å ta i bruk  $^{238}\text{U}$  og  $^{232}\text{Th}$  forutsetter ny reaktorteknologi i form av breederreaktorer. En slik reaktor vil kunne produsere mer fissilt materiale enn den consumerer ved konvertering av fertilt materiale. Forekomstene av  $^{238}\text{U}$  og  $^{232}\text{Th}$ , er av en slik størrelse at de ved bruk i breederreaktorer kan forsyne verden med energi i flere tusen år [1].

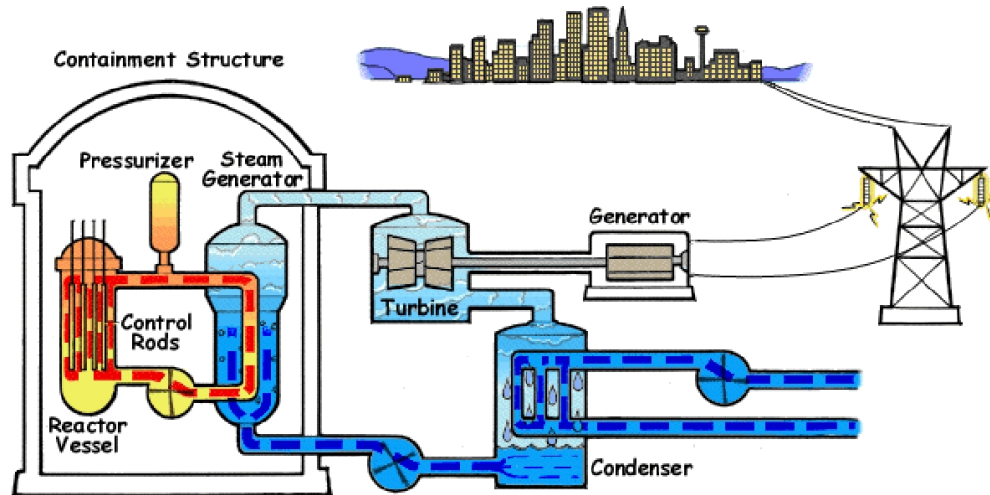
Det er verdt å merke seg at ny anrikningsteknologi og breederreaktorer fører med seg nye utfordringer. Spesielt vil det være utfordringer knyttet til spredning av teknologi som kan brukes til produksjon av kjernevåpen. I løpet av dokumentet skal vi derfor studere fremtidens brenselsalternativer og laserisotopseparasjon, for å få et bilde av utfordringene som kan komme i kjølvannet av ny teknologi.

Det er brukt mange begreper i teksten over som forklares nærmere i de kommende kapitlene. Vi begynner med en kort presentasjon av formålet med et kjernekraftverk i kapittel 1.2 og det gis en innføring kjernekraft i kapittel 2. Videre ser vi på ulike brenselsalternativer og ikke-spredningsaspekter knyttet til disse, i henholdsvis kapittel 2 og 4. I kapittel 5 tar vi for oss etablerte anrikningsteknologier og laserisotopseparasjon.

## 1.2 Formålet med et kjernekraftverk

I et kjernekraftverk utnyttes energi som frigjøres ved kjernesplittingsprosesser til kraftproduksjon. Energien nyttes primært til produksjon av elektrisk strøm, men kan

også brukes til andre formål. De mest aktuelle områdene utover elektrisitetsproduksjon er avsalting av sjøvann, hydrogenproduksjon og varme til prosessindustri.



Figur 1: Enkel skisse av kjernekraftverk med en trykkvannsreaktor. (Kilde: [2]).

Det finnes mange forskjellige kjernekraftsystemer. De største forskjellene ligger i brensel sammensetning, kjølemedium, moderator, trykk, temperatur og grad av moderering. Figur 1 viser en skisse av en trykkvannsreaktor som er kjølt og moderert med vann. Varmen som frigjøres ved en kontrollert kjedereaksjon av kjernesplittings tas opp i vannet i primærkretsen. Dette vannet pumpes inn i en varmeveksler hvor varmen overføres til en sekundærkrets med lavere trykk. Dette resulterer i at vannet i sekundærkretsen går over til damp som i sin tur driver turbinen koblet til generatoren. Dampen kjøles så ned til den kondenserer, slik at vannet kan brukes på nytt.

## 2 En innføring i kjernekraft

Dette kapitlet tar for seg begrepene vi kom over i kapittel 1.1, samt andre begreper og definisjoner som er vesentlige for å forstå hvordan kjernekraft fungerer.

### 2.1 Fissile og fertile isotoper

Isotoper som kan fisjonere ved absorpsjon av termiske nøytroner kalles fissile isotoper. Termiske nøytroner, også kalt langsomme nøytroner, er definert som nøytroner med en kinetisk energi lik 0,0253 eV. Dette tilsvarer en hastighet i overkant av 2200 m/s. Noen eksempler på fissile isotoper er  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Pu}$ .

Isotoper som må absorbere høyenergetiske nøytroner for å fisjonere kalles spaltebare, og går ikke under definisjonen fissile isotoper. Slike høyenergetiske nøytroner kalles hurtige nøytroner, og defineres løst som nøytroner med kinetisk energi i størrelsesorden keV. To eksempler på slike spaltebare isotoper er  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$ . Disse isotopene kan først fisjonere om de absorberer nøytroner med kinetisk energi høyere enn henholdsvis 1,4 MeV og 0,6 MeV.

Disse to isotopene brukt som eksempel på spaltebare isotoper, har den egenskapen at de kan konverteres til fissilt materiale via nøytroninnfangning. Isotoper med denne egenskapen kalles fertile isotoper. Nøytroninnfangning er en prosess hvor en isotop absorberer et nøytron og dermed danner en ny og tyngre isotop.

### 2.2 Virkningstverrsnitt

Sannsynligheten for at et nøytron vil vekselvirke med en atomkjerne, er bestemt av virkningstverrsnittet. Vi kan se på virkningstverrsnittet som arealet nøytronet må treffe for at det skal vekselvirke med atomkjernen. Dette arealet gis i *barn*, der 1 barn =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>.

I all hovedsak er det tre virkningstverrsnitt vi skal forholde hos til i dette dokumentet. Disse er  $\sigma_a$ ,  $\sigma_f$  og  $\sigma_\gamma$ , henholdsvis absorpsjons-, fisjons- og innfangningstverrsnitt. Verdien til virkningstverrsnittene varierer fra isotop til isotop og er avhengig av nøytronenergien. Merk at absorpsjonstverrsnittet er summen av alle absorpsjonsreaksjoner, gitt ved

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots \quad . \quad (1)$$

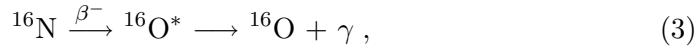
I uttrykket for  $\sigma_a$  inngår virkningstverrsnitt for absorpsjonsreaksjoner utover fisjon og innfangning, men disse virkningstverrsnittene er vanligvis små, selv for høye nøytronenergier og spesielt for tyngre atomkjerner. Derfor kan de neglisjeres, når vi ser på egenskaper til tunge fissile og fertile isotoper.

Like fullt er det verdt å merke seg at for lettere kjerner, finnes det absorpsjonsreaksjoner med virkningstverrsnitt av betydning, når det kommer til drift av kjernekraftverk. Et godt eksempel er reaksjonen



der  $n$  representerer et nøytron med kinetisk energi større enn terskelenergien for reaksjonen som er 9 MeV.

Selv med sin høye terskelenergi, er  $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ -reaksjonen primærkilden til radioaktivitet i kjølevannet ved kjernekraftverk. Dette kommer av at  $^{16}\text{N}$  med en halveringstid omkring 7 sekunder, vil gjennomgå beta-henfall fulgt av ekstremt energetisk gammastråling. Kort oppsummert er reaksjonen



der notasjonen  $^{16}\text{O}^*$  er brukt om  $^{16}\text{O}$  i eksitert tilstand og  $\gamma$  representerer gammastråling med energi i området 6 til 7 MeV [3].

### 2.2.1 Forholdet mellom innfangnings- og fisjonstverrsnitt

En interessant detalj er forholdet mellom innfangnings- og fisjonstverrsnitt som uttrykkes ved

$$\alpha = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f}. \quad (4)$$

Ved å sammenligne  $\alpha$ -verdier for forskjellige isotoper, kan vi få et bilde av hvor godt egnet de er til kjernebrensel. For fissile isotoper til bruk i en kjerne-eraktor, er det selvsagt ønskelig med en lavest mulig  $\alpha$ -verdi, siden det svarer til stor sannsynlighet for kjernespaltning fremfor nøytroninnfangning. Gjennom nøytroninnfangning dannes u håndterlige aktinider i brukt kjernebrensel. Aktinider er en serie isotoper med protontall 89 til 103, og flere av dem bidrar til langsiktig radiotoksisitet i atomavfall.

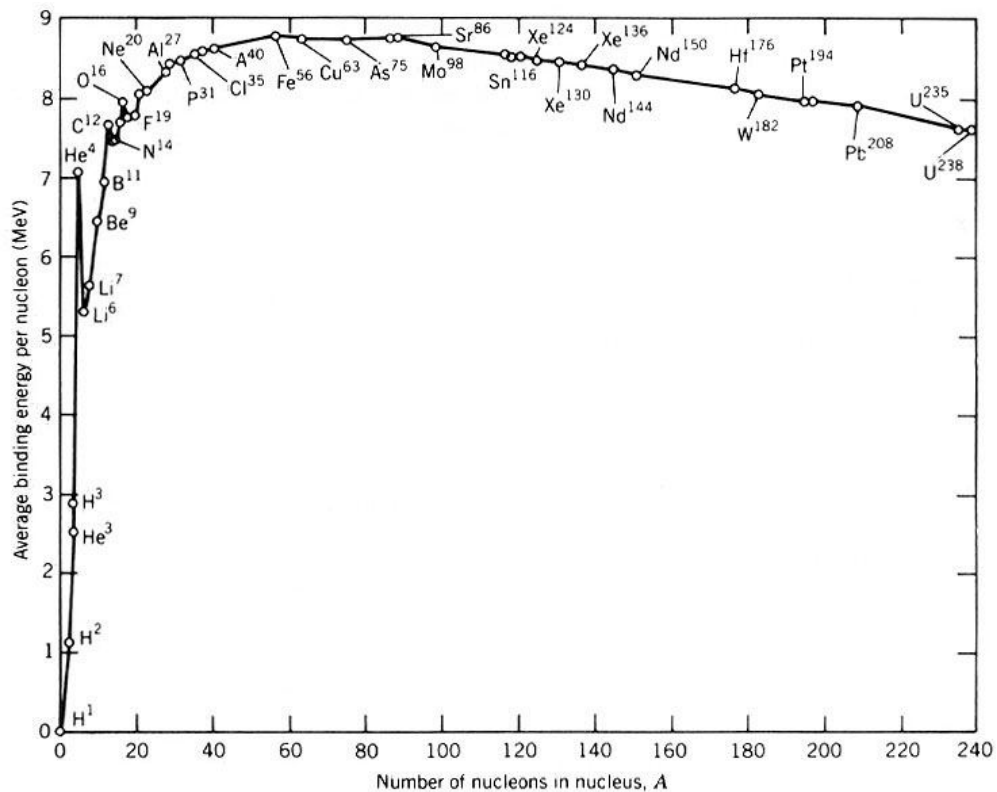
Søker vi derimot en fertil isotop som med høy sannsynlighet vil konverteres til fissilt materiale, ønsker vi en høy  $\alpha$ -verdi, siden konvertering skjer via nøytroninnfangning.

## 2.3 Fisjon

### 2.3.1 Bindingsenergi

For å forstå hvorfor enkelte isotoper kan spaltes ved absorpsjon av nøytroner, begynner vi med å studere bindingsenergi per nukleon som funksjon av nukleontallet. Figur 2 forteller oss at isotoper med nukleontall omkring 60 er de mest stabile, da bindingsenergien per nukleon er størst for disse isotopene. Merk at  $^{62}\text{Ni}$  er den atomkjernen som er sterkes bundet og ikke  $^{56}\text{Fe}$  som det ofte refereres til [4].

Kurven i figur 2 forteller oss at atomkjerner med nukleontall lavere enn 62, generelt vil være svakere bundet og derfor mer ustabile jo lavere nukleontallet blir. Kjerner tyngre enn  $^{62}\text{Ni}$  vil generelt være svakere bundet og mer ustabile for høyere nukleontall. Dette betyr at en mer stabil nukleonsammensetning oppnås om to lette kjerner slås sammen til en tyngre kjerne, altså gjennomgår det vi kaller en fusjonsreaksjon. Et eksempel på fusjon er to stykk  $^2\text{H}$  som fusjonerer til ett  $^3\text{H}$  og ett  $^1\text{H}$ , hvilket gir en mer stabil nukleonsammensetning. Denne analogien fungerer naturlig nok bare opp til vi nærmer oss et produkt med nukleontall omkring 60.



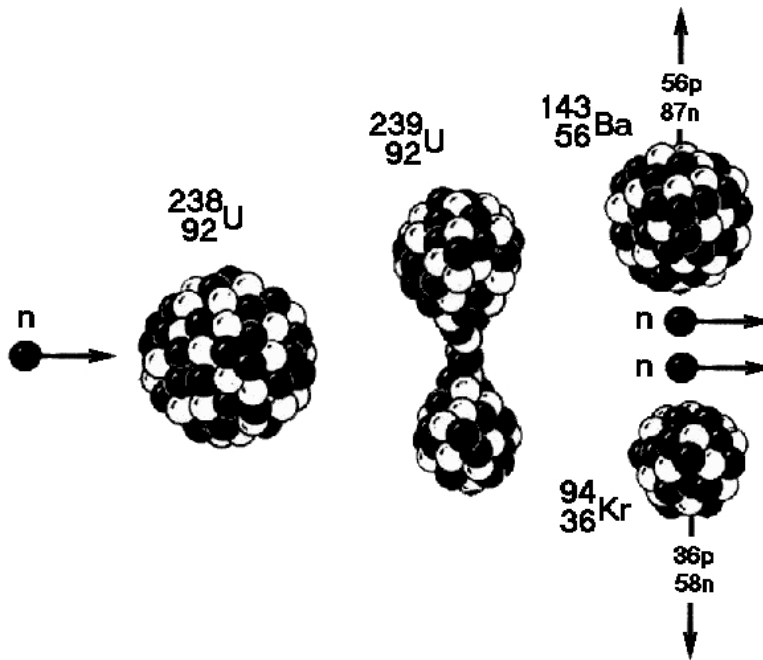
Figur 2: Gjennomsnittlig bindingsenergi per nukleon som funksjon av nukleon-tallet  $A$  (Kilde: [5]).

For tyngre isotoper som  $^{235}\text{U}$ , vil det å dele atomkjernen i mindre deler gi en mer stabil nukleonsammensetning, noe som kan skje ved en fisjonsreaksjon. Enkelte tunge atomkjerner er faktisk så ustabile at de fisjonere spontant, men det skjer relativt sjelden. I et kjernekraftverk tilføres kjernene energi ved nøytronabsorpsjon, slik at de blir ustabile og raten av fisjonsreaksjoner øker betydelig.

### 2.3.2 Kritisk energi for fisjon

Det er verdt å merke seg at energien som trengs for å spalte en atomkjerne, ikke trenger å komme i form av nøytroner. Et hvert energibidrag til en kjerne som er større enn kjernens kritiske energi for fisjon,  $E_{krit}$ , vil føre til en kjernespalting. Når en atomkjerne tilføres energi større enn  $E_{krit}$ , vil den deformeres slik at de frastøtende Coulomb-kreftene overvinnes den sterke kjernekraften som holder nukleonene sammen, og kjernespaltingen er et faktum. Se figur 3 for eksempel på deformering og spalting.  $E_{krit}$  vil variere fra isotop til isotop. Tabell 1 viser  $E_{krit}$  for et utvalg aktuelle isotoper.

Av tabell 1 fremkommer det at bindingsenergien til siste nøytron i  $^{234}\text{U}$  er 6,6 MeV, mens isotopens  $E_{krit}$ -verdi er kun 4,6 MeV. Dette betyr at absorpsjon



Figur 3: Eksempel på at absorpsjon av et hurtig nøytron i  $^{238}\text{U}$  kan føre til kjernespløtning (Kilde: [6]).

av ett nøytron i  $^{233}\text{U}$  vil danne  $^{234}\text{U}$  med minst 2,0 MeV høyere energi enn den kritiske energien,  $E_{krit}$ , til  $^{234}\text{U}$ . Resultatet er at  $^{233}\text{U}$  kan fisjonere umiddelbart ved absorpsjon av et nøytron med lav eller ingen kinetisk energi. Dette er hvorfor vi kaller  $^{233}\text{U}$  en fissil isotop.

Tabellen forteller oss også hvorfor  $^{238}\text{U}$  sies å være spaltbar, men ikke fissil. Bindingsenergien for siste nøytron i  $^{239}\text{U}$  er 5,5 MeV, mens  $E_{krit}$  er 4,9 MeV. Dette innebærer at en kjernespløtning som resultat av nøytronabsorpsjon i  $^{238}\text{U}$ , krever et nøytron med kinetisk energi større enn 0,6 MeV. Dette må være tilfellet for nøytronet i figur 3. Terskelenergi for  $^{232}\text{Th}$  finnes på samme måte, den er 1,4 MeV. Nøytroner med en kinetisk energi som de nevnt her kalles gjerne hurtige nøytroner, og spaltning av atomkjerner med hurtige nøytroner kalles *hurtig fisjon*.

### 2.3.3 Frigjort energi ved fisjon

For å gi et bilde av hvor mye energi som frigjøres ved fisjon og hvor energien kommer fra, tar vi utgangspunkt eksempel 1 [3].

#### Eksempel 1.

Vi sier at isotopen  $^{238}\text{U}$  spaltes i to like store deler, altså to deler med nukleontall  $A = 119$ . Ved hjelp av figur 2 finner vi så gjennomsnittlig bindingsenergi per nukleon for  $A = 238$  og  $A = 119$ . Bindingsenergiene per nukleon leses av til henholdsvis 7,6 MeV og 8,4 MeV. Dette gir en gevinst i bindingsenergi for systemet på 0,8 MeV per nukleon som gjør at en totalenergi på  $238 \cdot 0,8 = 190$  MeV frigjøres per fisjon.



Tabell 1: Kritiske energier for fisjon, gitt i MeV (Kilde: s. 77 [3]).

Fisjonerende kjerne ${}^AZ$	Kritisk energi	Bindingsenergi til siste nøytron i ${}^AZ$
${}^{232}\text{Th}$	5,9	*
${}^{233}\text{Th}$	6,5	5,1
${}^{233}\text{U}$	5,5	*
${}^{234}\text{U}$	4,6	6,6
${}^{235}\text{U}$	5,75	*
${}^{236}\text{U}$	5,3	6,4
${}^{238}\text{U}$	5,85	*
${}^{239}\text{U}$	5,5	4,9
${}^{239}\text{Pu}$	5,5	*
${}^{240}\text{Pu}$	4,0	6,4

\*Bindingsenergiene er ikke relevante for disse kjernene, da de ikke kan dannes ved nøytronabsorpsjon i kjernen  ${}^{A-1}Z$ .

Bindingsenergi er ekvivalent til det vi kaller *massedefekt*. Om vi kunne lagt  ${}^{238}\text{U}$ -kjernen og spaltningsproduktene fra eksempel 1 på hver sin side av en skålvækt, ville vi kunne lese av en massedifferanse,  $\Delta m$ . Med Einstein sin berømte ligning for masseenergi gitt ved

$$E = mc^2, \quad (5)$$

der  $c$  er lyshastigheten i vakuum, kunne vi om ønskelig funnet  $\Delta m$  ved hjelp av tallverdien fra eksemplet og følgende ligning

$$\Delta mc^2 = 190 \text{ MeV}. \quad (6)$$

### 2.3.4 Fisjonsnøytroner

Ved spaltning av en atomkjerne vil det frigjøres nøytroner sammen med energi og to spaltningsprodukter med asymmetrisk nukleonfordeling. Denne asymmetrien avtar med økende nøytronenergi. Antallet nøytroner som frigjøres er forskjellig fra isotop til isotop, men øker generelt med nøytronenergien. Nøytronutbyttet per fisjon er gitt ved parameteren  $\nu$  som er sum av prompte og forsinkede nøytroner. Vi skiller altså mellom nøytroner som frigjøres umiddelbart (prompte) og en andel nøytroner som er forsinket i størrelsesorden millisekund til sekund.

De forsinkede nøytronene utgjør vanligvis mindre enn 1 % av de frigjorte nøytronene, men er av stor betydning når det kommer til reaktordrift. Opphavet

til de forsinkede nøytronene og betydningen av deres eksistens kommer vi tilbake til i kapittel 2.4.2.

### 2.3.5 Prompt nøytronspekter

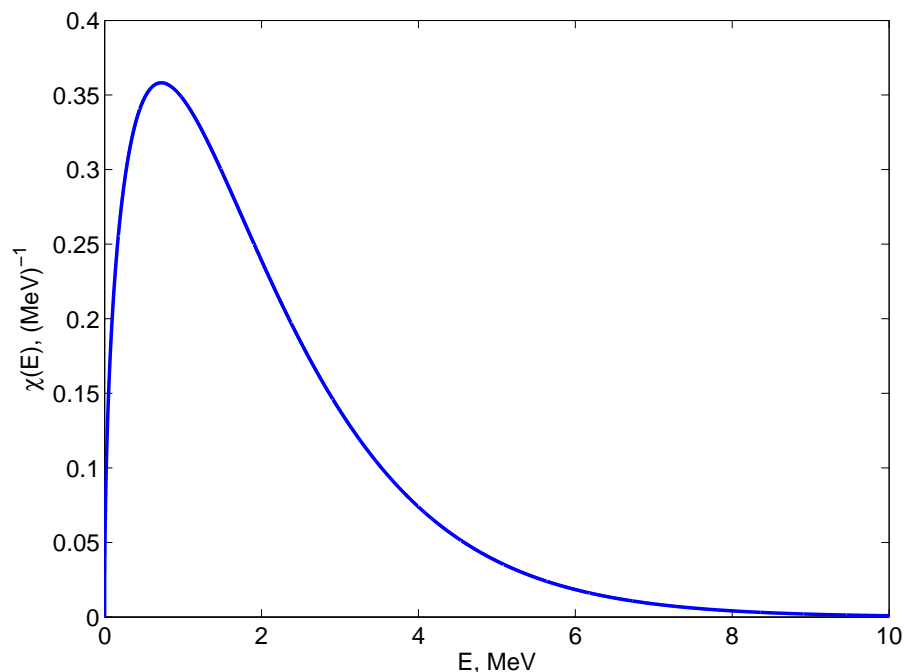
Prompte fisjonsnøytroner frigjøres over et kontinuerlig energispekter som beskrives godt ved funksjonen

$$\chi(E) = 0,453e^{-1,036E} \sinh \sqrt{2,29E} , \quad (7)$$

der  $\chi(E)$  forteller hvordan de prompte nøytronene vil fordeles seg som funksjon av kinetisk energi  $E$  [3]. Funksjonen  $\chi(E)$  er normalisert slik at

$$\int_0^\infty \chi(E) dE = 1 . \quad (8)$$

Den mest sannsynlige nøytronenergien finner vi ved å lese av  $E$  for høyeste verdi av  $\chi(E)$  i figur 4. Sannsynligheten viser seg å være størst for at det frigjøres et



Figur 4: Prompt nøytronspekter. Funksjonen  $\chi(E)$  forteller hvordan de prompte nøytronene vil fordele seg som funksjon av kinetisk energi.

nøytron med kinetisk energi lik 0,73 MeV, det vil si et hurtig nøytron. Vi finner gjennomsnittlig nøytronenergi,  $\bar{E}$ , ved integralet

$$\bar{E} = \int_0^\infty E \chi(E) dE = 1,98\text{MeV} . \quad (9)$$

Selv om spekteret til prompte nøytroner beskrives godt ved  $\chi(E)$ , vil spekteret variere noe fra isotop til isotop.

De forsinkede nøytronene vil med utgangspunkt i termisk fisjon av  $^{235}\text{U}$ , ha kinetisk energi i størrelsesorden 100 keV [3].

## 2.4 Nøytroner og reaktordrift

Det er gunstig at antallet frigjorte nøytroner per kjernespløtning er høyest mulig for isotoper til bruk som kjernebrensel. Riktignok vil vi ikke at antallet nøytroner i kjedereaksjonen av kjernespløtninger skal bli for høy. I en kjernereaktor kjører vi en kontrollert kjedereaksjon der antallet nøytroner holdes på et konstant nivå. Kravene til brenselets evne til å spalte seg og frigjøre nøytroner vil variere fra et kjernekraftsystem til et annet.

### 2.4.1 Nøytronparameteren $\eta$

For praktisk bruk, når det kommer til beregninger relatert til isotoper for bruk i reaktorer, defineres nøytronparameteren  $\eta$  som

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_\gamma + \sigma_f}, \quad (10)$$

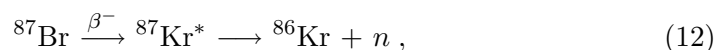
der vi kjenner igjen virkningstverrsnittene fra kapittel 2.2. Nøytronparameteren kan også uttrykkes ved hjelp av  $\alpha$  fra ligning (4). Vi får da

$$\eta = \frac{\nu}{1 + \alpha}. \quad (11)$$

Ligning (10) forteller oss at  $\eta$  alltid vil være mindre enn  $\nu$ , da det er uunngåelig at noen nøytroner går tapt ved nøytroninnfangning. Legg merke til at  $\eta$  faktisk er gitt ved  $\nu$  ganger den relative sannsynligheten,  $(\sigma_f/\sigma_a)$ , for at nøytronabsorpsjon fører til fisjon. Dette gjør  $\eta$  til en interessant parameter når det kommer til valg av kjernebrensel og reaktordrift. Vi kommer tilbake  $\eta$  i kapittel 2.4.4 og 2.4.6.

### 2.4.2 Forsinkede nøytroner

Utover prompte nøytroner, frigjøres det vi kaller forsinkede nøytroner ved en kjernespløtning. Disse forsinkede nøytronene er resultatet av radioaktive spaltningsprodukter som ved beta-henfall danner henfallprodukter som videre henfaller ved utsendelse av et nøytron. Fisjonsprodukter med denne egenskapen kalles *forsinketnøytronforløpere*, og det finnes omkring tyve av dem. Et eksempel er  $^{87}\text{Br}$ . Omkring én av tusen spaltninger av  $^{235}\text{U}$  gir  $^{87}\text{Br}$  som et av spaltningsproduktene. Potensialet er da til stede for at et forsinket nøytron produseres gjennom reaksjonen



der notasjonen  $^{87}\text{Kr}^*$  forteller at  $^{87}\text{Kr}$  er i en eksitert tilstand. Umiddelbart etter  $^{87}\text{Kr}$  er dannet i en eksitert tilstand, vil et nøytron sendes ut. Hvor forsinket

nøytronet blir, er her avhengig av halveringstiden til  $^{87}\text{Br}$ , hvilket er 54,5 sekunder i følge [3] s. 87. Ved termisk fisjon av  $^{235}\text{U}$  vil halveringstiden for forsinketnøytronforløper ligge mellom 0,230 og 55,72 sekunder.

Andelen forsinkede nøytroner av totalt nøytronutbytte per fisjon uttrykkes ved *forsinketnøytronbrøk*, gitt ved symbolet  $\beta$ .

Tabell 2: Forsinketnøytronbrøk (Kilde: s. 343 [3]).

Nuklide	$\beta$ (fisjon ved termiske nøytroner)	$\beta$ (fisjon ved hurtige nøytroner*)
$^{232}\text{Th}$	-	0,0203
$^{233}\text{U}$	0,0026	0,0026
$^{235}\text{U}$	0,0065	0,0064
$^{238}\text{U}$	-	0,0148
$^{239}\text{Pu}$	0,0021	0,0020

\*Fisjon indusert av prompt nøytronspekter.

Vi ser av tabell 2 at andelen forsinkede nøytroner utgjør mindre enn 1 %, med unntak for  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$  under fisjon ved hurtige nøytroner. Andelen er altså relativt liten for samtlige av disse isotopene som alle er aktuelle når det kommer til reaktorbrensel. Like fullt er disse forsinkede nøytronene av stor betydning for dynamikken i en reaktor, vi skal derfor se på begrepet *kritikalitet* i kapittel 2.4.3.

### 2.4.3 Kritikalitet

I et kjernekraftverk frigjøres energi via en kontrollert kjedereaksjon av kjernes-paltninger. For å beskrive en slik kjedereaksjon kvantitativt brukes en multiplikasjonsfaktor  $k$  som forteller om reaktorens kritikalitet. Definisjonen går som følger:

$$k = \frac{\# \text{ fisjonsnøytroner i generasjon } j}{\# \text{ fisjonsnøytroner i generasjon } j - 1}, \quad (13)$$

der  $\#$  er antall. Ved et kjernekraftverk er det ønskelig å holde  $k$  lik 1, da dette er ekvivalent til at systemet kjører med konstant effekt. Når  $k$  er lik 1 sies systemet å være kritisk. Om  $k$  faller under 1, vil effekten avta raskt og kjedereaksjonen stopper til slutt opp. På samme måte vil effekten øke raskt om  $k$  er større enn 1, og en reaktor er derfor utstyrt med kontrollstaver som kan absorbere overflødige nøytroner om nødvendig.

Det er her, når vi snakker om kritikalitet at betydningene av de forsinkede nøytronene blir synlig. Om  $k$  av en eller annen årsak skulle bli høyere enn 1, vil det være nødvendig å handle raskt for at effekten ikke skal bli så høy at reaktoren smelter ned. De forsinkede nøytronene gir tid til fysisk å føre kontrollstavene inn i

reaktorkjernen, slik at en potensiell nedsmelting unngås. Det hele illustreres med et talleksempel basert på konklusjonen i eksempel 7.2 kilde [3], sett sammen med eksempel 7.4 kilde [3].

### Eksempel 2.

Utgangspunktet er en fiktiv, uendelig stor, termisk reaktor med  $^{235}\text{U}$ -brensel og vannkjøling. Denne reaktoren kjøres henholdsvis uten og med forsinkede nøytroner. Hvordan vil effekten endre seg som et resultat av at  $k$  økes fra 1,000 til 1,001? Konklusjonen er at fisjonsraten og derav også effekten vil øke med en faktor 22000 per sekund, om reaktoren kjøres uten forsinkede nøytroner. Effekten i reaktoren med forsinkede nøytroner vil, etter samme resonnement som brukt i eksempel 7.2 kilde [3], øke en faktor 1,0177 per sekund.

Fra eksempel 2 er det helt tydelig at forsinkede nøytroner er essensielle når det kommer til kontroll og sikkerhet ved et kjernekraftverk.

### 2.4.4 Kjernebrensel – Krav til $\eta$

Av ligning (10) i kapittel 2.4.1 vet vi at  $\eta$  fisjonsnøytroner frigjøres i snitt per nøytron absorbert i en fissil eller spaltbar kjerne. I kapittel 2.4.3 så vi at en reaktor må kjøres kritisk for å opprettholde kjedereaksjonen og en konstant effekt. Siden noen nøytroner alltid unnslipper selve reaktoren og noen vil gå tapt i nøytroninnfangning, medfører dette at isotoper som skal brukes som kjernebrensel må ha  $\eta$ -verdi noe større enn 1 for at reaktoren i det hele tatt skal kunne gå kritisk.

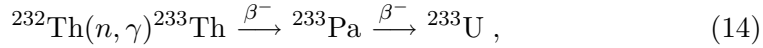
Det viser seg at  $\eta$  er tilstrekkelig mye større enn 1 for samtlige fissile isotoper, uavhengig av nøytronenergi [3]. For spaltbare isotoper som  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$  derimot, er  $\eta$  kun større enn 1 for nøytronenergier godt over respektive isotopers terskelenergi for fisjon. Fordi et fåtall av nøytronene som frigjøres ved kjernespløtning er høyere enn terskelenergien til spaltbare isotoper, fører dette til at en reaktor ikke vil kunne gå kritisk med spaltbare isotoper alene. Dette gjør fissile isotoper som  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  og  $^{239}\text{Pu}$  helt essensielle for å kunne kjøre et kjernekraftverk.

### 2.4.5 Breeding

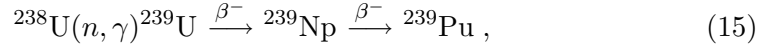
Begrenset ressurstilgang gjør det nødvendig å komme opp med alternativer til de tradisjonelle kjernekraftverkene vi har i dag. Vi var innom dette i kapittel 1.1 og nevnte der breederreaktorer som et av alternativene for å møte behovet for bedre ressursutnyttelse. Skal kjernekraft være en del av verdens energisystemer langt inn i fremtiden, må såkalte breederreaktorer tas i bruk. I dette kapitlet forklares prinsippet ved breeding og hvilke isotoper som er aktuelle i en breederreaktor.

En prosess hvor mer enn én fissil isotop er produsert for hver fissil isotop som konsumeres kalles breeding. En reaktor som er designet slik at den produserer mer fissilt materiale enn den bruker, kalles derav en breederreaktor eller bare breeder. Som nevnt i kapittel 1.1 kan  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$  brukes til å produsere fissilt materiale. Årsaken er som vi vet fra kapittel 2.1, at disse isotopene er fertile og derav kan konverteres til fissile isotoper via nøytroninnfangning. Ligning (14) og (15) viser rekken av reaksjoner fra nøytroninnfangning i henholdsvis  $^{232}\text{Th}$  og

$^{238}\text{U}$  frem til de respektive fissile produktene  $^{233}\text{U}$  og  $^{239}\text{Pu}$ . Det er verdt å merke seg at en fertil isotop som kan produsere den velkjente fissile isotopen  $^{235}\text{U}$  via konvertering, ikke er å finne i naturen, slik som er tilfellet for  $^{233}\text{U}$  og  $^{239}\text{Pu}$ .



der halveringstiden til  $^{233}\text{Th}$  er 22,3 minutter, mot 27,0 dager for  $^{233}\text{Pa}$  [7].



der halveringstiden til  $^{239}\text{U}$  er 23,5 minutter, mot 2,355 dager for  $^{239}\text{Np}$  [7].

Isotopene  $^{232}\text{Th}$  og  $^{233}\text{U}$  går nødvendigvis hånd i hånd, når vi skal vurdere egenskapene til dette brenselsalternativet, og det samme gjelder også for  $^{238}\text{U}$  og  $^{239}\text{Pu}$ . Vi forenkler derfor til Th-U om alternativet  $^{232}\text{Th}$  og  $^{233}\text{U}$ , og U-Pu om  $^{238}\text{U}$  og  $^{239}\text{Pu}$ .

For bredere, i større grad enn for konvensjonelle reaktorer, er det viktig med et design som hindrer nøytroner å unnsnippe selve reaktoren. Dette er fordi ett nøytron fra hver kjernespløtning trengs for å holde kjedereaksjonen i gang, og mer enn ett nøytron trengs til konvertering slik at antallet fissile isotoper ikke bare opprettholdes, men øker. Siden noen nøytroner uunngåelig absorberes i materiale som ikke er spaltbart, kreves derfor mer enn et nøytronvennlig design, dette setter krav også til de fissile isotopene som inngår i valgt brenselsalternativ.

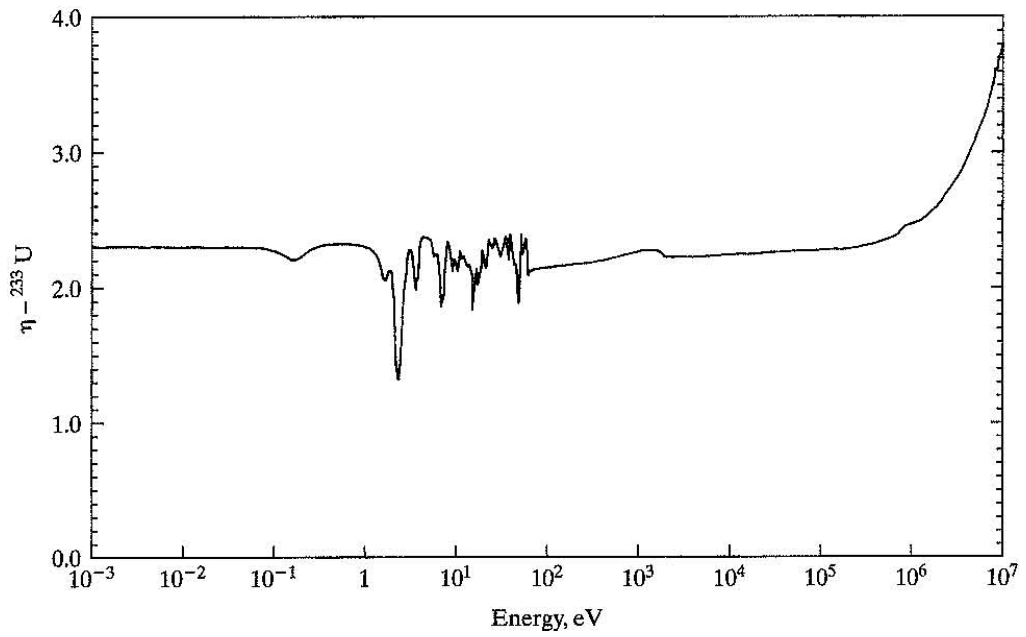
#### 2.4.6 Kjernebrensel til bredere – Krav til $\eta$

En oppsummering av det som ble sagt avslutningsvis i kapittel 2.4.5, forteller oss at antall nøytroner som frigjøres per spaltning av et fissilt isotop, må være godt over 2 om breeding skal være mulig. Dette betyr til at de fissile isotopene i brenselsalternativet som benyttes må ha en gjennomsnittlig  $\eta$ -verdi tilstrekkelig større enn 2 for det spekteret av nøytronenergier den respektive brederen leverer.

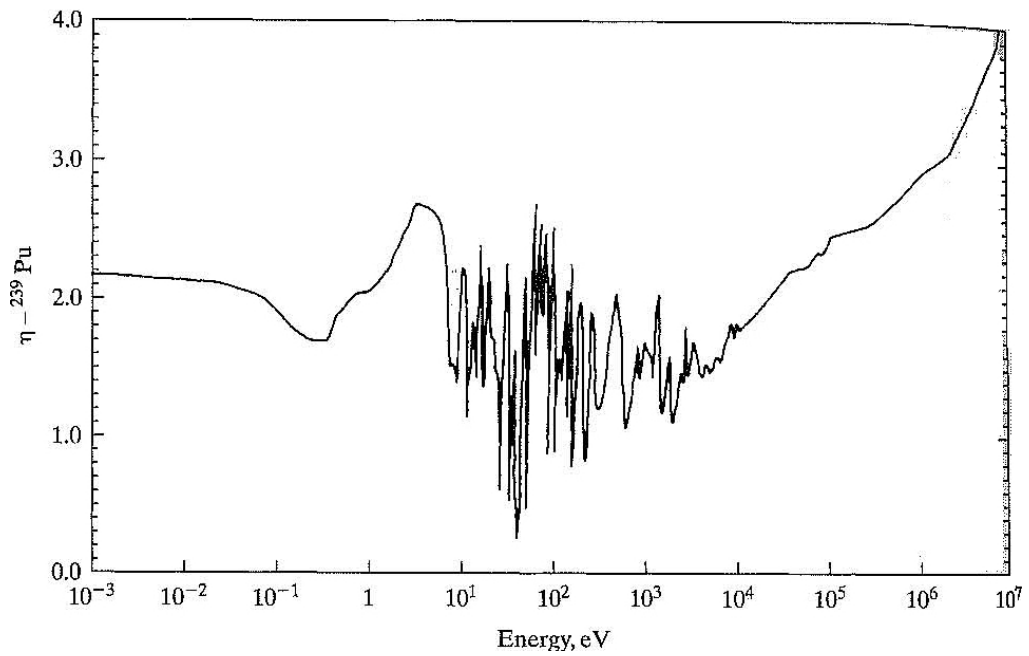
Plottet i figur 5 viser at  $\eta$  er tilstrekkelig for breeding ved termiske nøytronenergier, det vil si omkring 0,0253 eV, for isotopen  $^{233}\text{U}$ . Det er også demonstrert at breeding er mulig for resonansområdet, omkring 1 eV til 100 eV, selv om  $\eta$  i gjennomsnitt er noe lavere her [3]. Videre holder  $\eta$  seg tilstrekkelig og jevn frem mot 100 keV, for så å stige relativt raskt.

Figur 6 forteller en litt annen historie for  $^{239}\text{Pu}$ . Verdien til  $\eta$  viser seg å være så lav at breeding ikke er mulig for nøytronenergier under 20 keV [3]. For høyere energier, vil  $\eta$  for  $^{239}\text{Pu}$  stige raskt og være mer enn tilstrekkelig for breeding. Sammenligner vi  $\eta$  for energier i det øvre sjiktet, er det tydelig at  $^{239}\text{Pu}$  kommer ut med høyest verdi.

Kort oppsummert er Th-U eneste alternativ for termiske bredere og nøytronenergier opp til hurtig spekter, mens begge alternativene er egnet til hurtigbreedere. Selv om  $\eta$  er noe høyere for  $^{239}\text{Pu}$  enn  $^{233}\text{U}$  i det hurtige spekteret, trenger vi blant annet kjennskap til forholdet mellom innfangning- og fisjonstverrsnitt for å kunne avgjøre hvilke av de to alternativene som er best egnet i en hurtigbreeder.



Figur 5:  $\eta$  som funksjon av nøytronenergi for  $^{233}\text{U}$ . (Kilde: s. 123 [3]).



Figur 6:  $\eta$  som funksjon av nøytronenergi for  $^{239}\text{Pu}$ . (Kilde: s. 124 [3]).

## 2.5 Oppsummering

Vi vet nå forskjellen på fertile og fissile isotoper, og vi har kjennskap til begreper som virkningstverrsnitt, fisjon, forsinkede nøytroner, kritikalitet, breeding med mer. Dette gjør oss i stand til å analysere hvor godt egnet brenselsalternativene, Th-U og U-Pu, er til forskjellige reaktorsystemer. Vi vet fra kapittel 1.1 at det er et behov for ny reaktorteknologi og nye brenselsalternativer, på grunn av de begrensede  $^{235}\text{U}$ -ressursene i naturen. Med større kunnskap om de ulike brenselsalternativene, kan vi kanskje trekke slutninger om nettopp fremtidens kjernebrensel og reaktorsystemer. Vi kan også skaffe oss et bilde av hvilke isotoper som er verdt å gi ekstra oppmerksomhet, blant annet i form av ikke-spredningsegenskaper.



### 3 Brenselsalternativer

I dette kapitlet presenteres og drøftes datamateriale for ulike brenselsalternativ. Dette gjør vi for å få et bilde av hvordan de forskjellige alternativene presterer. Vi vet fra kapittel 1.1, at den begrensede tilgangen på  $^{235}\text{U}$  vil gjøre det nødvendig med reaktorsystemer som utnytter potensialet til fertile isotoper gjennom breeding. Siden  $^{232}\text{Th}$  sammen med  $^{233}\text{U}$  allerede har vist seg som eneste alternativ for breeding ved lave nøytronenergier, begynner vi dette kapitlet med å analysere hvilket av alternativene Th-U og U-Pu som faktisk er best egnet i en hurtigbreeder. Vi sammenligner så termisk og hurtig breeding, slik at vi kan få et bilde av hva som er best egnet til energiproduksjon.

#### 3.1 Brenselsalternativ for hurtigbreedere – Th-U versus U-Pu

Figur 7 viser hvordan  $\alpha$ -verdien utvikler seg ved relativt høy nøytronenergi for de fissile isotopene  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  og  $^{239}\text{Pu}$ , og kan derav gi et hint av hvor godt egnet isotopene er til bruk i hurtigbreedere. Av figur 7 er det tydelig at  $^{233}\text{U}$ , for nøytronenergi omkring 0,1 MeV, kommer ut med markert lavere  $\alpha$ -verdi enn  $^{235}\text{U}$  og  $^{239}\text{Pu}$ . Når vi nærmer oss 1,0 MeV går  $^{239}\text{Pu}$  noe lavere enn  $^{233}\text{U}$ . Dårligst ut av de tre kommer  $^{235}\text{U}$  som jevnt over ligger høyest i  $\alpha$ -verdi, med unntak for energier ned mot 0,01 MeV, hvor  $^{239}\text{Pu}$  er dårligere stilt.

Det kan være enkelt å tenke at  $\alpha$ -verdien for  $^{235}\text{U}$  er uvesentlig, siden vi har fokus på alternativene Th-U og U-Pu. Fra kapittel 2.4.5 vet vi at  $^{235}\text{U}$  ikke inngår i noe eget alternativ for breeding fra naturens side, men denne isotopen viser seg å inngå indirekte i Th-U-alternativet. Figur 8 viser hvordan nøytroninnfangning i  $^{234}\text{U}$ , produsert blant annet ved nøytroninnfangning i  $^{233}\text{U}$ , bidrar til å produsere  $^{235}\text{U}$ . Vi er derfor interessert i  $\alpha$ -verdien for  $^{235}\text{U}$ . Av samme grunn er vi også interessert i  $\alpha$ -verdien for  $^{241}\text{Pu}$  som dannes via nøytroninnfangning i  $^{239}\text{Pu}$  etterfulgt av nøytroninnfangning i  $^{240}\text{Pu}$ .

Nøytronene i en hurtigreaktor modereres ikke slik som de gjør i en termisk reaktor, derav gir spekteret for det prompte nøytronene et godt bilde av hvilke nøytronenergier vi kan forvente oss i en hurtigbreeder. I kapittel 2.3.5 fant vi den mest sannsynlige nøytronenergien, i prompt nøytronnspekter, til å være 0,73 MeV. Gjennomsnittsennergien fant vi til 1,98 MeV. Vi kan derfor forholde oss til nøytronenergier omkring 1 MeV, når vi sammenligner isotopene som inngår i alternativene Th-U og U-Pu for bruk i hurtigbreedere..

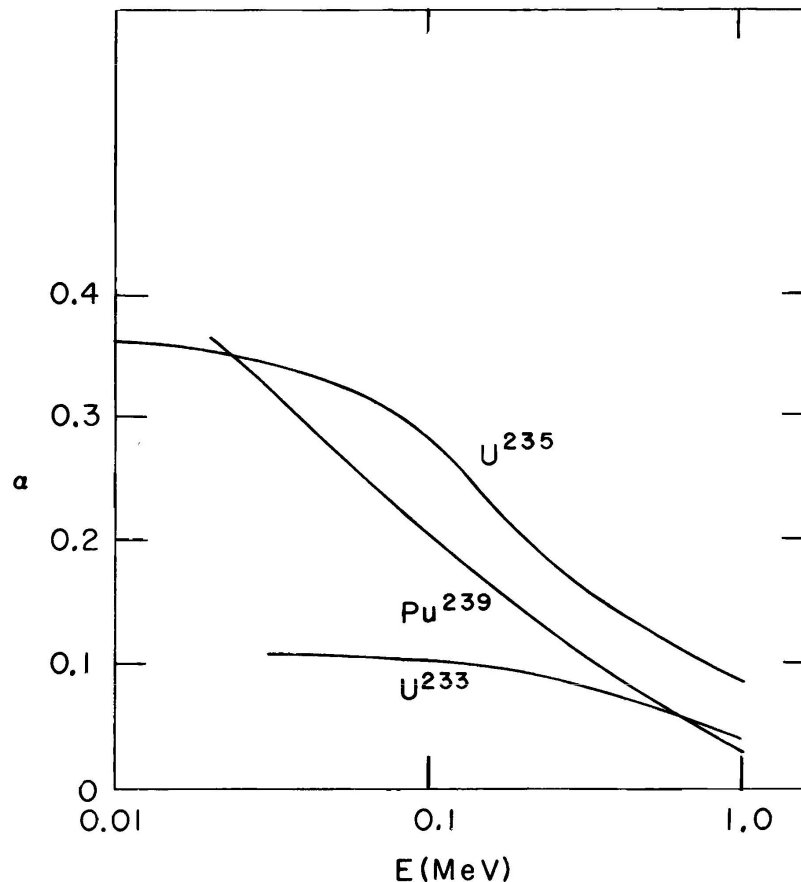
Fra figur 7 vet vi allerede at  $^{239}\text{Pu}$  er isotopen med lavest  $\alpha$ -verdi, når vi nærmer oss 1 MeV. Tabell 3 bekrefter dette, for 1 MeV leser vi av  $\alpha$  til 0,0149 for  $^{239}\text{Pu}$ . For  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  og  $^{241}\text{Pu}$  leser vi av  $\alpha$  til henholdsvis 0,0428, 0,0901 og 0,0715. Siden reaktorbrensel blir utsatt for intens nøytronstråling over lang tid, innebærer dette at produksjonen av  $^{234}\text{U}$  og  $^{236}\text{U}$  vil være større sammenlignet med produksjonen av  $^{240}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Pu}$  som følge av nøytroninnfangning. Studerer vi tabell 3 for høyere nøytronenergier ser vi at dette er en trend som opprettholdes. For best å se i hvilken grad det bygger seg opp tyngre aktinider for Th-U og U-Pu, tar vi for oss hele reaksjonskjeden, ledd for ledd, for de to alternativene.

Tabell 3:  $\alpha$ -verdier for  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Pu}$ , for et utvalg nøytronenergier\*. (Kilde: [9]).

Nøytronenergi (MeV)	$^{233}\text{U}$ ( $\sigma_\gamma/\sigma_f$ )	$^{235}\text{U}$ ( $\sigma_\gamma/\sigma_f$ )	$^{239}\text{Pu}$ ( $\sigma_\gamma/\sigma_f$ )	$^{241}\text{Pu}$ ( $\sigma_\gamma/\sigma_f$ )
0,0253**	0,0852	0,1687	0,3620	0,3586
0,01	0,1565	0,3499	0,6505	0,2406
0,10	0,1237	0,2713	0,1496	0,1504
0,73	0,0556	0,1135	0,0347	0,0779
1,00	0,0428	0,0901	0,0149	0,0715
1,50	0,0292	0,0674	0,0066	0,0597
1,98	0,0206	0,0469	0,0041	0,0447
3,00	0,0100	0,0225	0,0016	0,0246
4,00	0,0052	0,0099	0,0012	0,0159
5,00	0,0030	0,0051	0,0010	0,0106

\* $\alpha$  er funnet med utgangspunkt i verdier for  $\sigma_\gamma$  og  $\sigma_f$  ved de utvalgte energiene. Figur 25, 26, 27 og 28 viser plott av  $\sigma_\gamma$  og  $\sigma_f$  for henholdsvis  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Pu}$ .

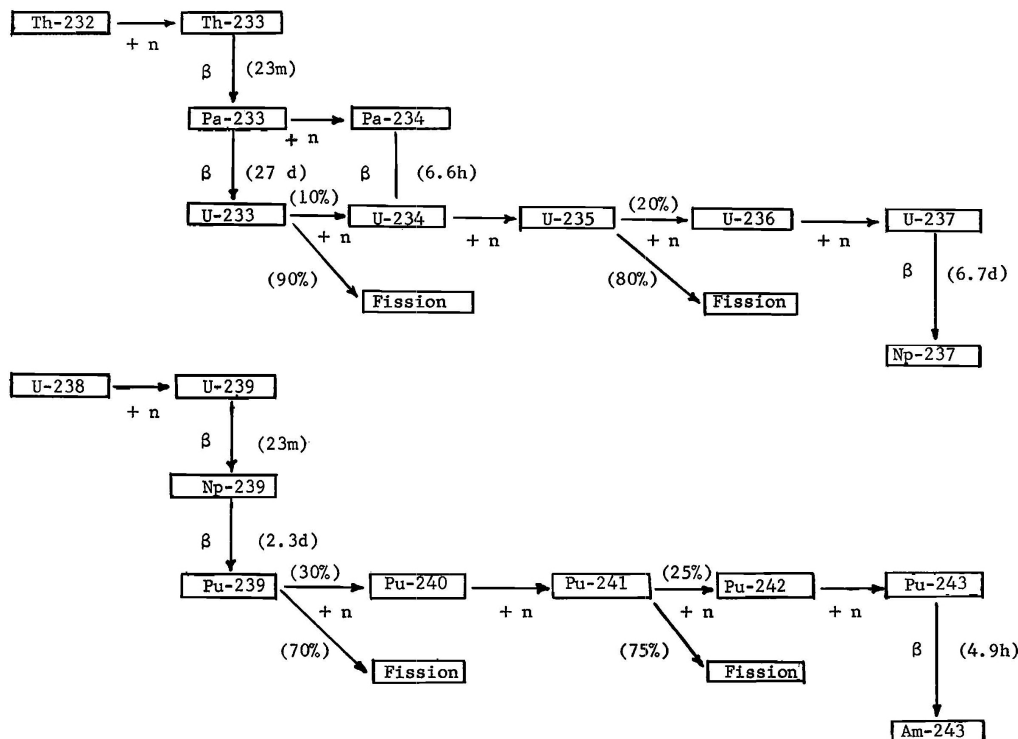
\*\*Dette er for termiske nøytroner, nøytronenergien er her gitt i eV.



Figur 7: Forholdet mellom innfangning- og fisjonstverrsnitt som funksjon av nøytronenergi i det hurtige spekteret for isotopene  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  og  $^{239}\text{Pu}$ . (Kilde: Figur A-3 [8]).

Med hjelp av [9] finner vi innfangnings- og fisjonstverrsnittet for isotopene som inngår i reaksjonskjedene i figur 8. Fra dette datamaterialet finner vi den relative sannsynligheten for at nøytronabsorpsjon fører til fisjon, i hvert av leddene i reaksjonskjedene til Th-U og U-Pu. Resultatet fremgår av tabell 4 og forteller oss at Th-U kommer dårlig ut for hurtige nøytroner. Alle isotopene fra Th-U viser seg å ha en lavere relativ sannsynlighet for fisjon ved absorpsjon av 1-MeV-nøytroner, enn isotopen i tilsvarende ledd for U-Pu. Dette betyr at vi produserer en større andel av uhåndterlige aktinider, får færre kjernesplittings og derav mindre energi om vi velger Th-U fremfor U-Pu som brenselalternativ i en hurtigbreeder.

Potensialet er også tilstede for at nøytroninnfangning i  $^{233}\text{Pa}$ , kan bidra til ytterligere produksjon av  $^{234}\text{U}$  via beta-henfall fra  $^{234}\text{Pa}$  i Th-U. Dette er avhengig av i hvilken grad  $^{233}\text{Pa}$  skjermes for nøytroner i tiden frem til  $^{233}\text{U}$  dannes, se reaksjonsligning (14) for detaljer. Halveringstiden for  $^{233}\text{Pa}$  er 27 dager mot 2,4 dager for  $^{239}\text{Np}$  som er isotopen for tilsvarende ledd i reaksjonskjeden for U-Pu.



Figur 8: De aktuelle reaksjonskjedene for breeding med utgangspunkt i  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$ . Merk: Prosentverdien på grenene forteller om relativ sannsynlighet for at absorpsjon av et termisk nøytron fører til fisjon. Av tabell 10 fremgår det at disse verdiene vil endre seg etter hvert som nøytronenergien øker, derav gir prosentverdiene i denne figuren et feilaktig bilde av forholdene ved breeding i en hurtigreaktor. (Kilde: Figur 3.1 [8]).

Nøytroninnfangning som produserer uønskede isotoper, og dermed også reduserer produksjonen av fissile isotoper, er derfor et problem av større dimensjon for Th-U enn U-Pu.

Verdiene for  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$  i tabell 4, henholdsvis 0,0108 og 0,0955 for en nøytronenergi på 1 MeV, forteller at disse spaltbare isotopene vil bidra til et økt antall kjernesplittings ved hurtig fisjon, men at bidraget fra  $^{232}\text{Th}$  vil bli betydelig lavere enn fra  $^{238}\text{U}$ .

Figur 9 viser hvordan fisjonstverrsnittet for  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$  er av betydning, når vi kommer opp i høy nøytronenergi. Bidrag fra hurtig fisjon er en effekt som gjerne gjør seg gjeldende først ved høye nøytronenergier, siden spaltbare, men ikke-fissile, isotoper som  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$  krever en relativt høy terskelenergi før de spaltes. Sett sammen med  $\eta$ -verdiene i tabell 5 for høyenergiske nøytroner som forteller oss at sentrale isotoper i Th-U-alternativet, frigir færre nøytroner per kjernesplitting enn isotopene i U-Pu-alternativet, virker det mest aktuelt å velge U-Pu som brenselalternativ til en hurtigbreeder. Faktiske erfaringer med hurtigbreedere bekrefter U-Pu sin posisjon som det ledende alternativet. Tabell

Tabell 4: Relativ sannsynlighet for at nøytronabsorpsjon i isotopene som inngår i Th-U og U-Pu fører til fisjon. Gitt for termiske (0,0253 eV) og hurtige (1 MeV) nøytroner\*. (Kilde: [9]).

Th-U ( <i>Isotop</i> )	0,0253 eV ( $\sigma_f/\sigma_a$ )	1 MeV ( $\sigma_f/\sigma_a$ )	U-Pu ( <i>Isotop</i> )	0,0253 eV ( $\sigma_f/\sigma_a$ )	1 MeV ( $\sigma_f/\sigma_a$ )
$^{232}\text{Th}$	0,0000	0,0108	$^{238}\text{U}$	0,0000	0,0955
$^{233}\text{U}$	0,9215	0,9589	$^{239}\text{Pu}$	0,7342	0,9854
$^{234}\text{U}$	0,0007	0,8991	$^{240}\text{Pu}$	0,0002	0,9463
$^{235}\text{U}$	0,8556	0,9173	$^{241}\text{Pu}$	0,7360	0,9333
$^{236}\text{U}$	0,0091	0,6927	$^{242}\text{Pu}$	0,0001	0,9354
$^{237}\text{U}$	0,0009	0,8753	$^{243}\text{Pu}$	0,6731	0,9649

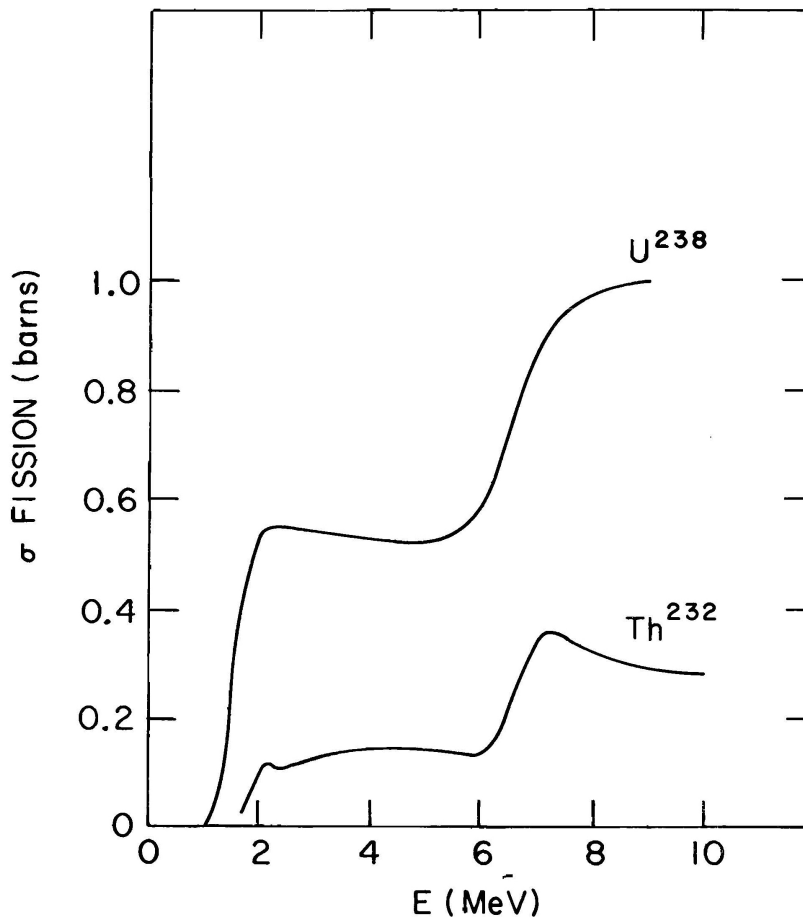
\*Den relative sannsynligheten for fisjon, ( $\sigma_f/\sigma_a$ ), er funnet med utgangspunkt i verdier for  $\sigma_\gamma$  og  $\sigma_f$ . Merk: Vi bruker approksimasjonen  $\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f$  fra kapittel 2.2.

4.3 i [3] presenterer blant annet breedingraten, antall fissile isotoper produsert per fissilt isotop konsumert, for U-Pu- og Th-U-oksiddrensler i en natriumkjølt hurtigbreeder. Resultatet er en breedingrate på 1,277 for U-Pu mot 1,041 for Th-U. Dette betyr at tiden det tar før vi har nok fissilt materiale til å starte opp en ny breederreaktor, vil være 16 år for U-Pu og 112 år for Th-U, hvilket gjør U-Pu til et overlegent alternativ.

### 3.2 Termisk breederreaktor med Th-U versus hurtigbreeder med U-Pu

Det viser seg at mange av erfaringene vi gjorde i kapittel 3.1 kan videreføres til dette kapitlet. Problemene knyttet til nøytroninnfangning som reduserer produksjonen av fissile isotoper og danne tyngre aktinider, gjør seg i gjeldende i enda større grad ved termisk breeding. Av tabell 4 ser vi at den relative sannsynligheten for at absorpsjon av termiske nøytroner fører til fisjon av isotopene i Th-U-alternativet, er enda lavere enn for absorpsjon av 1-MeV-nøytroner. Spesielt utmerker isotopene  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  og  $^{237}\text{U}$  seg med en eksepsjonelt lave verdier for absorpsjon av termiske nøytroner, henholdsvis 0,0007, 0,0091 og 0,0009. Dette innebærer en stor sannsynlighet for at vi får en rekke av nøytroninnfangninger som fører til stor produksjon av tyngre, og gjerne uhåndterlige, aktinider.

Fra kapittel 2.4.6 og figur 5 vet vi at  $\eta$  kun er marginalt større enn nødvendig for å realisere breeding i reaktorer med termisk og middels høy nøytronenergi. Dette medfører at mengden fissilt materiale som produseres, utover det som konsumeres for å holde reaktoren i gang, blir relativt lav. Erfaring fra breeding



Figur 9: Fisjonstverrsnitt som funksjon av nøytronenergi for isotopene  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$ . (Kilde: Figur A-5 [8]).

i saltsmeltereaktorer, som er blant de beste alternativene for termisk breeding fordi elementene i saltmiksen har meget lavt absorpsjonstverrsnitt for termiske nøytroner, viser en breedingrate mellom 1,05 og 1,07 [3].

Om vi sammenligner tallene fra saltsmeltereaktoren med tallene fra den natriumkjølte hurtigbreeder presentert avslutningsvis i kapitell 3.1 for Th-U, kan breeding i en termisk reaktor synes noe gunstigere enn breeding i en hurtigreaktor, men produksjonen av tyngre isotoper som  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$  og høyere elementer vil bli større i en termisk breeder.

Selv om en termisk breeder med Th-U potensielt kan yte bedre enn en hurtigbreeder med Th-U, vil en slik termisk breeder komme til kort mot en hurtigbreeder der vi produsere  $^{239}\text{Pu}$  fra  $^{238}\text{U}$ , når det gjelder energiproduksjon. U-Pu-alternativet tilbyr rikelig med nøytroner fra spaltning av de fissile isotopene  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Pu}$ , i tillegg får vi et bidrag av betydning fra  $^{238}\text{U}$  som spaltes ved nøytronenergier større enn 0,6 MeV. De lave  $\alpha$ -verdiene for  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Pu}$  for hurtige nøytroner, gjør at få nøytroner går til spille ved innfangning og vi får

Tabell 5:  $\eta$ -verdi for utvalgte isotoper i reaksjonskjedene for Th-U og U-Pu, for termisk og høyenergiske nøytronenergi. (Kilde: Et utdrag fra tabell 2 s. 51 [10]).

(Isotop)	Termiske nøytroner ( $\eta$ )	Høyenergiske nøytroner ( $\eta$ )
$^{232}\text{Th}$	-	2,30
$^{233}\text{U}$	2,29	2,50
$^{235}\text{U}$	2,07	2,50
$^{238}\text{U}$	-	2,75
$^{239}\text{Pu}$	2,11	2,90
$^{241}\text{Pu}$	2,15	2,73

flere kjernesplittings som er ekvivalent til at vi får mer energi ut av brenselet.

Vi ser av tabell 4 at den relative sannsynligheten for at absorpsjon av et hurtig nøytron fører til fisjon, er godt over 90 % for plutoniumisotopene i alle ledd av reaksjonskjeden for U-Pu som vi ser i figur 8. Dette betyr at sannsynligheten for at vi ender opp med tunge isotoper som  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  og  $^{243}\text{Pu}$  vil være relativt lav. Det er derfor naturlig å anta at plutoniumisotopene vi finner i brukt brensel fra en hurtigbreeder med U-Pu, for det meste vil være  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{240}\text{Pu}$ .

### 3.3 Oppsummering

Kort oppsummert ser det ut til at hurtigbreedere og U-Pu vil være det beste alternativet for energiproduksjon. Dette forteller at det er sannsynlig at vi får se hurtigbreedere med U-Pu i fremtidige reaktorsystemer, i hvert fall om teknologivalget tas uten å ta hensyn til ikke-spredningsaspekter. Vi skal i kapittel 4 ta for oss ikke-spredningsegenskapene til brenselalternativene Th-U og U-Pu. Ved å studere disse egenskapene kan vi få et bilde av potensielle utfordringer knyttet til fremtidens brenselalternativer.





## 4 Ikke-spredningsaspekter

Det er i dag 9 land som har atomvåpen, deriblant Israel og Nord-Korea som ikke har sivil kjernekraft [11]. Krigføring med bruk av atomvåpen vil kunne få katastrofale konsekvenser, og sikkerhetsrisikoen knyttet til spredning av atomvåpen er anerkjent globalt. Internasjonalt samarbeid har blant annet ført frem til ikke-spredningsavtalen *Treaty on the Non-proliferation of Nuclear Weapons* (NPT). Utdraget som følger i sitat 1 er hentet og oversatt fra kilde [11], og gir et lite innblikk i avtalen.

**Sitat 1.** NPT har som målsetning å forhindre spredning av kjernevåpen, fremme, og til slutt oppnå, kjernefysisk nedrustning, og å fremme fredelig bruk av kjernekraft. Til sammen har 180 land sluttet seg til NPT; India, Pakistan og Israel har aldri sluttet seg til, og Nord-Korea hevder å ha trukket seg.

Det internasjonale atomenergibyrået (IAEA) jobber tett sammen med den sivile kjernekraftindustrien i land som har undertegnet NPT. IAEA står blant annet for jevnlig kontroll ved kjernekraftverkene, for å sikre at kjernefysisk materiale ikke kommer på avveie. Like fullt vil muligheten alltid være til stede for at fissilt bombemateriale kan ende i feil hender, siden det finnes nasjoner med sivil kjernekraft, samt nasjoner i besittelse av atomvåpen, som ikke har forpliktet seg til å følge NPT.

Med dette i tankene, gjør vi en vurdering av ikke-spredningsegenskaper knyttet til brenselalternativene vi har sett på tidligere i dette dokumentet.

### 4.1 Kriterier for evaluering av ikke-spredningsegenskaper

For å evaluere ikke-spredningsegenskaper knyttet til brenselalternativene Th-U og U-Pu, tar vi utgangspunkt i tre kriterier som er avgjørende for kvaliteten til et atomvåpen [11]:

1. Den kritiske massen til en isotop eller forskjellige isotopsammensetninger.
2. Reduksjon av våpenets ytelse på grunn av for tidlig detonasjon forårsaket av nøytroner fra spontanfisjon.
3. Reduksjon av våpenets stabilitet på grunn av varmeutvikling.

### 4.2 Potensielt bombemateriale for U-Pu

Vi har tidligere argumentert for at hurtigbreedere med  $^{239}\text{Pu}$  fra  $^{238}\text{U}$  vil være det beste alternativet til energiproduksjon, men dette var uten å ta hensyn til ikke-spredningsegenskaper knyttet til isotopene som inngår i brenselalternativene. En stor andel av isotopene vi har vært innom i evalueringen av brensel til breedere, viser seg i større eller mindre grad å kunne fungere som bombemateriale, noe vi må ta hensyn til.

For U-Pu-alternativet vil  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Pu}$  være de mest effektive isotopene for å lage en atombombe, men som vi ser av tabell 6 vil alle isotopene listet der

Tabell 6: Noen egenskaper til isotoper i gammelt reaktorbrensel. (Kilde: Tabell 4 s. 66 [10]).

<i>Isotop</i>	<i>Kritisk masse <math>\alpha</math>-fase (kg)</i>	<i>Spontane fisjonsnøytroner ([g-s]<sup>-1</sup>)</i>	<i>Nedbrytningsvarme (watt/kg)</i>
$^{238}\text{Pu}$	10	$2,6 \cdot 10^3$	560
$^{239}\text{Pu}$	10	$22 \cdot 10^{-3}$	1,9
$^{240}\text{Pu}$	40	$0,91 \cdot 10^3$	6,8
$^{241}\text{Pu}$	10	$49 \cdot 10^{-3}$	4,2
$^{242}\text{Pu}$	100	$1,7 \cdot 10^3$	0,1
$^{241}\text{Am}^*$	100	1,20	114

\*Americium dannes i gammelt reaktorbrensel som et resultat av beta-henfall fra  $^{241}\text{Pu}$ .

kunne brukes som bombemateriale, om en tilstrekkelig mengde av de respektive isotopene er tilgjengelig. Merk det ikke kan produseres kjernevåpen med en større andel  $^{238}\text{Pu}$  enn 80% [12], dette kan sees av tabell 9 i kapittel 5.1.

I tabell 7 presenteres plutonium av forskjellig kvalitet, og vi ser at reaktorkvalitet innebærer tilstedeværelse av en relativt stor andel  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Pu}$ . Disse isotopene gjør arbeid med plutonium av reaktorkvalitet vanskelig enn med våpenkvalitet, da de fører til en økning i radioaktiviteten på omkring 15 ganger nivået for plutonium av våpenkvalitet. Strålingen fra disse isotopene er i all hovedsak 5-MeV- $\alpha$ -stråling og 20-keV- $\beta$ -stråling som kan skjermes i et hanskekammer (*glove box*) [10]. Det vil også være noe nøytronstråling, men et tykt plastglass vil kunne senke stråling til et akseptabelt nivå. En avstand omkring en halv meter til det radioaktive materialet vil også være tilstrekkelig for et trygt strålingsnivå [10].

Utover radioaktiv stråling utgjør varmen som genereres i plutonium av reaktorkvalitet en utfordring. For en isotopsammensetning lik den for reaktorkvalitet i tabell 7, vil samlet effekt være mer enn 10,5 watt per kg [13]. Dette gjør selve materialet så varmt at man ikke kan holde i det.

Merk at verken isotoper av uran eller plutonium i U-Pu bidrar med sterke gammaemittere, men at  $^{241}\text{Am}$  vil sende ut penetrerende gammastråling som følge av alfa-henfall [10]. Siden  $^{241}\text{Am}$  dannes ved beta-henfall fra  $^{241}\text{Pu}$  med en halveringstid på 13,2 år, er dette et problem assosiert med plutonium av reaktorkvalitet som har blitt lagret over lengre tid. Den penetrerende gammastrålingen fra  $^{241}\text{Am}$  gjør bruken av plutonium i atomvåpen mer komplisert. I tillegg bidrar  $^{241}\text{Am}$  til at gammelt reaktorplutonium på avveie kan spores opp, da strålingen

Tabell 7: Isotopsammensetning for ulike kvaliteter av plutonium. (Kilde: Utdrag fra tabell 1 [13]).

<i>Isotop</i>	<i>Våpenkvalitet</i>	<i>Reaktorkvalitet<sup>a</sup></i>	<i>FBR blanket<sup>b</sup></i>
$^{238}\text{Pu}$	0,00012	0,013	-
$^{239}\text{Pu}$	0,93800	0,603	0,96
$^{240}\text{Pu}$	0,05800	0,243	0,04
$^{241}\text{Pu}$ <sup>c</sup>	0,00350	0,091	-
$^{242}\text{Pu}$	0,00022	0,050	-

*a.* Plutonium fra PWR med lavanriktet uran og utbrenning 33 MW-dager/kg.

*b.* Hurtigbreeder basert på U-Pu.

*c.* Både  $^{241}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Am}$ .

kan detekteres på god avstand om avfallet ikke er solid skjermet.

Vi kan konkludere at det vil være meget komplisert, om ikke umulig, å lage en atombombe basert på plutonium av reaktorkvalitet fra en PWR. Dessuten vil materialet være vanskeligere å jobbe med om det er lagret lenge, og det vil bli mulig å spore gammastrålingen fra  $^{241}\text{Am}$ .

Tabell 7 presenterer også isotopsammensetningen for plutonium produsert hurtigbreeder, der plutonium hentes ut fra et teppe av fertilt  $^{238}\text{U}$  som omslutter reaktorkjernen (FBR-blanket). Vi kan se av tabell 7 at dette resulterer i relativt rent plutonium. Det er kun de to plutoniumisotopene  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{240}\text{Pu}$  som vil være til stede, henholdvis fordelt med prosentverdiene 96 % og 4 %. Dette er straks et annet utgangspunkt enn plutonium av reaktorkvalitet, da plutonium fra FBR-blanket tilsvarende plutonium av høyere kvalitet enn hva som refereres til som våpenkvalitet.

Dette betyr at vi antallet spontane fisjonsnøytroner blir relativt lavt, hvilket sikrer et eventuelt kjernevåpen god ytelse. Et annet resultat, er fraværet av  $^{241}\text{Pu}$  som eliminerer muligheten for at  $^{241}\text{Am}$  dannes over tid. Uten gammastrålingen fra  $^{241}\text{Am}$  blir materialet mer håndterlig og muligheten for sporing forsvinner. Varmeproduksjonen for plutonium fra en hurtigbreeder blir også noe helt annet. Plutonium av våpenkvalitet vil ha en nedbrytingsvarme på 2,3 watt per kg, hvilket er omkring 5 ganger lavere enn for reaktorkvalitet [13]. Den lave varmeutviklingen sørger for et stabilt kjernevåpen.

Det ser ut til at plutonium fra FBR-blanket er et meget potent materiale for produksjon av kjernevåpen, og U-Pu-alternativet må anses for å utgjøre en stor spredningsrisiko. Dette både på grunn av potensialet til å produsere et effektivt kjernevåpen og fordi det er nær umulig å spore materialet, om det kommer på avveie.

### 4.3 Potensielt bombemateriale for Th-U

Rapporten fra *Thoriumutvalget* påpeker at reprocessing av thoriumbasert brensel gir nesten rent  $^{233}\text{U}$  og derfor materiale av våpenkvalitet [11]. Sammen med  $^{235}\text{U}$  utgjør  $^{233}\text{U}$  de fissile isotopene som er aktuelle for bruk i atomvåpen for Th-U-alternativet. Den kritiske massen for  $^{233}\text{U}$  er 16 kg, mot 54 kg for  $^{235}\text{U}$  av våpenkvalitet, det vil si en renhet på 94 % [14]. Om vi ser kun på verdiene for kritisk masse, kan Th-U-alternativet synes like tiltalende for produksjon av bombemateriale som U-Pu, men det hefter en interessant isotop ved *thoriumkjeden* som setter det hele i et annet lys. Figur 10 illustrerer hvordan et stort antall forskjellige isotoper inngår i Th-U-alternativet, og deriblant finner vi  $^{232}\text{U}$  som vi skal studere nærmere.

#### 4.3.1 Detaljer for isotopen $^{232}\text{U}$

Det fremgår av figur 10 at  $^{232}\text{U}$  primært dannes via reaksjonen  $^{233}\text{U}(n, 2n)^{232}\text{U}$  og  $^{233}\text{Pa}(n, 2n)^{232}\text{Pa}$  med påfølgende beta-henfall fra  $^{232}\text{Pa}$  til  $^{232}\text{U}$ . Reaksjonen  $^{232}\text{Th}(n, 2n)^{231}\text{Th}$  er også kilde til  $^{232}\text{U}$ , men da via beta-henfall fra  $^{231}\text{Th}$  til  $^{231}\text{Pa}$  som ved nøytroninnfangning produserer  $^{232}\text{Pa}$  som til slutt henfaller til  $^{232}\text{U}$  ved beta-henfall. Det er verdt å merke seg at disse  $(n, 2n)$ -reaksjonene har en terskelenergi på henholdsvis 5,78 MeV, 6,55 MeV og 6,46 MeV [9]. Dette innebærer at sannsynligheten for at  $^{232}\text{U}$  dannes er relativt lav, men fordi nøytroner med høyere energi enn disse terskelenergiene alltid vil være tilstede i en reaktor, vil det dannes  $^{232}\text{U}$  i alt thoriumbasert brensel.

Denne uranisotopen sies å utgjøre en innebygd spredningsmotstand for thoriumbasert brensel. Dette kommer av datterproduktene til  $^{232}\text{U}$  som i flere ledd av nedbrytningsserien bidrar med sterke gammastråling, spesielt utmerker  $^{208}\text{Tl}$  seg med beta-henfall til stabilt  $^{208}\text{Pb}$ , fulgt av meget sterk gammastråling på 2,6 MeV. Nedbrytningsserien for  $^{232}\text{U}$  fremgår av figur 11 og forteller at strålingsbidraget fra  $^{232}\text{U}$  vil øke betydelig med tiden, siden isotopen har en halveringstid på 72 år. Dette resulterer i at brukt thoriumbrensel og separert  $^{233}\text{U}$  som er blitt lagret, selv over en kortere periode, vil kreve fjernstyrt og automatisert reprocessing og refabrikasjon av brenselet i tungt skjermede høyaktive celler [15].

Tabellen i figur 13 kan gi oss et bilde av hvor mye  $^{232}\text{U}$  som dannes ved breeding med termiske nøytroner, selv om denne tabellen er for en reaktor som brenner mer fissilt materiale enn den produserer. Uten å gjøre en veldig stor feil, siden det ikke er noe  $^{231}\text{Pa}$  til stede ved oppstarten, kan vi anta at en termisk breeder med samme fordeling av  $^{233}\text{U}$  og  $^{232}\text{Th}$  og en breedingrate på 1, vil produsere omtrent like mye  $^{232}\text{U}$  som denne reaktoren gjør med en utbrenning på 33 MW-dager/kg. Kanskje vil mengden  $^{232}\text{U}$  bli noe større siden andelen  $^{233}\text{U}$  ikke avtar i en ekte breederreaktor, men heller øker. Dette resulterer i en produksjon av 105 gram  $^{232}\text{U}$ . Siden den totale mengden  $^{233}\text{U}$  er omkring 880 kg, tilsvarer dette en andel  $^{232}\text{U}$  omkring 119 ppm, *parts per million*. Vi merker oss at det må kunne forventes en betydelig større produksjon av  $^{232}\text{U}$  i en hurtigbreeder, siden nøytronene der er langt mer energiske enn i en termisk reaktor.

Et tall som 119 ppm sier ikke mye i seg selv, men ved hjelp av tabell 8 kan vi få inntrykk av strålingsbidraget fra  $^{232}\text{U}$ . Tabell 8 viser hvor tykk blyskjerming

Tabell 8: Nødvendig blyskjerming\* for å senke doseraten, 1 meter fra 1 kg  $^{233}\text{U}$  med ulike grader av  $^{232}\text{U}$ -forurensning, til  $2,5 \mu\text{Sv/t}$  som funksjon av tid etter uranet ble separert fra resten av brenselet\*\*. (Kilde: s. 84 [15]).

$^{232}\text{U}/^{233}\text{U}$ (ppm)	Aldringstid				
	10	30	100	400	4000
100	6,75	10,4	13,3	16,4	18,4
1000	12,1	15,5	18,4	21,5	23,5
10000	17,2	20,8	23,5	26,0	28,1

\*Tykkelsen av skjermingen er gitt i *cm*. \*\*Tiden etter separasjon er gitt i dager.

som er nødvendig for å redusere gammadoseraten, i en avstand av 1 meter fra 1 kg  $^{233}\text{U}$  med ulike grader av  $^{232}\text{U}$ -forurensning, til  $2,5 \mu\text{Sv/t}$ . Siden doseraten vil øke med tid, vil det bli behov for tykkere skjerming over tid. I tabell 8 er tiden gitt i dager fra kjemiskseparasjon av uran fra resten av brenselet. Merk at eksponering for en doserate på  $2,5 \mu\text{Sv/t}$ , vil gi en stråledose på 1 mSv etter 400 timer. Statens strålevern sine dosegrenser er henholdsvis 1 mSv per år for den alminnelige befolkning og 20 mSv per år for yrkeseksponerte, da i gjennomsnitt over en 5-årsperiode [18].

Med tallene fra tabell 8 er det tydelig at håndtering av brukt brensel, forurenset selv med små mengder  $^{232}\text{U}$ , rasket blir en komplisert affære. Figur 29 kilde [15] underbygger dette ytterligere. Mengden  $^{233}\text{U}$  som trengs for et atomvåpen med reflektor er kun 5 kg [14]. En slik mengde  $^{233}\text{U}$  med 10000 ppm  $^{232}\text{U}$  som er lagret 100 dager, vil gi 50 % sannsynlighet for dødelig utfall etter 1 times eksponering i følge figur 29 kilde [15].

Vi kan derfor slutte at  $^{233}\text{U}$  vil være lite attraktivt som bombemateriale og spesielt om det stammer fra en hurtigbreedere med Th-U. Dette er som vi har sett tidligere på grunn av  $(n, 2n)$ -reaksjonene som gjør seg gjeldene ved høye nøytronenergier. Figur 12 viser hvordan virkningstverrsnittet for  $^{233}\text{Pa}(n, 2n)^{232}\text{Pa}$ -reaksjonen som er en av kildene til  $^{232}\text{U}$ , brått gjør seg gjeldene for nøytronenergier over 6,55 MeV. For termiske breedere kan det tenkes fordelene av en lavere  $^{232}\text{U}$ -forurensningen, vil veies opp av en større andel uhandterlige aktinider som et resultat av de lave  $(\sigma_f/\sigma_a)$ -verdiene for  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  og  $^{237}\text{U}$  ved termisk nøytronenergi, se tabell 4.

Utfordringene relatert til  $^{232}\text{U}$ , utelukker med stor sannsynlighet  $^{233}\text{U}$ , fra breederreaktorer, til militær bruk for nasjoner som allerede besitter kjernevåpen [7]. Slike nasjoner vil allerede ha tilstrekkelige mengder høyanriket  $^{235}\text{U}$  og plutonium av våpenkvalitet. På den andre siden trekkes det også frem at terrorist-

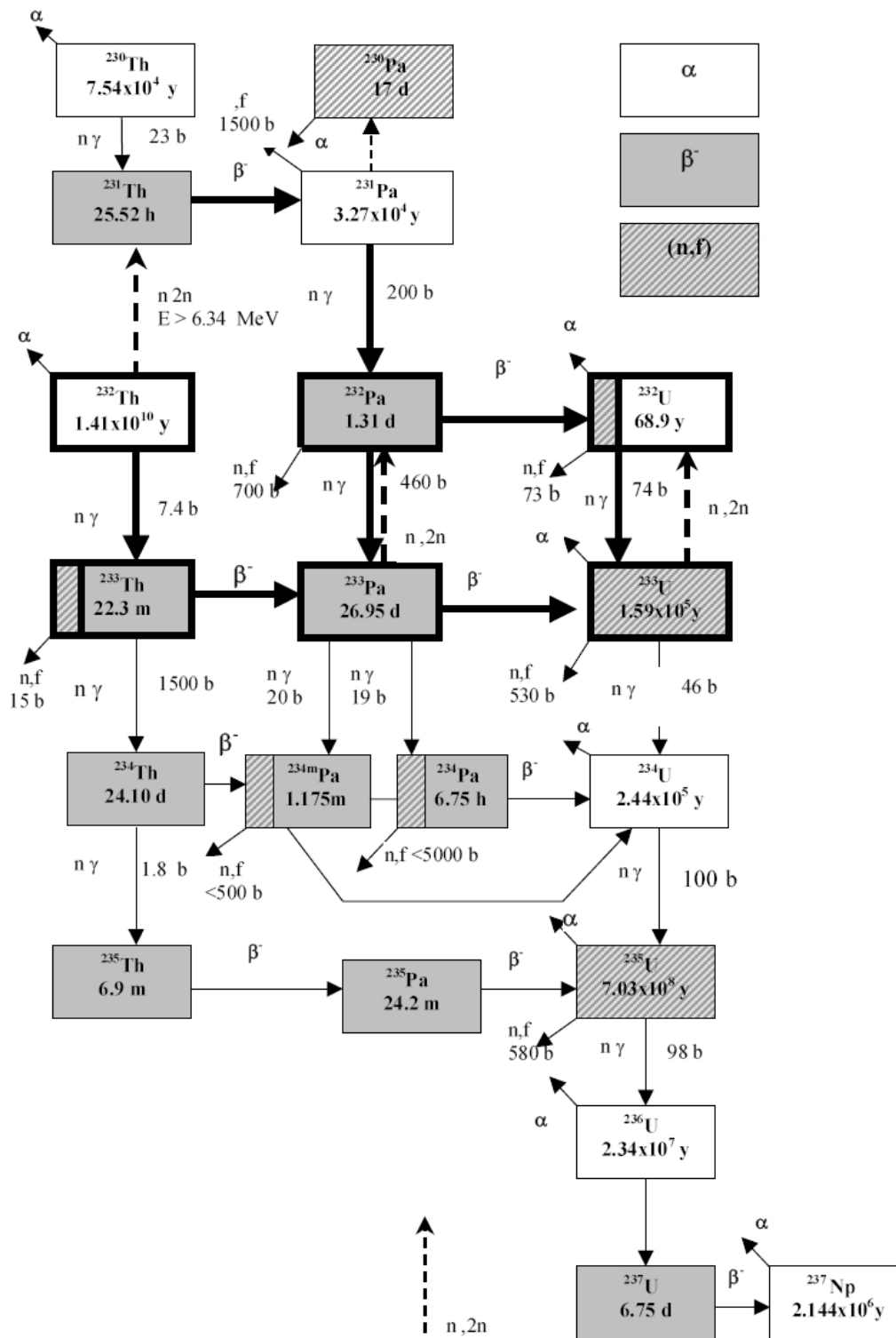
grupperinger og ustabile nasjoner, potensielt vil utsette sine egne for en relativt høy risiko for å nå sine mål. Under slike forhold vil arbeid med forurenset  $^{233}\text{U}$  kunne finne sted under relativt lav strålerate, i et kort tidsvindu etter det brukte brenselet er hentet ut fra reaktoren.

Kort oppsummert vil  $^{232}\text{U}$  uansett gjøre det vanskelig å utnytte uran fra Th-U til å produsere atomvåpen, men potensialet er tilstede og er noe vi må ta hensyn til. I likhet med plutonium fra U-Pu vil uran fra Th-U utgjøre en spredningsrisiko, dog noe mindre på grunn av  $^{232}\text{U}$ .

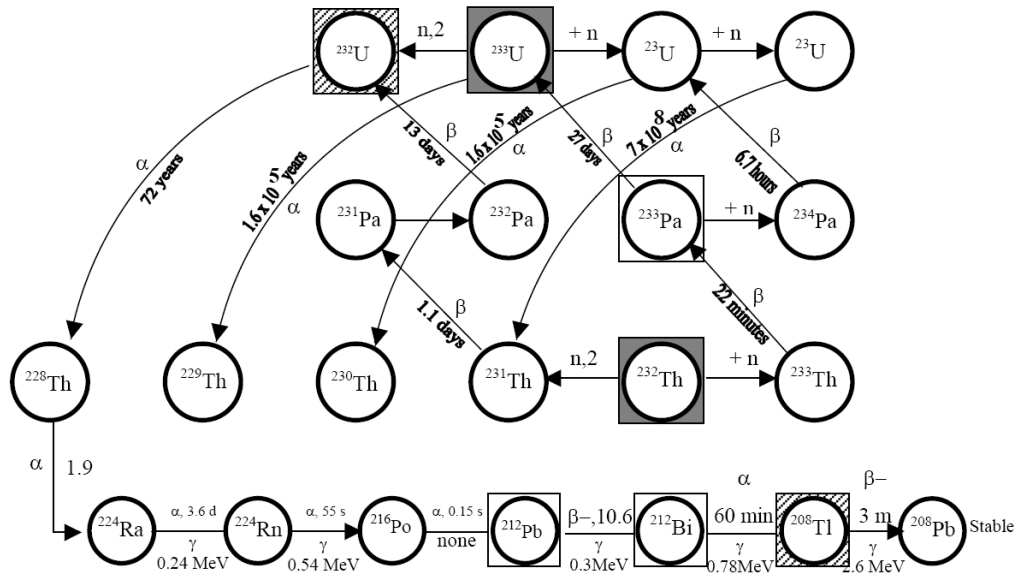
#### 4.4 Oppsummering

Vi har sett plutonium fra FBR-blanket er et potent materiale for produksjon av kjernevåpen og at det vil være vanskelig å spore. Isotopsammensetningen for plutonium fra FBR-blanket er kanskje ikke representativt for alt brukt brensel fra hurtigbreedere med U-Pu, men vi vet fra tabell 4 og kapittel 3.2 at andelene av andre isotoper enn  $^{239}\text{U}$  og  $^{240}\text{Pu}$  vil bli lav.

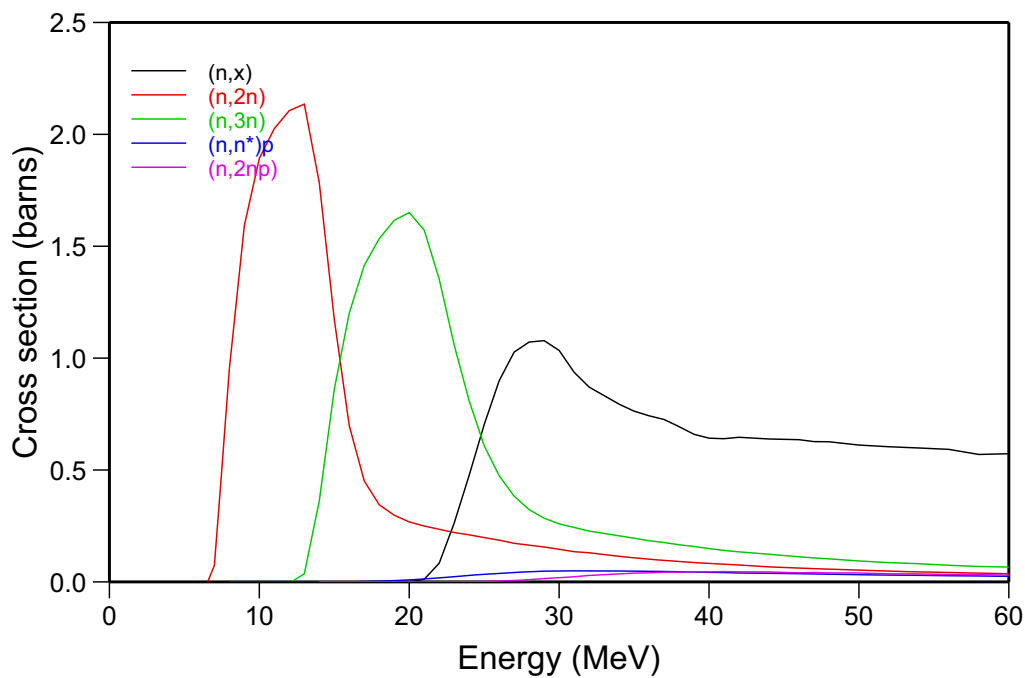
Siden det er sannsynlig at vi får se hurtigbreedere som benytter brensel basert på U-Pu i fremtiden, er det verdt å merke seg at dette innebærer produksjon av potent våpenmateriale. Ut fra det vi har funnet om ikke-spredningsegenskapene til Th-U, kan det være at dette er et bedre alternativ for fremtiden enn U-Pu, når det kommer til å hindre spredning av kjernevåpen. Spørsmålet er bare om dette i det hele tatt kan brukes om argument, med tanke på utviklingen av ny anrikningsteknologi som laserisotopseparasjon. Vi skal ta et dypdykk i etablerte anrikningsteknologier og laserisotopseparasjon i kapittel 5.



Figur 10: Illustrasjon av isotopene som inngår i *thoriumkjeden* aktuell for Th-U (Kilde: Figur 24 s. 68 [15]).



Figur 11: De viktigste isotopene i en brenselsyklus basert på Th-U, deriblant  $^{232}\text{U}$ . (Kilde: Figur 25 s. 69 [15]).



Figur 12: Virkningstverrsnittet for  $^{233}\text{Pa}(n, 2n)^{232}\text{Pa}$ -reaksjonen.  $^{232}\text{Pa}$  er via beta-henfall en av kildene til  $^{232}\text{U}$ . (Kilde:[16]).



BU(GW·d/t)		0		33	
Nuclei	Mass (kg)	Isotopes (%)	Mass (kg)	Isotopes (%)	Balance (kg)
<sup>228</sup> Th	0		0.0029		
<sup>230</sup> Th	0		5.76x10 <sup>-4</sup>		
<sup>232</sup> Th	30 347		29 383		
Total Th	30 347	96.63	29 383	97.19	-964
<sup>231</sup> Pa	0		2.615		
<sup>233</sup> Pa	0		44.901		
Total Pa	0		47.516	0.16	+47.516
<sup>232</sup> U	3.070	(0.32)	3.175	(0.40)	
<sup>233</sup> U	880.530	(91.61)	591.036	(73.95)	
<sup>234</sup> U	67.570	(7.03)	158.917	(19.88)	
<sup>235</sup> U	9.990	(1.04)	39.799	(4.98)	
<sup>236</sup> U	0		6.324	(0.79)	
<sup>237</sup> U	0		0.022	(0)	
<sup>238</sup> U	0		0	(0)	
Total U	961.160	3.07	799.273	2.64	-161.887
<sup>237</sup> Np	0		0.551		
<sup>238</sup> Np	0		0.002		
<sup>239</sup> Np	0		0		
Total Np	0		0.553	0.01	+0.553
<sup>236</sup> Pu	0		3.04x10 <sup>-6</sup>		
<sup>238</sup> Pu	0		0.142		
<sup>239</sup> Pu	0		0.014		
<sup>240</sup> Pu	0		0.002		
<sup>241</sup> Pu	0		0.002		
<sup>242</sup> Pu	0		3.05x10 <sup>-4</sup>		
Total Pu	0		0.161	0.01	+0.161
<sup>241</sup> Am	0		2.17x10 <sup>-5</sup>		
<sup>242</sup> Am	0		4.00x10 <sup>-7</sup>		
<sup>243</sup> Am	0		3.76x10 <sup>-5</sup>		
Total Am	0		5.98x10 <sup>-5</sup>		
<sup>242</sup> Cm	0		5.53x10 <sup>-5</sup>		
<sup>243</sup> Cm	0		8.20x10 <sup>-8</sup>		
<sup>244</sup> Cm	0		6.60x10 <sup>-6</sup>		
<sup>245</sup> Cm	0		3.15x10 <sup>-7</sup>		
Total Cm	0		1.25x10 <sup>-5</sup>		
TOTAL	31 308.160	100	30 230.500	100	-1 077.660

Figur 13: Tabell som presenterer fordelingen av tunge isotoper i en PWR, for ubrukt og brukt brensel basert på Th-U. Merk: <sup>233</sup>U er fra reprocessert brensel og inneholder derav noe <sup>232</sup>U, <sup>234</sup>U og <sup>235</sup>U. (Kilde: **Table VI - U<sub>T</sub>/Th Fuel (3-b)** [17]).



## 5 Anrikning av uran

Anrikning av uran for produksjon av kjernebrensel eller til bruk i kjernevåpen, vil si å øke andelen  $^{235}\text{U}$  på bekostning av den opprinnelig andelen  $^{238}\text{U}$  i en mengde uran. Dette gjøres fordi  $^{235}\text{U}$  er en fissil isotop, mens  $^{238}\text{U}$  er spaltbar kun for relativt høye nøytronenergier. En høy konsentrasjon av  $^{235}\text{U}$  vil gi et effektivt brensel, og er konsentrasjonen tilstrekkelig høy kan uran brukes i kjernevåpen.

### 5.1 Grader av anrikning

Bestanddelen  $^{235}\text{U}$  i naturlig uran er 0,72%, og tilstrekkelig til at naturlig uran kan brukes som brensel i avanserte tungtvannsreaktorer som CANDU, en reaktortype med spesielt god nøytronøkonomi. Ordinære lettvannsreaktorer derimot, benytter uran anrikt til omkring 3-5% hvilket gjør anrikning nødvendig.

Det internasjonale atomenergibyrådet, IAEA, har tabulert mengden ulikt nukleært materiale som trengs for å fremstille et kjernefysisk våpen [12]. Disse verdien er gjengitt i tabell 9, der forkortelsene HEU, LEU, NU og DU er brukt om

Tabell 9: Mengden materiale tilstrekkelig for direkte eller indirekte fremstilling av et kjernevåpen, gitt for et utvalg fissile materialer og kilder til fissilt materiale. Materialer som ikke trenger videre anrikning eller transmutasjon før fremstilling av et kjernevåpen kalles materiale for direkte bruk\*. (Kilde: Tabell 2 s. 19 [12]).

Materiale	Tilstrekkelig mengde
<i>Direkte bruk</i>	
Pu <sup>a</sup>	8 kg Pu
$^{233}\text{U}$	8 kg $^{233}\text{U}$
HEU ( $^{235}\text{U} \geq 20\%$ )	25 kg $^{235}\text{U}$
<i>Indirekte bruk</i>	
LEU ( $^{235}\text{U} < 20\%$ )	75 kg $^{235}\text{U}$
NU ( $^{235}\text{U} = 0.72\%$ )	10 tonn naturlig uran
DU ( $^{235}\text{U} < 0.72\%$ ) <sup>b</sup>	20 tonn utarmet uran
Th	20 tonn thorium

\*Det er tatt hensyn til tap ved prosesser knyttet til konvertering og fremstilling. Tilstrekkelig mengde må ikke forveksles med kritisk masse.

<sup>a</sup>Gjelder plutonium som inneholder mindre enn 80%  $^{238}\text{Pu}$ . <sup>b</sup>For utarmet uran fra anrikningsanlegg er konsentrasjonen typisk 0,20%.

henholdsvis høyanrikt, lavanrikt, naturlig og utarmet uran. Tallene fra IAEA

impliserer at 25 kg høyanriket uran er en tilstrekkelig mengde fissilt materiale for å produsere et kjernevåpen. HEU kalles gjerne våpenanvendelig uran, men vil gi et ineffektivt kjernevåpen. Uran anriket til 90%  $^{235}\text{U}$  eller mer kalles uran av våpenkvalitet.

## 5.2 Separasjon av uranisotoper

Anrikning av uran er en komplisert affære fordi det er snakk om å separere to isotoper av samme grunnstoff som har tilnærmet lik atomvekt. Isotoper av samme grunnstoff har lik ladning og derfor omtrent de samme kjemiske egenskapene. Dette betyr at ordinær kjemisk separasjon av  $^{235}\text{U}$  og  $^{238}\text{U}$  ikke er mulig.

Selv om det som skiller disse to isotopene stort sett er en liten massedifferanse på tre nøytroner, gjør denne differansen det mulig å separere isotopene. Aerodynamisk og elektromagnetisk separasjon av isotoper er teknikker som tar utgangspunkt i masseforskjellen mellom  $^{235}\text{U}$  og  $^{238}\text{U}$ . Separasjon av isotoper ved diffusjon og sentrifugering bygger også denne masseforskjellen.

Hvordan massedifferansen gjør det mulig å separere isotoper ved diffusjon, tar vi for oss i kapittel 5.2.1 og kapittel 5.2.2, mens fysikken bak gass-sentrifugering presenteres i kapittel 5.2.3.

Disse tre nøytronene som skiller  $^{235}\text{U}$  og  $^{238}\text{U}$  gjør mer for isotopene enn å bidra med en liten massedifferanse, men dette kommer vi først tilbake til i kapittel 5.4.1. Teknikker som aerodynamisk, kjemisk og elektromagnetisk separasjon av isotoper får ingen grundigere presentasjon, da de ikke er, og ikke ser ut til å bli, sentrale for anrikning av uran til produksjon av kjernebrensel.

### 5.2.1 Kinetisk teori for gasser

Fra kinetisk teori for gasser vet vi at en partikkel som ikke vekselvirker, vil ha en kinetiske energi som er avhengig av temperaturen i systemet. I et system med gitt temperatur,  $T$ , er middelverdien av partiklenes kinetiske energi gitt ved

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2}k_bT, \quad (16)$$

der  $k_b = 1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$  er *Boltzmanns konstant*. Vi merker oss at temperaturen er den eneste variabelen i ligning (16). Kjennskap til partiklenes masse er altså ikke nødvendig for å bestemme midlere kinetisk energi til partiklene.

I kapittel 5.2 fikk vi presentert at massedifferansen som skiller  $^{235}\text{U}$  og  $^{238}\text{U}$  gjør det mulig å separere disse isotopene. Dette kommer av sammenhengen mellom kinetisk energi og temperatur gitt ved ligning (16), og det faktum at den kinetiske energien til en partikkel også kan uttrykkes ved

$$E = \frac{1}{2}mv^2, \quad (17)$$

der  $m$  er massen og  $v$  hastigheten til partikkelen. Om massen til partiklene og temperaturen i systemet er kjent, kan middelverdien av partiklenes kvadratiske hastighet bestemmes ved uttrykket

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3k_bT}{m}. \quad (18)$$

Oppsummerer vi funnene fra ligning (16), (17) og (18), ser vi alle partikler i et system med konstant temperatur vil ha samme midlere kinetiske energi, men at hastigheten til partiklene vil være proporsjonal med  $1/\sqrt{m}$ . Siden  $^{235}\text{U}$  og  $^{238}\text{U}$  har en massedifferanse på tre nøytroner vil partikler av disse to isotopene bevege seg med forskjellig hastighet i et system med konstant temperatur.

Om vi har  $^{235}\text{U}$  og  $^{238}\text{U}$  bundet til fluor i form av gassen  $\text{UF}_6$ , uranhexafluorid, vil massedifferansen gi gassmolekylene forskjellig hastighet, hvilket gjør det mulig å separere molekylene ved gassdiffusjon.  $\text{UF}_6$  er den gassen som benyttes i gassdiffusjons- og gass-sentrifugesanlegg for anrikning av uran i industriell skala. Dette fordi fluor fra naturens side utelukkende består av  $^{19}\text{F}$ . Slik vil massedifferansen fra uranisotopene skille gassmolekylene på en forutsigbar måte og derav også hastigheten til gassmolekylene. Eksempel 3 viser hvilken effekt massedifferansen har for hastigheten til  $\text{UF}_6$ -molekyler i et system med konstant temperatur.

### Eksempel 3.

Vi ser på et system med temperatur lik 300 K, fylt av  $^{235}\text{UF}_6$  og  $^{238}\text{UF}_6$ . Vi tar så utgangspunkt i ligning (16) og finner  $\text{UF}_6$ -molekylenes midlere kinetiske energi til å være  $6,21 \cdot 10^{-21}$  J. Videre studerer vi ett  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyl og ett  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyl som begge har en kinetisk energi lik den midlere kinetiske energien vi akkurat har funnet.

Vi ser at massen til  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylet vil være  $349 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$  kg, mens massen til  $^{238}\text{UF}_6$ -molekylet vil være  $352 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$  kg. Dette betyr at de to gassmolekylene vil bevege seg med forskjellig hastighet, henholdsvis 145,9788 m/s og 145,3554 m/s. Konklusjonen er altså at  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylet vil bevege seg noe promille raskere enn  $^{238}\text{UF}_6$ -molekylet fordi det er tre nøytroner fattigere.

Konklusjonen i eksempel 3 kunne vi også truffet uten å gå så tungt til verks. Om vi studerer forholdet mellom gassmolekylenes midlere kvadratiske hastighet, som kan finnes ved hjelp av ligning (18), vil vi se at forholdet kun vil avhenge av massedifferansen. Forholdet mellom  $^{235}\text{UF}_6$ - og  $^{238}\text{UF}_6$ -molekylenes midlere kvadratiske hastighet, henholdsvis  $\langle v_{235}^2 \rangle$  og  $\langle v_{238}^2 \rangle$ , kan skrives som

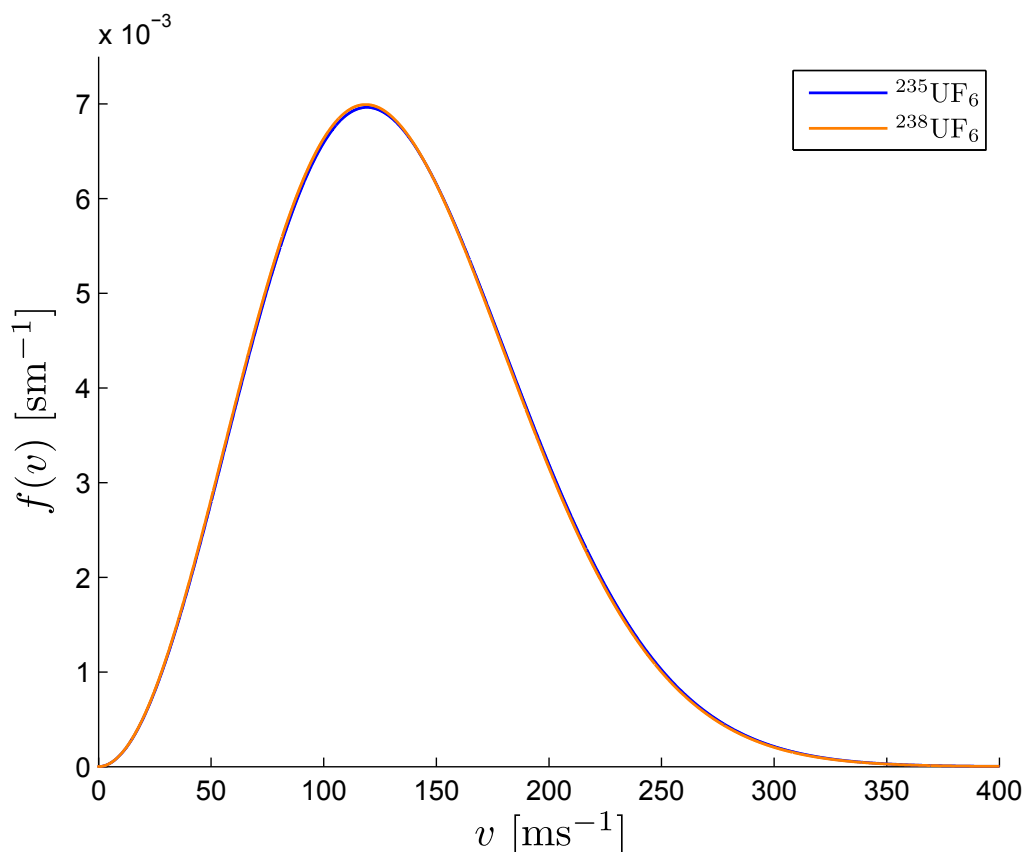
$$\frac{\langle v_{235}^2 \rangle}{\langle v_{238}^2 \rangle} = \frac{352}{349} . \quad (19)$$

Ut fra ligning (19) kan vi konkludere, på et mer generelt grunnlag, at et tilfeldig valgt  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyl sannsynligvis vil bevege seg noen promille raskere enn et tilfeldig valgt  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyl, gitt en jevn temperatur i hele systemet. Det er verdt å merke seg at vi her sier sannsynligvis. Dette kommer av at hastigheten til gassmolekylene vil være bestemt av en hastighetsfordelingen. Sannsynligheten for å observere et gassmolekyl med en gitt hastighet, kan bestemmes ved hjelp av *Maxwellfordelingen*, om vi kjenner massen til gassmolekylet og temperaturen i systemet.

Velger vi å uttrykke Maxwellfordelingen for gassmolekylenes hastighet ved hjelp av kulekoordinater [19], får vi følgende uttrykk

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-mv^2/2k_b T} . \quad (20)$$

Ligning (20) gjør det mulig å beregne sannsynligheten for å observere en partikkel i et gitt hastighetsintervall. Det gjøres ved å integrere  $f(v)$  over ønsket intervall  $[v_1, v_2]$ . For å få et bilde av hvilke hastigheter som er mest sannsynlig å observere, kan det være greit å plotte  $f(v)$  mot  $v$  slik som det er gjort i figur 14. Da vil høyeste punkt på kurven angi hastigheten som er mest sannsynlig å observere.



Figur 14: Maxwellfordelingen for  $^{235}\text{UF}_6$ - og  $^{238}\text{UF}_6$ -molekylenes hastighet i et system med temperatur lik 300 K. Uttrykket for  $f(v)$  fra ligning (20) er plottet mot hastigheten  $v$  over et intervall lik  $[0, 400]$ . Vi kan se at fordelingen for  $^{235}\text{UF}_6$ , den blå kurven, ligger litt til høyre for fordelingen til  $^{238}\text{UF}_6$ , den oransje kurven. Dette bekrefter hva vi så av ligning (19).

Vi kan se av figur 14 at den oransje kurven til  $^{238}\text{UF}_6$  vil være forskjøvet mot noe lavere hastigheter, enn den blå kurven til  $^{235}\text{UF}_6$ . Dette bekrefter det vi så i eksempel 3 og ligning (19), at molekylene i en lett gass beveger seg raskere enn molekylene i en tung gass, forutsatt at temperaturen i gassene er lik.

### 5.2.2 Diffusjon

I et system der tettheten av partikler er konstant, men det eksisterer en konsentrasjonsgradient av én type partikler, vil det være en strøm av disse bestemte

partiklene fra området av høyere konsentrasjon til området av lavere konsentrasjon. Over tid vil strømmen av partikler føre til en jevn fordeling av alle partikler i systemet, gitt at det ikke virker noen ytre krefter på dem. Denne transportprosessen som akkurat ble presentert er det vi kaller *diffusjon*.

Vi sa i kapittel 5.2.1 at separasjon av molekyler ved gassdiffusjon er mulig, på grunn av at molekyler med ulik masse vil bevege seg med forskjellig hastighet. Det at enkelte molekyler i et system beveger seg hurtigere enn andre, gjør sammen med diffusjon det mulig å separere gassmolekyler ved det som kalles *effusjon*.

Effusjon er en prosess der gassmolekyler, enkeltvis, strømmer fra et system til et annet gjennom små åpninger mellom systemene. Effusjon er altså diffusjon av gass gjennom små åpninger. I hvilken grad gassmolekyler vil strømme fra et system til et annet gjennom et lite hull, vil blant annet avhenge av hastighetene til molekylene. Hastigheten til gassmolekylene vil, som vi vet fra kapittel 5.2.1, gå som  $1/\sqrt{m}$  der  $m$  er massen til et molekyl.

Om et system inneholder to gasser som er jevnt fordelt og temperaturen er lik i begge, vil den av gassene med lavest masse ha størst sannsynlighet for å strømme ut, siden molekyler med høy hastighet vil treffe hullet oftere enn molekylene med lavere hastighet.

Gitt en beholder med et lite hull og en blanding av  $^{235}\text{UF}_6$  og  $^{238}\text{UF}_6$ , innebærer dette at  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler med større hyppighet enn  $^{238}\text{UF}_6$  vil strømme gjennom hullet. Om gassmolekylene som strømmer ut av beholderen samles i en ny beholder vil  $\text{UF}_6$ -gassen der være anriket på  $^{235}\text{UF}_6$ . Settes et stort antall slike beholdere i serie, er vi derfor på vei til å bygge et system for anrikning av uran. Hvordan et gassdiffusjonsanlegg for anrikning av uran er bygd opp presenteres i kapittel 5.3.3.

### 5.2.3 Sentrifugalkraft

Sentrifugalkraft er en av flere tilsynelatende krefter som virker på masser i et akselerert referansesystem. Gitt et referansesystem som roterer med en vinkelhastighet  $\boldsymbol{\Omega}$  og ellers er ro i forhold til omgivelsene, kan vi studere de fiktive kreftene som vil virke på en partikkel med masse  $m$ . Partikkelens bevegelsesligning vil være gitt ved

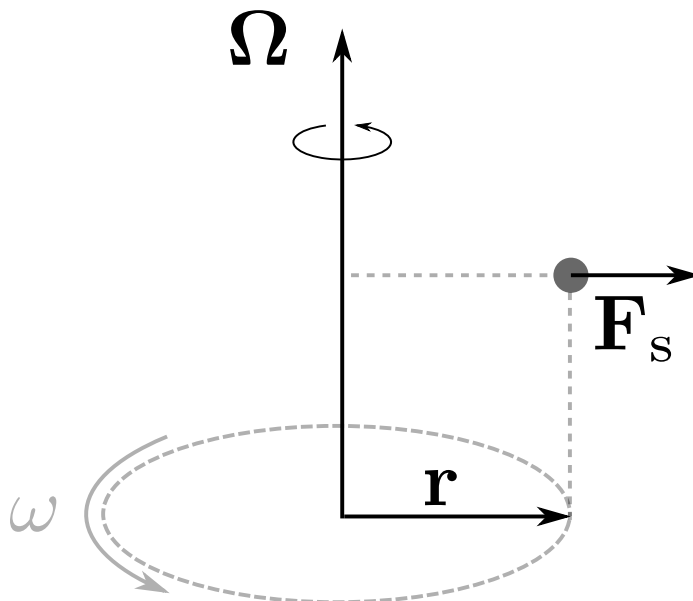
$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = m\mathbf{r} \times \dot{\boldsymbol{\Omega}} + 2m\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega} + m\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega}), \quad (21)$$

der  $\mathbf{v}$  er hastigheten til partikkelen relativt til det roterende referansesystemet og  $\mathbf{r}$  er partikkelens posisjonsvektor, rettet radielt utover fra systemets rotasjonsakse [20]. Vinkelhastigheten  $\boldsymbol{\Omega}$  vil peke langs rotasjonsaksen med orientering gitt av høyrehåndsregelen. Den tidsderiverte av  $\boldsymbol{\Omega}$  er gitt ved  $\dot{\boldsymbol{\Omega}}$ .

Av ligning (21) ser vi at partikkelens bevegelse i dette roterende referansesystemet vil være bestemt av tre fiktive krefter. Leddene  $m\mathbf{r} \times \dot{\boldsymbol{\Omega}}$ ,  $2m\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}$  og  $m\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega})$  representerer alle forskjellige krefter som vil virke på partikkelen. Kraften vi ser i det første leddet kommer som et resultat av ujevn rotasjon. Om vinkelhastigheten er konstant, blir  $\dot{\boldsymbol{\Omega}}$  lik null og det første leddet faller bort. Det andre leddet er *Corioliskraften*, en effekt som gir tilsynelatende avbøyning av

objekter i bevegelse om observert fra et roterende referansesystem. Det tredje leddet er *sentrifugalkraften*.

Sentrifugalkraften vil ligge i planet utspent av  $\mathbf{r}$  og  $\boldsymbol{\Omega}$ , stå normalt på rotasjonsaksen og derav også  $\boldsymbol{\Omega}$ , samt peke vekk fra rotasjonsaksen. For partikkelen vil effekten av sentrifugalkraften være at den trekkes utover i systemet, vekk fra rotasjonsaksen. Figur 15 illustrerer hvordan sentrifugalkraften, uttrykt ved  $\mathbf{F}_s$ , virker på en partikkel med masse  $m$  i et referansesystem som roterer med vinkelhastighet  $\boldsymbol{\Omega}$ .



Figur 15: Partikkel i et referansesystem som roterer med vinkelhastighet  $\boldsymbol{\Omega}$ , der  $\omega$  er størrelsen av  $\boldsymbol{\Omega}$ . Partikkelens avstand fra rotasjonsaksen er gitt ved  $\mathbf{r}$  og sentrifugalkraften som virker på partikkelen er gitt ved  $\mathbf{F}_s = m\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega})$ .

Det vi har funnet om bevegelsen til en partikkel i et roterende referansesystem, kan overføres til gassmolekyler i en gass-sentrifuge. I en gass-sentrifuge som roterer med jevn vinkelhastighet  $\boldsymbol{\Omega}$ , og har gjort det så lenge at alle gassmolekylene roterer med samme  $\boldsymbol{\Omega}$  som om de var en enhet, vil det kun være én kraft som akselererer gassmolekylene. Vi ser av ligning (21) at det å innføre konstant vinkelhastighet gjør at det første leddet faller bort. Det at gassmolekylene roterer i takt med sentrifugen fører til at  $\mathbf{v}$  er lik null, slik at det andre leddet også faller bort. Det vi sitter igjen med er da

$$\frac{d}{dt}(m_i \mathbf{v}) = m_i \boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r}_i \times \boldsymbol{\Omega}), \quad (22)$$

der  $m_i$  er massen og  $\mathbf{r}_i$  er avstanden fra rotasjonsaksen for et gassmolekyl  $i$ .

Ligning (22) forteller at det er sentrifugalkraften som vil akselerere gassmolekylene i sentrifugen, og den vil trekke gassmolekylene mot utkanten av sentrifugen. Dette minner om hvordan masser trekkes mot jorden, og sentrifugalkraften kan ses å virke på gassmolekylene som kraften fra et sterkt kunstig gravitasjonsfelt.



Vi har sagt at den eneste kraften som akselererer gassmolekylene vil være sentrifugalkraften, men det vil være en tendens til at tyngre gassmolekyler beveger seg mot utkanten av sentrifugen, mens lettere gassmolekyler tenderer til å samle seg nær senter av sentrifugen. For å forklare denne tendensen må vi ta hensyn til en ny kraft som kommer som et resultat av at de akselererte gassmolekylene i sentrifugen har forskjellig massetetthet. Denne kraften kaller vi *oppdriftskraften*.

Gitt et system som jorden hvor det virker en gravitasjonskraft eller en gass-sentrifuge og tilhørende sentrifugalkraft, vil det virke en oppdriftskraft på legemer som fortrenger legemer av større massetetthet. Denne kraften vil være motsatt rettet gravitasjon- og sentrifugalkraften, og størrelsen vil avhenge av massetetthet og volum av legemet som fortrenses, samt akselerasjonen det utsettes for. Akselerasjonen vil i jorden og gass-sentrifugen sitt tilfelle, være gitt av henholdsvis tyngdeakselerasjonen og  $\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega})$ . Vi kan uttrykke oppdriftskraften på følgende vis

$$\mathbf{F}_o = -\rho V \boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega}), \quad (23)$$

der  $\rho$  er massetettheten og  $V$  er volumet av legemet som blir fortrenget. Vi legger merke til at størrelsen av både oppdriftskraften og sentrifugalkraften vil være proporsjonal med  $\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega})$ .

Om vi nå prøver oss med en testpartikkel, si et gassmolekyl av typen  $^{235}\text{UF}_6$ , som føres inn i en gass-sentrifuge fylt med  $^{238}\text{UF}_6$ , kan vi studere om partikkelen beveger seg slik vi forventer gitt at vi ser bort i fra diffusjon.  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylet føres inn i en avstand  $\mathbf{r}$  fra senter av sentrifugen, der vil både sentrifugalkraften og oppdriftskraften trekke på testpartikkelen og retning den beveger seg i vil avhenge av hvilken av kreftene som er størst. Er bidraget fra de to kreftene like stort, vil partikkelen forbli i ro, det vil kreve at

$$\mathbf{F}_s + \mathbf{F}_o = 0. \quad (24)$$

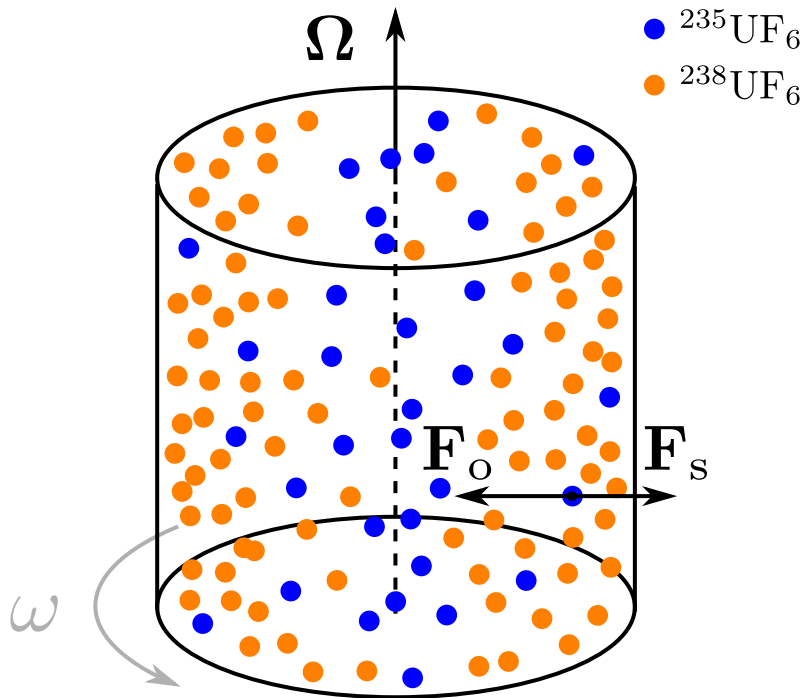
Vi setter så inn for  $\mathbf{F}_s$  og  $\mathbf{F}_o$  for å se om summen av kreftene blir null. Dette gir oss

$$\mathbf{F}_s + \mathbf{F}_o = (m - \rho V) \boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega}), \quad (25)$$

hvor  $m$  er massen til  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylet,  $\rho$  er massetettheten til  $^{238}\text{UF}_6$  og  $V$  er volumet av ett  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyl som er det volumet  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylet fortrenger. Siden  $\rho V$  også kan uttrykkes som massen til et  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyl, ser vi av ligning (25) at summen av krefter på  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylet ikke kan bli null. Det vil virke en kraft lik

$$\mathbf{F}_s + \mathbf{F}_o = -\Delta m \boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega}), \quad (26)$$

der  $\Delta m$  er massedifferansen på tre nøytroner som skiller  $^{235}\text{UF}_6$ - og  $^{238}\text{UF}_6$ -molekylet. Dette bekrefter at testpartikkelen,  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylet, vil bevege seg mot senter av gass-sentrifugen slik vi forventer. Figur 16 illustrerer kreftene  $\mathbf{F}_s$  og  $\mathbf{F}_o$  som virker på et  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyl i en gass-sentrifuge. Det er verdt å merke seg at det vil være en viss sannynlighet for å finne dette  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylet i utkant av sentrifugen på grunn av diffusjon, men sannsynligheten er størst for å finne det nær senter av gass-sentrifugen. Om vi tar med oss dette til et system med



Figur 16: Illustrasjon av en gass-sentrifuge fylt av  $^{235}\text{UF}_6$ - og  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyler, der vi har markert sentrifugalkraften,  $\mathbf{F}_s$ , og oppdriftskraften,  $\mathbf{F}_o$ , som vil virke på et  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyl. Vi ser at den relative konsentrasjonen av  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler vil øke etter hver som vi nærmer oss sentrum av sentrifugen. Dette gjør det mulig å anrike uran med gass-sentrifuger.

en større andel  $^{235}\text{UF}_6$ , vil vi se at konsentrasjonen  $^{235}\text{UF}_6$  relativt til  $^{238}\text{UF}_6$  vil være lavest i utkant av sentrifugen og at den vil øke når vi nærmer oss senter av sentrifugen. Dette er forsøkt illustrert i figur 16. Det er nettopp denne variasjonen i  $^{235}\text{UF}_6$ -konsentrasjonen relativt til  $^{238}\text{UF}_6$  som gjør det mulig å anrike uran ved hjelp av gass-sentrifuger.

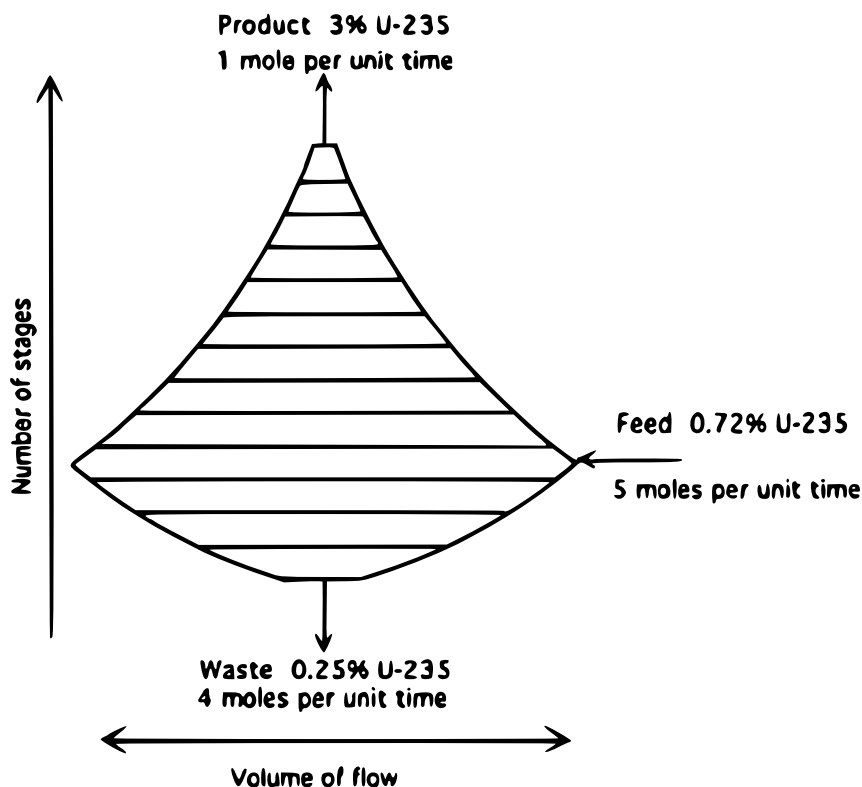
### 5.3 Etablerte teknologier for anrikning av uran

Anrikt uran brukes sammen med denaturert våpenuran til å forsyne kjernekraftindustrien med brensel. I 2007 utgjorde uran fra gassdiffusjon, gass-sentrifugering og denaturert våpenuran henholdsvis 25%, 65% og 10% av brenselet til verdens kjernekraftverk [21]. Årsaken til at gass-sentrifugering er mer utbredt enn gassdiffusjon, kommer av at denne teknologien er langt mer effektiv og derav mindre energikrevende. Vi skal senere sammenligne forskjellige anrikningsteknologier, med vekt på kapasitet og effektivitet. Dette gjør vi ved hjelp av en *separasjonsarbeidsenhet* som presenteres i kapittel 5.3.2.

Gassdiffusjon og gass-sentrifugering er godt etablerte teknologier for anrikning av uran, og fysikken bak har vi fått presentert kapitlene 5.2.1 til 5.2.3. Vi

vet fra disse kapitlene at det er små størrelser som i det hele tatt gjør anrikning av uran mulig, men vi skal se at de har stor effekt på størrelsen av kommersielle anrikningsanlegg, spesielt for gassdiffusjonanlegg. Skal gassdiffusjon brukes til å anrike uran fra en naturlig andel på 0,72% til 4%  $^{235}\text{U}$ , trengs omkring 1200 trinn av diffusjonsenheter [10]. Dette setter blant annet store krav til tilgjengelig areal og bygningsmasse. Brukes derimot gass-sentrifugering, er dette som sagt en langt mer effektiv måte å separere isotoper på. Med en enkelt sentrifugeenhet er det mulig å øke andelen  $^{235}\text{U}$  fra 0,72% til 1,06%, og kravene til antall trinn av slike sentrifugeenheter blir betydelig lavere enn for gassdiffusjonanlegg. Et gass-sentrifugeanlegg med 20 til 200 trinn av sentrifugeenheter er tilstrekkelig til å produsere høyanriket uran [10].

Vi kommer til å se nærmere på hvordan hvordan slike diffusjon- og sentrifugeenheter er bygd opp, i henholdsvis kapittel 5.3.3 og 5.3.4. Der ser vi også på hvordan en kaskade av separasjonsenheter til slutt blir til et kommersielt anrikningsanlegg. Figur 17 illustrerer en kaskade av separasjonsenheter, der volumstrøm og antall trinn er av ideell størrelse for å produsere uran anriket til 3%  $^{235}\text{U}$ , med utgangspunkt i naturlig uran og et avfall utarmet til 0,25%  $^{235}\text{U}$  [10]. Vi ser at volumstrømmen nødvendigvis er størst for trinnet der naturlig uran



Figur 17: Ideell separasjonskaskade for å produsere uran anriket til 3%  $^{235}\text{U}$ , når konsentrasjon av  $^{235}\text{U}$  i utgangsmateriale og restfraksjonen er henholdsvis 0,72% og 0,25%. Merk at kun én femtedel materialet som kjøres inn i systemet ender på produksiden, resten går som avfall. (Kilde: Figur 20 s. 82 [10]).

mates inn, og at kun én femtedel av materialet ender på produksiden. Om anrikningsenhetene som inngår i kaskaden kun kan håndtere et visst volum, forteller dette at antallet anrikningsenheter på det trinnet hvor naturlig uran føres inn, må være omkring fem ganger større enn for siste trinn i kaskaden.

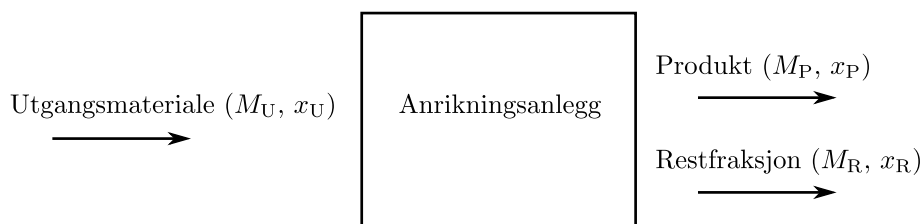
Vi kan se av figur 17 at materialbalansen er ivaretatt, noe den generelt vil være, siden det er små eller ingen tap av uran i et anrikningsanlegg. Kapittel 5.3.1 tar for seg materialbalansen i et anrikningsanlegg og presenterer et meget interessant poeng hva angår resursutnyttelse.

### 5.3.1 Materialbalanse i et anrikningsanlegg

Siden det er små eller ingen tap av uran i et anrikningsanlegg, kan strømmen av masse tilnærmes til å være bevart. Dette betyr at

$$M_U = M_P + M_R , \quad (27)$$

der  $M_U$ ,  $M_P$  og  $M_R$  er massen til henholdsvis utgangsmateriale, produkt og restfraksjon. Gitt at det ønskes et produkt av en viss anrikningsgrad,  $x_P$ , vil vektandelen  $^{235}\text{U}$  i utgangsmaterialet og restfraksjonen, henholdsvis  $x_U$  og  $x_R$ , avgjør hvor stor massen  $M_U$  må være for å produsere en gitt masse  $M_P$ . Figur 18



Figur 18: Flytdiagram for et anrikningsanlegg.  $M_U$ ,  $M_P$  og  $M_R$  angir massen av henholdsvis utgangsmateriale, produkt og restfraksjon, mens  $x_U$ ,  $x_P$  og  $x_R$  gir tilhørende vektandel  $^{235}\text{U}$ . (Kilde: s. 202 [3]).

viser flytdiagrammet for et anrikningsanlegg, her er størrelsene over tegnet inn. Så lenge vi antar at massestrømmen er bevart, må også mengden  $^{235}\text{U}$  være bevart, hvilket betyr at

$$x_U M_U = x_P M_P + x_R M_R . \quad (28)$$

Med utgangspunkt i ligning (28) og (27) får vi følgende uttrykk for  $M_U$

$$M_U = \left( \frac{x_P - x_R}{x_U - x_R} \right) M_P , \quad (29)$$

der vi har eliminert  $M_R$ . Vi merker oss at nevneren i ligning (29) bestemmes av  $x_U$  og  $x_R$ . Naturlig uran med en vektandel  $^{235}\text{U}$  lik 0,00711 benyttes gjerne som utgangsmateriale, mens  $x_R$  bestemmes av den som betjene anrikningsanlegget, typisk 0,002 ved amerikanske anlegg [3]. Det at  $x_U$  og  $x_R$  begge har en gitt verdi,

betyr at nevneren i ligning (29) vil være konstant. Dette fører til at massen  $M_U$  som kreves for å produsere en bestemt masse  $M_P$ , vil være proporsjonal med anrikningsgraden til produktet. Øker vi verdien til  $x_P$  vil derfor kravene til  $M_U$  også øke.

Anrikningsgraden  $x_P$  forteller oss direkte hvor stor andel av produktet  $^{235}\text{U}$  utgjør, og vi kan skrive om ligning (29) til følgende uttrykk

$$M_U = \left( \frac{x_P - x_R}{x_U - x_R} \right) \frac{M_{235}}{x_P}, \quad (30)$$

der  $M_P$  er erstattet med massen av  $^{235}\text{U}$ ,  $M_{235}$ , over  $x_P$ . Siden vi ikke gjør mye feil, om vi setter  $x_P - x_R$  lik  $x_P$ , kan vi forenkle uttrykket i ligning (30) til

$$M_U \simeq \left( \frac{1}{x_U - x_R} \right) M_{235}. \quad (31)$$

Setter vi nå inn for  $x_U = 0,00711$  og  $x_R = 0,002$  i ligning (31), får vi

$$M_U \simeq 196M_{235}. \quad (32)$$

Resultatet fra ligning (32) forteller oss at det trengs omkring 196 kg naturlig uran for å produsere anriket uran som inneholder 1 kg  $^{235}\text{U}$ , og det tilnærmet uavhengig av anrikningsgraden. Om vi nå sammenligner dette resultatet med massen av  $^{235}\text{U}$  i 196 kg naturlig uran, ser vi at dette er et interessant funn. Det er nemlig omkring 1,39 kg  $^{235}\text{U}$  i 196 kg naturlig uran. Dette betyr at nesten 30% av  $^{235}\text{U}$ -andelen ikke nyttegjøres, men blir liggende igjen, når vi anriker uran med utgangspunkt i naturlig uran og en restfraksjon der  $x_R$  er lik 0,002.

Det vi akkurat har sett over, er et meget interessant poeng hva angår resursutnyttelse. Siden  $^{235}\text{U}$  er en begrenset resurs, er det absolutt verdt å merke seg at omkring 30% av det fissionable materialet i naturlig uran ikke nyttegjøres ved anrikning av uran. Dette fissionable materialet blir liggende tilbake som utarmet uran. Riktig nok har utarmet uran flere bruksområder, men disse bruksområdene ville sannsynligvis være de samme med en lavere andel  $^{235}\text{U}$ , om ikke bruksområdene ble enda flere.

Med hjelp av ligning (31) kan vi slutte at en lavere andel  $^{235}\text{U}$ ,  $x_R$ , i restfraksjonen vil gi en bedre resursutnyttelse, men om det vil være gunstig økonomisk er en annen sak. Vi søker å finne svaret på dette ved å studere kostnadene knyttet til separasjonsarbeid i kapittel 5.3.2.

### 5.3.2 Separasjonsarbeid

Ønsker en å beskrive kapasiteten eller effektiviteten til et anrikningsanlegg, bruker en gjerne enheten SWU som kommer av det engelske uttrykket *separative work unit*. SWU eller separasjonsarbeidsenhet gis gjerne i antall kg som viser til massen av det bearbejdede materialet. Kapasiteten til et anrikningsanlegg forteller hvor stor masse anlegget kan bearbejde over en viss tid, og oppgis ofte i kg SWU per år. Hvor effektivt anlegget er, bestemmes av hvor mye energi som kreves for å bearbejde en viss mengde materiale og oppgis i antall kWh

per kg SWU. Vi nevnte i kapittel 5.3 at gass-sentrifugering er en mer effektiv måte å separere isotoper på enn gassdiffusjon. Dette kan sees av effektiviteten til gassdiffusjons- og gass-sentrifugeanlegg, i bruk i industrialiserte land, som er henholdsvis 2000 kWh per kg SWU og 50-200 kWh per kg SWU [10].

Arbeidet som kreves for å separere isotoper har sitt opphav i de entropiendringene vi påfører et system, når vi endrer bestanddelene av isotopene som er tilstede. Entropi beskriver grad av uorden i et system, og siden et system med separerte isotoper kan ses som et mer ordnet system enn et der isotopene ikke er separert, forteller dette oss at entropien må endres om vi skal separere to isotoper. Som vi ser, svarer separasjon av isotoper til å arbeide mot et mer ordnet system, altså må entropien senkes. Dette gjøres ved å tilføre systemet energi.

Det at vi må tilføre et system energi for å kunne utføre et separasjonsarbeid, kan også forstås ved å sammenligne *blandingsentropi* for ulike gassblandinger. I et system med flere gasser vil blandingsentropien være gitt ved

$$\Delta S_{\text{mix}} = -k_b \sum_i N_i \ln \left( \frac{N_i}{N} \right), \quad (33)$$

der  $N_i$  er antallet molekyler av en gass  $i$ , mens  $N$  er det totale antall gassmolekyler i systemet [19].

Uttrykket fra ligning (33) bruker vi til å finne blandingsentropien for to systemer med ulike gassblandinger, ett hvor to gasser forekommer i like store andeler, altså en 50/50-fordeling, og ett med en 10/90-fordeling av to gasser. Vi studerer så forholdet mellom blandingsentropien for disse systemene. Dette kan gi oss et bilde av hvordan det å gå fra et system med en høy grad av uorden til et med en lavere grad av uorden, altså fra en 50/50- til en 10/90-fordeling, innebærer en endring av entropien. Forholdet mellom blandingsentropien for disse systemene kan skrives som

$$\frac{\Delta S_{10/90}}{\Delta S_{50/50}} = \frac{10 \ln \left( \frac{10}{100} \right) + 90 \ln \left( \frac{90}{100} \right)}{50 \ln \left( \frac{50}{100} \right) + 50 \ln \left( \frac{50}{100} \right)}, \quad (34)$$

der  $\Delta S_{10/90}$  og  $\Delta S_{50/50}$  er blandingsentropien for et system med henholdsvis 10/90- og 50/50-fordeling av to gasser. Vi finner så tallverdien på høyre side av ligning (34) og skriver om slik at vi får et uttrykt for  $\Delta S_{10/90}$  gitt ved  $\Delta S_{50/50}$ . Vi får da følgende sammenheng

$$\Delta S_{10/90} \approx 0,47 \Delta S_{50/50}. \quad (35)$$

Denne sammenhengen forteller at entropien er høyere i et system der to gasser er er jevnt fordelt, enn et der to gasser er skjevt fordelt. Dette bekrefter at separasjon av isotoper krever energi fordi det å separere isotoper svarer til å senke entropien i et system.

Når det kommer til å beregne separasjonsarbeidet som må utføres ved anrikning av uran, gjøres det ved hjelp av en funksjon  $V(x)$  gitt ved

$$V(x) = (1 - 2x) \ln \left( \frac{1 - x}{x} \right), \quad (36)$$

der  $x$  angir vektfraksjon  $^{235}\text{U}$  [3]. Merk at funksjonen  $V(x)$  er knyttet opp mot hvordan entropien endrer seg. Denne funksjonen gis ingen nærmere presentasjon. Om vi ønsker å produsere en viss mengde anrikt uran med en anrikingsgrad  $x_P$ , vil det kreve et bestemt separasjonsarbeid som vi kan uttrykke i antall kg SWU assosiert med det arbeidet.

Skal vi produsere  $M_P$  anrikt materiale, fra  $M_U$  utgangsmateriale med en restfraksjon  $M_R$ , er antall kg SWU assosiert med det nødvendige separasjonsarbeidet gitt ved

$$\text{kg SWU} = M_P V(x_P) + M_R V(x_R) - M_U V(x_U), \quad (37)$$

der  $x_P$ ,  $x_R$  og  $x_U$  er respektive vektfraksjoner av  $^{235}\text{U}$  [3]. Av ligning (27) ser vi at  $M_R$  kan skrives som

$$M_R = M_U - M_P, \quad (38)$$

hvilket gir oss

$$\text{kg SWU} = M_P [V(x_P) - V(x_R)] - M_U [V(x_U) - V(x_R)]. \quad (39)$$

Ved å bruke ligning (29) til å bestemme hvor mye utgangsmateriale som kreves for å produsere viss mengde anrikt uran, har vi ved ligning (39) det verktøyet som trengs å beregne antall kg SWU assosiert med separasjonsarbeidet knyttet til det å anrike en slik mengde uran.

#### Eksempel 4.

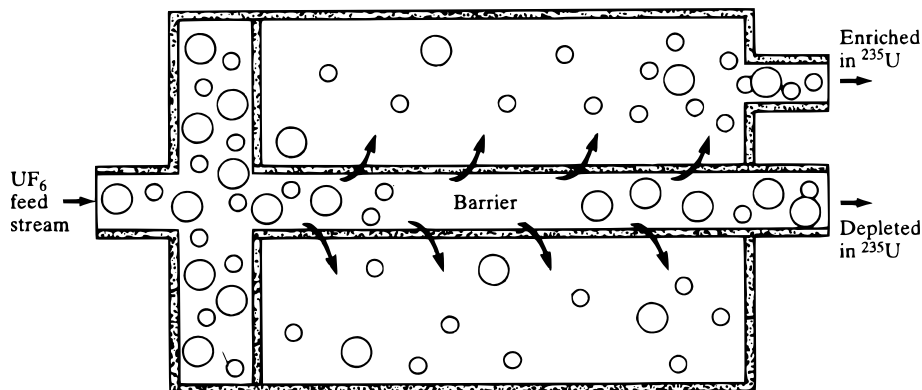
Skal vi produsere 1 kg uran anrikt til 3,2 vektprosent  $^{235}\text{U}$ , med naturlig uran som utgangsmateriale og 0,2 vektprosent  $^{235}\text{U}$  gjenværende i restfraksjonen, må vi bearbeide nærmere 5,87 kg naturlig uran. Separasjonsarbeidet assosiert med denne anrikingsprosessen beskrevet over, svarer til omkring 4,75 kg SWU.

Eksempel 4 viser hvordan vi kan bruke ligning (29) og ligning (39) til å beregne antall kg SWU. Om vi kjenner kapasiteten til et anrikingsanlegg, kan vi med tallverdien fra eksempel 4, uttale oss om hvor mye uran anrikt til 3,2 vektprosent  $^{235}\text{U}$  dette anlegget kan produsere per år.

### 5.3.3 Oppbygningen av et gassdiffusjonsanlegg

Et gassdiffusjonsanlegg består av et stort antall diffusjonsenheter satt sammen til en kaskade av enheter. Den enkelte diffusjonsenhet består av en beholder bygd i et porøst materiale omgitt av en større beholder. Hullene i det porøse materialet er av en slik størrelse at gassmolekyler, enkeltvis, kan bevege seg gjennom og over i den større beholderen ved effusjon. Om den porøse beholderen er fylt av  $\text{UF}_6$ -molekyler, vet vi fra kapittel 5.2.2 at  $^{235}\text{UF}_6$  med større sannsynlighet enn  $^{238}\text{UF}_6$ , vil bevege seg gjennom den porøse veggen. Slik vil gassen i den omliggende beholderen anrikes på  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler, på bekostning av andelen  $^{235}\text{UF}_6$  i den porøse beholderene.

Vi kan se av figur 19 at det vil være mer korrekt å se på den porøse beholderen som en gjennomgående porøs sylinder, hvor gassen som strømmer igjennom utarmes på  $^{235}\text{UF}_6$  grunnet effusjon til den omliggende beholderen. Uttrykket beholder ble brukt om den porøse sylindere for å gi et mer intuitivt bilde, ved å presentere det hele for et system uten massestrøm av  $\text{UF}_6$ .



Figur 19: Skisse av en diffusjonsenhet som vil inngå i kaskade av enheter ved et gassdiffusjonsanlegg. Veggen til den gjennomgående sylindren utgjør en diffusjonsbarriere som sørger for at  $\text{UF}_6$ -gassen i sylindren utarmes på  $^{235}\text{UF}_6$ . Dette skjer fordi  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler i større grad enn de tyngre  $^{238}\text{UF}_6$ -molekylene effunderer til den omliggende beholderen. (Kilde: Figur 4.48 s. 207 [3]).

Etter å ha passert en diffusjonsenhet vil gassen som er anriket på  $^{235}\text{UF}_6$  tas videre til en ny enhet der den anrikes ytterligere. Gassen som er utarmet på  $^{235}\text{UF}_6$  føres tilbake til foregående diffusjonsenhet i kaskaden. Med unntak for diffusjonsenhetene i hver ende av kaskaden er alle enhetene koblet i serie, som forklart over. Denne sammenkoblingen av diffusjonsenheter ved et gassdiffusjonsanlegg er illustrert i figur 20.

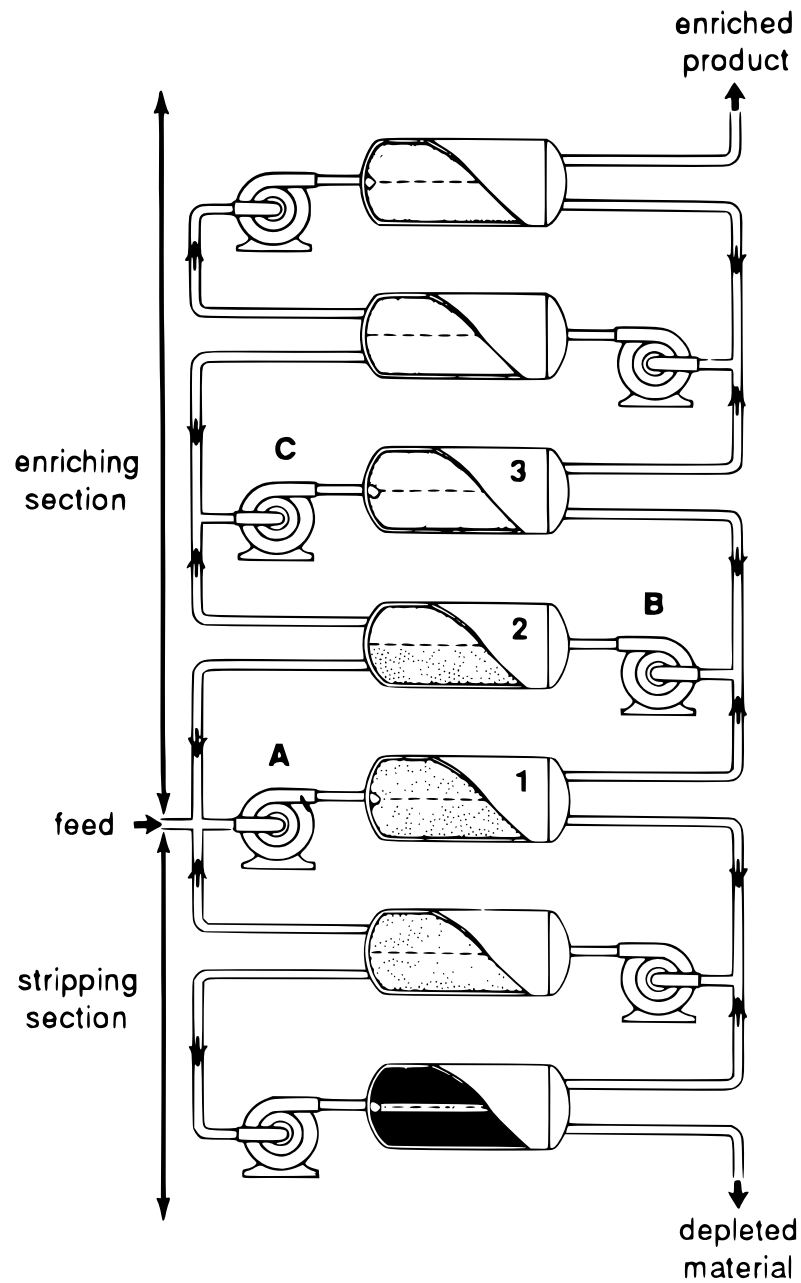
Grunnen til at utarmet gass fra en diffusjonsenhet ikke tas vekk som avfall, med unntak for den nederste enheten, men føres tilbake til foregående enhet i kaskaden, kan forstås ved hjelp av figur 20. Anrikingsgraden for den utarmede gassen fra diffusjonsenheten merket 3, vil naturlig nok være høyere enn for den utarmede gassen fra diffusjonsenheten merket 2. Det gir derfor mening å føre den utarmede gassen fra enhet 3 tilbake til enhet 2, siden mer  $^{235}\text{UF}_6$  kan hentes ut. Siden anrikingsgraden øker for hver diffusjonsenhet, vil gassen vi ser på som utarmet i den enkelte enhet, nødvendigvis bli rikere på  $^{235}\text{UF}_6$  for hver diffusjonsenhet.

Apparatene lik de merket med A, B og C i figur 20 er kompressorer som kompensere for trykkfallet over diffusjonsenheten. Dette fører til kompresjonsvarme som gjør det nødvendig å kjøle gassen før den tas inn i en diffusjonsenhet. Energien som går med til å drive kompressorer og til å ta unna varme med varmevekslere, gjør at gassdiffusjonsanlegg konsumerer store mengder elektrisk strøm.

Det er verdt å merke seg at et enkelt trinn i kaskaden av kompressorer, varmevekslere og diffusjonsenheter, ikke nødvendigvis bruker så mye strøm, men fordi graden av anrikning for hvert trinn er ekstremt lav, trengs et enormt antall diffusjonsenheter og kompressorer. Utover et høyt strømforbruk vil dette også kreve en veldig stor bygning for å huse selve anlegget.

Effektiviteten til et ideelt gassdiffusjonsanlegg svarer til et strømforbruk på 900 kWh per kg SWU, men i praksis kreves langt mer energi per kg SWU. Et





Figur 20: Kaskade av diffusjonsenheter og kompressorer ved et gasdiffusjonsanlegg. Apparatene merket med tall er diffusjonsenheter og de merket med bokstaver er kompressorer som kompenserer for trykkfallet over diffusjonsenheterne. (Kilde: Figur s. 493 [22]).

høyt utviklet land kan potensielt lage et gassdiffusjonsanlegg med en effektivitet på 2000 kWh per kg SWU, mens 3000 kWh per kg SWU vil være et minimum å forvente for mindre utviklede land [10].

For å få litt perspektiv på hvor mye energi som kreves for å anrike uran ved gassdiffusjon, kan vi se effektiviteten til et gassdiffusjonsanlegg sammen med separasjonsarbeidet som kreves for å produsere brensel til en kjernereaktor. For å drive en lettvannsreaktor med en elektrisk effekt på 1000 MW i ett år, vil det kreves en mengde kjernebrensel som svarer til mellom 100000 og 120000 kg SWU [21]. Et lite utviklet land vil derfor bruke minst 0,3 TWh for å anrike nok uran til å holde denne kjernereaktoren i drift. Den årlige kraftproduksjonen til en slik lettvannsreaktor er omkring 7,88 TWh, om det går på full effekt 90% av tiden. Dette forteller at litt over 3,8% av energien som produseres ved dette kjernekraftverket, må brukes til å produsere nytt brensel om driften skal opprettholdes og anrikningen av uran fortsetter å skje ved et gassdiffusjonsanlegg.

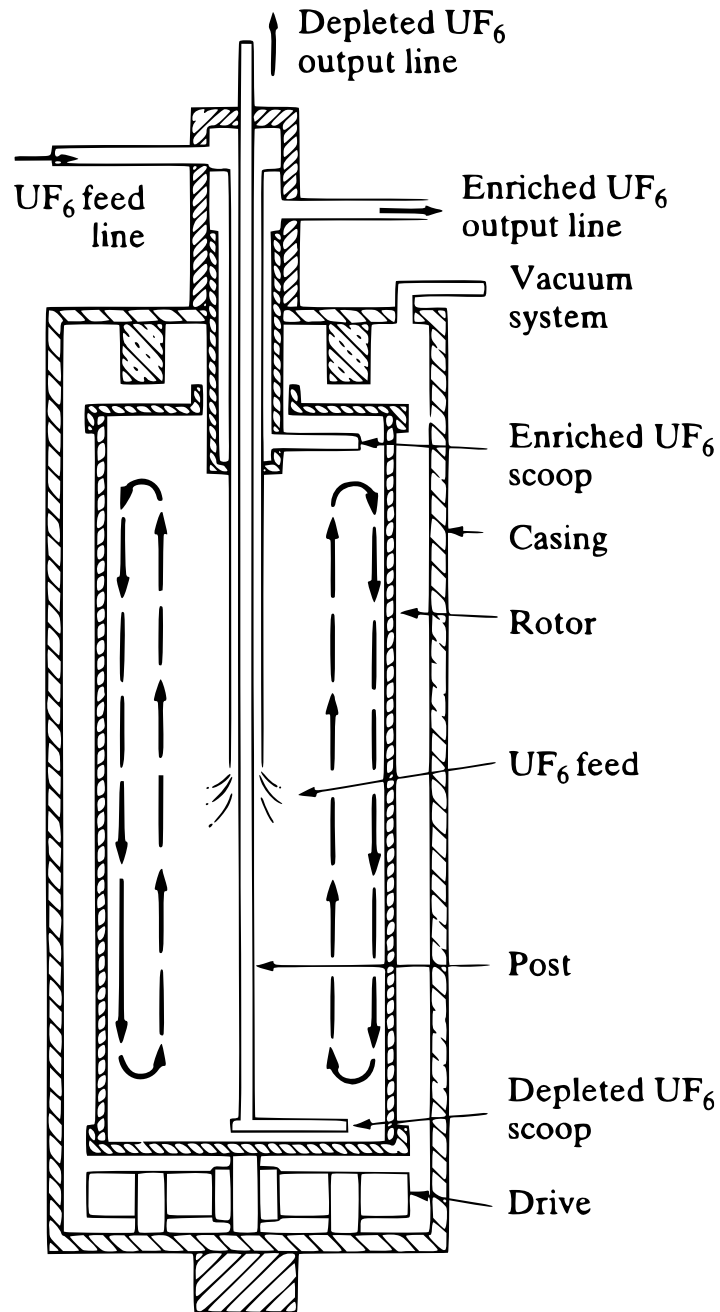
#### 5.3.4 Oppbygningen av et gass-sentrifugeanlegg

Sentrifuger i et gass-sentrifugesanlegg er som diffusjonsenheter satt sammen i serie, men vil også være koblet i parallell fordi en sentrifuge kun evner å bearbeide en bestemt mengde gass. Hvert trinn i kaskaden av sentrifuger vil derfor ha et antall sentrifuger som er tilpasset strømmen av gass på det trinnet. Vi kan få et bilde av hvordan antall sentrifuger vil fordele seg trinn for trinn, ved å se på volumstrømmen i figur 17.

En enkelt sentrifuge er bygd opp som illustrert i figur 21. En fastmontert lufttett ytterkledning omgir en rotor hvor selve separering av gass foregår. Rotoren står på et nålelager for å minimere friksjonen, mens et magnetlager sørger for at det ikke er noen fysisk kontakt mellom innmatingsspindelen og rotoren. I tomrommet mellom rotoren og ytterkledningen er det vakuum for å redusere friksjonen. Motoren som er plassert under rotoren sørger for en rotasjonsfrekvens på flere hundre omdreininger per sekund. Vi vet fra kapittel 5.2.3 at rotasjonen skaper en sentrifugalkraft som vil virke på gassmolekylene i rotoren som et sterkt gravitasjonsfelt. Gassmolekylene vil derfor trekkes mot utkanten av rotoren, mens oppdriften fra  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyler gjør at den relative tettheten av  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler blir størst nær aksene til rotoren. Dette gjør at oppsamleren for utamet  $\text{UF}_6$  er plassert i utkant av rotoren, mens oppsamleren for anriket  $\text{UF}_6$  er plassert nærmere rotoraksen. Merk at den anrikede gassen ikke samles opp helt inntil rotoraksen fordi den sterke sentrifugalkraften sørger for en ekstremt lav tetthet av gassmolekyler nær rotorens akse.

Pilene som danner sirkler inne i rotoren, i figur 21, markerer en aksiell motstrøm av gass. Denne skapes ved egnet mekanisk design av de to oppsamlerene eller ved å sørge for en temperaturdifferanse mellom topp og bunn av rotoren. Eventuelt kan begge metodene kombineres.

Resultatet av denne motstrømmen er et tynt sjikt av gass som strømmer ned langs veggen til rotoren og et tilsvarende sjikt av gass som strømmer opp langs rotoraksen. Gassen nær veggen av rotoren vil bli rikere på  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyler etter hvert som den strømmer langs veggen, mens gassen som strømmer opp langs



Figur 21: Skjematisk fremstilling av en gass-sentrifuge (Kilde: Figur 4.50 s. 210 [3]).

aksen til rotoren blir rikere på  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler [23]. Derfor vil oppsamlerene for gass utarmet og anrikt på  $^{235}\text{UF}_6$ , i tillegg til å være plassert i forskjellig avstand til rotoraksen, være plassert nær henholdsvis bunn og topp av rotoren.

Denne motstrømmen gir en aksiell konsentrasjonsgradient liknende den vi har radielt. Om lengden av sentrifugen er mye større enn diameteren til rotoren, vil dette bidra å øke den radielle separasjonsevnen betydelig for hver enkelt sentrifugeenhet [23].

Effektiviteten til et gass-sentrifugeanlegg kan potensielt komme ned i 50 kWh per kg SWU, og vil ligge mellom 50 og 200 kWh per kg SWU i et industrialiserte land. I et utviklingsland vil en kunne bygge et anlegg med en effektivitet omkring 600 kWh per kg SWU, men det forutsetter tilgang på komponentene som trengs for å bygge sentrifuger, hvilket de ikke vil ha [10].

Tallene for et industrialiserte land forteller oss at gass-sentrifugeanlegg vil være mer enn ti ganger så effektive som gassdiffusjonsanlegg. Dette forklarer hvorfor anrikningsanlegg basert på gass-sentrifugering mer mest utbredt. Grunnen til at USA fortsatt benytter gassdiffusjon i stor skala, er at den installerte anrikningskapasiteten i landet er mer en tilstrekkelig, til at den store kapitalkostnaden knyttet til å bygge nye gass-sentrifugeanlegg kan forsvares.

## 5.4 Laserisotopseparasjon

Vi har i de foregående kapitlene sett hvordan gassdiffusjon og gass-sentrifugering kan brukes til å anrike uran. Begge alternativene brukes i dag i stor skala for anrikning av uran til kjernebrenselproduksjon, men gassdiffusjonsanlegg er meget kostbare i drift og representerer en teknologi klar for utskiftning. Gass-sentrifugeanlegg som i dag er en effektiv måte å anrike uran på, krever store kapitalinvesteringer, hvilket er blant årsakene til at USA har utsatt sine planer om å gå bort fra gassdiffusjon. Spesielt i USA har det derfor blitt lagt ned stor innsats, for å finne nye anrikningsmetoder. Alternativet til gassdiffusjon og gass-sentrifugering ser ut til å være laserisotopseparasjon.

Muligheten for å separere isotoper ved ulike laserprosesser har vært kjent over lengre tid og teknologien viser seg nå som potensiell arvtager til eksisterende teknologi. Laserisotopseparasjon muliggjør lavere energiforbruk og kapitalkostnader, samt bedre resursutnyttelse. Alt i alt vil dette kunne gjøre laserisotopseparasjon langt mer økonomisk enn eksisterende anrikningsteknologier, men per dags dato er ingen av laserprosessene klare for kommersiell bruk [21].

Blant ulike teknikker for separasjon av isotoper ved bruk av laser, er atomær gass laserisotopseparasjon og molekylær laserisotopseparasjon, forkortet henholdsvis AVLIS og MLIS, sannsynligvis de to teknikkene hvor størst midler er lagt ned. Utviklingen av AVLIS begynte på 1970-tallet og ble viet mye oppmerksomhet etter at amerikanske myndigheter i 1985 støttet AVLIS som alternativet til gassdiffusjon [21]. Mer enn 2 milliarder dollar ble brukt på forskning og utvikling før arbeidet ble skrinlagt i 1999 til fordel for SILEX, en MLIS-liknende anrikningsteknologi [21, 24]. I Frankrike foregikk forskningsarbeid på samme område frem til 2003, der under navnet SILVA [25].

Selv om mye arbeid er gjort innenfor AVLIS-området, ser MLIS nå ut til

å være eneste gjenværende satsningsområde, dette gjennom anrikningsteknologien SILEX. I følge Det internasjonale atomenergibyrådet, IAEA, og World Nuclear Association er utviklingsprogrammet for SILEX-prosessen det eneste som er gående i verden i dag. Vi kan lese dette av sitat 2 fra IAEA og sitat 3 fra World Nuclear Association [25, 21].

**Sitat 2.** The USEC's AVLIS (Atomic Vapour LASER Isotope Separation) process [31] which is based on the principle on the LASER photo-ionization to produce  $^{235}\text{U}$  isotopes with a positive charge (which is also called as "Atomic processes"), and the CEA's SILVA process [32] have both got their development programmes terminated the former in 1999 and the latter in 2003. Even with the alternative Molecular Processes which is based on the principle of photodissociation by LASER of  $\text{UF}_6$  to  $\text{UF}_5$  (solid) viz. in the South African MLIS (Molecular LASER Isotope Separation) process and the Australian (Separation of Isotopes by LASER Excitation) SILEX process, only the development programme for SILEX remains on-going [33]. The Ministry of Economy, Trade and Industry in Japan decided to shelve its research and development on LASER uranium enrichment technology on 2 October 2001.

**Sitat 3.** The only remaining laser process on the world stage is SILEX, an Australian development which is molecular and utilises  $\text{UF}_6$ . In 1996 USEC secured the rights to evaluate and develop SILEX for uranium (it is also useable for silicon and other elements) but relinquished these in 2003.

Det er naturlig å fokusere arbeidet i dette dokumentet på molekylær laserisotopseparasjon, siden MLIS ser ut til å være satsningsområdet for fremtiden. Vi skal nå ta for oss noe av fysikken bak MLIS i kapittel 5.4.1, for å få et innblikk i hvilket potensiale som ligger i laserisotopseparasjon.

#### 5.4.1 Molekylær laserisotopseparasjon

Separasjon av isotoper ved molekylær laserisotopseparasjon bygger på molekylers evne til å absorbere elektromagnetisk stråling. Stråling med en bølgelengde som stemmer overens med overgangsennergien mellom to ulike elektronkonfigurasjoner, vibrasjonsenergier eller rotasjonsenergier i et molekyl, vil ha stor sannsynlighet for å eksitere molekylet ved det vi kaller *resonansabsorpsjon*. Dette gjør molekyler i stand til absorbere en betydelig mengde energi, om eksponert for stråling med riktig energi. I motsatt tilfelle absorberes veldig lite energi og molekylene forblir sannsynligvis i sin opprinnelige tilstand.

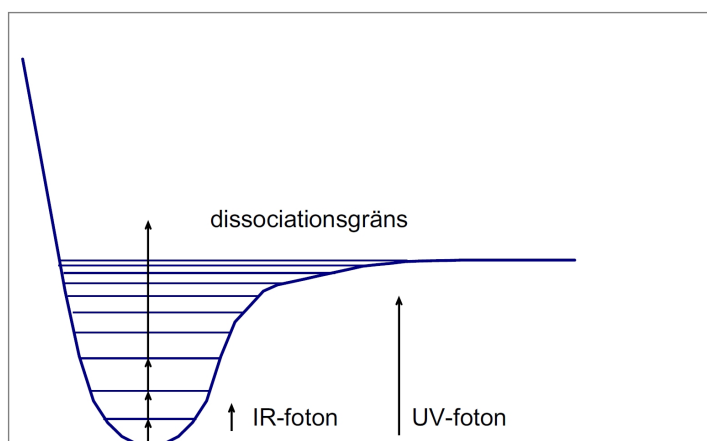
Molekylers evne til å absorbere elektromagnetisk stråling, vil til en viss grad avhenge av massen til molekylene. Dette kommer av at energien til mulige eksiterte tilstander i et molekyl varierer med massen til molekylets bestanddeler. Massedifferansen som skiller  $^{235}\text{U}$  og  $^{238}\text{U}$  gir en tydelig forskyvning i energiene til mulige eksiterte tilstander i  $\text{UF}_6$ -molekylet. Derfor kreves ulike overgangsennergi for å eksitere  $^{235}\text{UF}_6$ - og  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyler til en gitt eksiterte tilstand i  $\text{UF}_6$ -molekylet. Differansen i overgangsennergi gir et korresponderende skift i absorpsjonsspekter for  $^{235}\text{UF}_6$  og  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyler. Dette skiftet kjent som *isotope*

*shift*, er selve nøkkelen til laserisotopseparasjon og ligger til grunn for både MLIS og AVLIS. For sistnevnte er isotopskiftet relatert kun til overgangsenergiene mellom ulike elektronkonfigurasjoner i et atom.

Det at  $^{235}\text{UF}_6$  og  $^{238}\text{UF}_6$  responderer ulikt på stråling med en bestemt energi, altså stråling av en gitt bølgelengde eller frekvens, betyr at vi selektivt kan eksitere den ene typen molekyler mens de andre forblir upåvirket. Dette forutsetter at vi har tilgang på en laserkilde med energi som samsvarer til en overgangsenergi i  $\text{UF}_6$ -molekylet og at variasjonen i laserstrålens bølgelengde er mindre enn isotopskiftet knyttet til den aktuelle overgangsenergien.

Om formålet er å anrike uran, er det naturlig å eksitere  $^{235}\text{UF}_6$ - fremfor  $^{238}\text{UF}_6$ -molekyler, siden de sistnevnte som oftest vil være langt mer tallrike. Ved gjentatte ganger å eksponere et  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyl for en laserstråle med riktig bølgelengde, kan en heve molekylets energi til et punkt hvor det rives i stykker. Det betyr i praksis at at det ene fluoratomet i  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylet støtes vekk, og at det dannes  $^{235}\text{UF}_5$ . Siden  $^{235}\text{UF}_5$  er et fast stoff, kan det enkelt filtreres vekk fra resten av  $\text{UF}_6$ -gassen [26, 27]. MLIS-teknikken er altså en metode for separasjon av isotoper, basert på isotopselektiv fotodissosiasjon av molekyler ved bruk av laser [28].

Mange molekyler, deriblant  $\text{UF}_6$ , har tydelige isotopskift i absorpsjonsspektret for IR-lys [28]. Derfor kan eksitasjon av vibrasjonsnivåer i  $\text{UF}_6$ -molekylet, brukes til selektiv fotodissosiasjon av  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler. Dette gjøres ved først å selektivt eksitere  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler med ett eller flere IR-fotoner, for så å rive løs et fluoratom ved å eksponere de allerede eksiterte molekylene for UV-stråling. Eksiterte  $\text{UF}_6$ -molekyler har nemlig høyere UV-fotodissosiasjon-tverrsnitt enn resten av molekylene, og siden det primært er  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler som er eksitert fra før, vil det i all hovedsak være  $^{235}\text{UF}_6$  som går over til  $\text{UF}_5$  [29]. Figur 22 illustrerer fotodissosiasjon av  $^{235}\text{UF}_6$  ved en slik totrinns IR-UV-prosess.



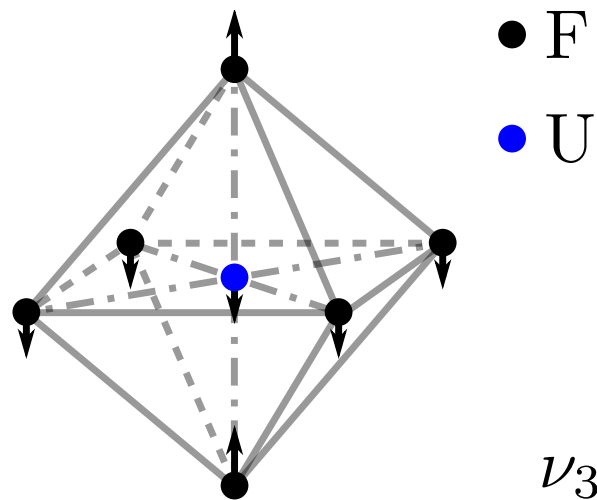
Figur 22: Fotodissosiasjon av  $^{235}\text{UF}_6$  til  $^{235}\text{UF}_5$  som resultat av absorpsjon av et antall IR-fotoner og ett UV-foton (Kilde: Figur 8.b s. 29 [26]).

Alternativt til å bruke IR-UV-prosessen for fotodissosiasjon av  $^{235}\text{UF}_6$ , kan en utsette  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler for intens IR-stråling. Molekylene energi pumpes

da opp, forbi nivået for dissosiasjon, ved absorpsjon av et multippel IR-fotoner [28, 29].

Det er verdt å merke seg at alle  $\text{UF}_6$ -molekyler i prinsippet er eksitert ved romtemperatur, på grunn av hyppige kollisjoner med hverandre. Dette resulterer i overlappende absorpsjonsspektre for  $^{235}\text{UF}_6$  og  $^{238}\text{UF}_6$ , hvilket betyr at  $\text{UF}_6$ -gassen må kjøles ned før vi kan utnytte isotopskiftet som gjør selektiv eksitasjon av  $^{235}\text{UF}_6$  mulig [26].

For å ta noen detaljer, kan vi nevne at  $\text{UF}_6$  har seks større vibrasjonsmoder. Av disse er det kun to,  $\nu_3$  og  $\nu_4$ , som er IR-aktive vibrasjonsmoder [30]. Energien som kreves for å eksitere disse vibrasjonsmodene er henholdsvis 0,078 eV og 0,023 eV som svarer til absorpsjonstopper for 16  $\mu\text{m}$  og 54  $\mu\text{m}$  i IR-spekteret. Figur 23 viser den IR-aktive vibrasjonsmoden  $\nu_3$ . Det er for  $\nu_3$  vi finner det



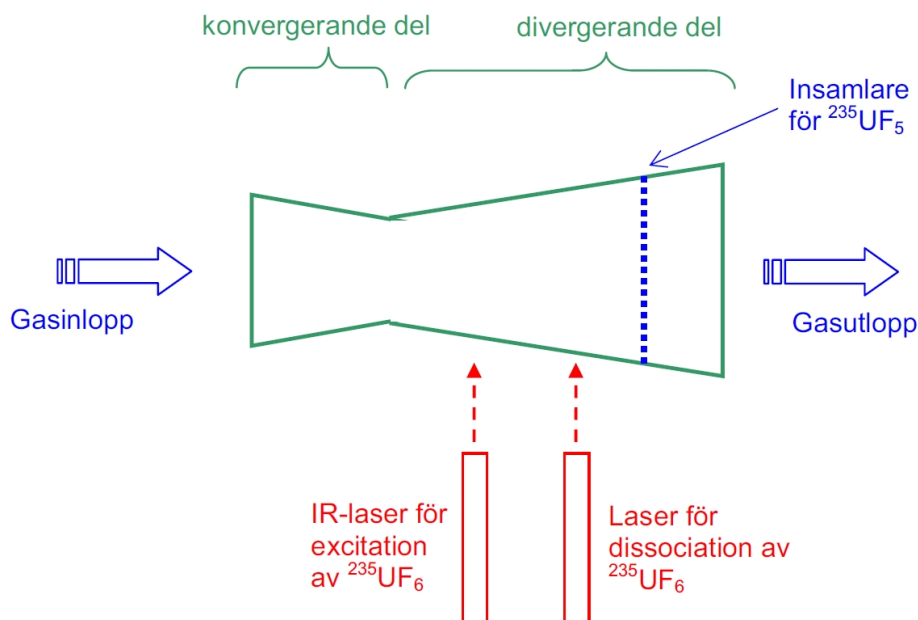
Figur 23: Den IR-aktive vibrasjonsmoden  $\nu_3$  i et  $\text{UF}_6$ -molekyl (Kilde: Figur 1 s. 60 [31]).

største isotopskiftet mellom  $^{235}\text{UF}_6$  og  $^{238}\text{UF}_6$  sine absorpsjonstopper. Absorpsjonstoppen ved 16  $\mu\text{m}$  svarer til et bølgetall på  $625\text{ cm}^{-1}$ . Gitt ved differansen i bølgetall er isotopskiftet  $0,606\text{ cm}^{-1}$ . Et av flere laserealternativer for eksitasjonen av  $^{235}\text{UF}_6$ -molekyler, er  $\text{CO}_2$ -laser med en bølgelende på omkring 10,6  $\mu\text{m}$  som justeres til 16  $\mu\text{m}$  ved hjelp av Ramanspredning i *para*- $\text{H}_2$  [26, 32].

Tidligere dreide forskningen på MLIS seg mye om å finne en uranforbindelse som hadde vibrasjonsenergi som stemte overens med kjente IR-lasere. I dag er laserteknologien kommet til et punkt hvor det dreier seg mer om å tilpasse lasere til det velkjente  $\text{UF}_6$ -molekylet som vi vet også brukes i andre etablerte anrikningsprosesser [26].

Vi nevnte tidligere at  $\text{UF}_6$ -gassen må kjøles ned, dette fordi de aktuelle vibrasjonsmodene ikke er tilgjengelig ved romtemperatur. Selv ved en lav temperatur på 55 K er kun 85% av  $\text{UF}_6$ -molekylene av i det laveste vibrasjonsnivået. Nedkjølingen skjer ved å spe ut  $\text{UF}_6$ -gassen med en inert bæregass, for så å kjøre den igjennom en ekspansjonsdyse. Gassen kjøles da raskt og når molekylene kol-

liderer nedstrøms vil eventuell vibrasjonsenergi gå over til bevegelsesenergi fremfor varme. Dette fører til at nesten 95% av gasmolekylene er å finne i laveste vibrasjonsnivå og er tilgjengelige for isotopsektiv eksitasjon. Tilsetningen av en inert gass gjøres for å hindre at  $\text{UF}_6$ -gassen kondenserer[26].



Figur 24: Prinsippskisse for ett MLIS-trinn.  $\text{UF}_6$ -gassen kjøres gjennom en ekspansjonsdyse slik at den kjøles raskt. Slik blir vibrasjonsmoden  $\nu_3$  tilgjengelig. En IR-laser eksiterer  $^{235}\text{UF}_6$ -molekylene som rives i stykker av den neste laseren, enten IR eller UV, og danner  $^{235}\text{UF}_5$ -molekyler.  $\text{UF}_5$  er et fast stoff og vil falle ut som et fint støv som kan samles opp. (Kilde: Figur 9 s.33 [26]).

#### 5.4.2 Oppsummering av MLIS-prosessen

Anrikning av uran ved MLIS-prosessen kan kort oppsummeres til å bestå av følgende deler. Det må først fremstilles en gassblanding, bestående av  $\text{UF}_6$  og en inert bæregass. Denne gassen føres så inn i ekspansjonsdyse som kjøler gassen og gjør vibrasjonsmoden  $\nu_3$  tilgjengelig. En IR-laser med en bølgelengden  $16 \mu\text{m}$  sørger for selektiv eksitasjon av  $^{235}\text{UF}_6$ . Videre sørger en ny laser, enten IR eller UV, for fotodissosiasjon av  $^{235}\text{UF}_6$  til  $^{235}\text{UF}_5$ . Det anrikede produktet i form av fast  $\text{UF}_5$  samles opp.

Om det er behov for en høyere anrikningsgrad enn hva som oppnås ved ett MLIS-trinn som beskrevet over, kan en konvertere det anrikede produktet fra  $\text{UF}_5$  til  $\text{UF}_6$ -gass, for så å føre gassen gjennom ett nytt MLIS-trinn. I følge tabell 2 [26], er typisk *anrikningsfaktor* per MLIS-trinn mellom 5 og 15. Anrikningsfaktoren er gitt ved forholdet  $x_P/x_U$ . Til sammenligning er *separasjonsfaktoren* for gassdiffusjon og gass-sentrifugering henholdsvis mellom 1,0040-1,0045 og 1,3-1,6. Separasjonsfaktore er nært relatert til anrikningsfaktoren, men er



gitt ved forholdet  $x_P/x_R$ . Dette forteller oss at lavanriktet uran, typisk til bruk i lettvannsreaktorer, kan produseres med ett MLIS-trinn. Utover en høy separasjonsfaktor er også effektiviteten til MLIS meget god, ned mot 30 kWh per kg SWU [26].

## 5.5 Ikke-spredningsaspekter knyttet laserisotopseparasjon

De ulike anrikningsteknologiene er alle i stand til å produsere uran av våpenkvalitet, men det vil variere hvor mye tid og energi som kreves for å oppnå det samme resultatet. MLIS-prosessen skiller seg fra de andre anrikningsteknologiene med sin høye anrikningsfaktor og sitt lave energiforbruk. Det at MLIS har en anrikningsfaktor i området 5 til 15, gjør at langt færre enheter trengs for å produsere høyanriktet uran med MLIS-prosessen enn med gassdiffusjon og gass-sentrifugering. Dette fører til et mindre plassbehov som gjør at et MLIS-anlegg enklere kan holds skjult for omverden. Vi kan nevne at Iran mellom 1991 og 2000 hadde et forskningsprogram for urananrikning med lasere som først avslørt i 2002 [33].

Ut fra det vi har sagt om MLIS-prosessen her og kapittel 5.4.1, kan vi slutte at den utgjør en relativt høy spredningsrisiko. Sammenlignet med plutonium fra brukt kjernebrensel må uran kunne sies å være lettere tilgjengelig, siden uran finnes i naturen rundt oss. Det er derfor svært viktig å sikre at teknologien ikke kommer i feil hender.



## 6 Konklusjon

Tilgangen på fissile isotoper i naturen begrenser seg til andel  $^{235}\text{U}$  i naturlig uran. Dette er en ressurs som er ventet å vare i minst 80 år til, men det er tydelig at breederreaktorer må bli en del av fremtidens reaktorsystemer, om verden skal fortsette å nyttegjøre seg av kjernekraft.

Brenselsalternativene for slike breederreaktorer er  $^{233}\text{U}$  og  $^{239}\text{Pu}$  som produseres ved nøytroninnfangning i henholdsvis  $^{232}\text{Th}$  og  $^{238}\text{U}$ . Vi har derfor omtalt brenselsalternativene som Th-U og U-Pu. Med kunnskapen fra kapittel 3.2 kan vi konkludere at hurtigreaktorer med U-Pu vil være det beste alternativet for energiproduksjon. Dette fordi U-Pu genererer flere nøytroner som kan bidra til å spalte nye kjerner og konvertere  $^{238}\text{U}$  til  $^{239}\text{Pu}$ .

Selv om U-Pu har vist seg gunstig til å produsere energi, så vi i kapittel 4 plutonium fra hurtigbreedere vil ha en isotopsammensetning som gjør det kan nyttes i kjernevåpen. Det samme er tilfelle for uran fra breedere, men i mindre grad fra hurtigbreeder en termiske breedere fordi det der genereres en større mengde  $^{232}\text{U}$ . Denne isotopen kan være et argument for å velge Th-U fremfor U-Pu, siden henfallsproduktene til  $^{232}\text{U}$  er kilde til sterk gammastråling som gjør avfallet uhåndterlig og lite egnet i kjernevåpen. Denne gammastrålingen gjør det også mulig å spore brukt Th-U-brensel som måtte være på avveie, i motsetning til U-Pu-brensel fra hurtigbreeder som i praksis ikke inneholder gammaemittere.

Det at brenselet som genereres i breedere i større grad enn brenselet fra tradisjonelle reaktorer, er egnet til å produsere kjernevåpen er urovekkende, men hvor urovekkende det er, er et spørsmål som kan diskuteres. Sett i lys av ny anrikningsteknologi, og da MLIS som vi fikk presentert i kapittel 5.4.1, byr ikke nødvendigvis brensel fra breedere på de største utfordringene for fremtiden.

MLIS-prosessen har potensiale til å anrike uran langt mer effektivt enn de etablerte anrikningsteknologiene. Med en meget høy anrikningsfaktor per anrikningsenhet, krever MLIS mindre plass enn gassdiffusjon- og gass-sentrifugeringsteknologi. Dette gjør det mulig å gjemme bort et eventuelt anrikningsanlegg basert på MLIS, noe som kan være ønskelig for en gruppering eller nasjon med skumle hensikter.

Med tanke på at uran er å finne i naturen rundt oss er det viktig at ny og effektiv anrikningsteknologi ikke faller i feil hender. Det er sannsynligvis viktigere å bruke tid og energi på å forhindre akkurat det, enn å bekymre seg for at brukt reaktorbrensel skal bli brukt i kjernevåpen.

Når det kommer til å utnytte ressurser, har vi allerede konkludert at breederreaktorer er svaret på en bærekraftig utvikling. Med tanke på ny anrikningsteknologi, er det sannsynlig at den vil bidra til at mindre fissilt materiale dumpes som utarmet uran, men det å satse alle kortene på slik teknologi er ikke en løsning fordi det en dag er slutt på den fissile isotopen  $^{235}\text{U}$ .

Avslutningsvis skal vi trekke frem et poeng knyttet til hvilke potensiale som ligger i laserisotopseparasjon. Vi har argumentert for at Th-U-alternativet kan være en måte å gjøre brukt brensel fra breedere mindre attraktivt, på grunn av isotopen  $^{232}\text{U}$  og dens henfallsprodukter. Det er ikke utenkelig at  $^{232}\text{U}$  kan separeres vekk fra  $^{233}\text{U}$  ved hjelp av laserisotopseparasjon, noe som gjør at ar-

gumentet for eventuelt å ta i bruk Th-U i bredere vil stå noe svakere enn det allerede gjør.

Ny teknologi vil dukke opp og det vil føre med seg nye utfordringer som må løses, slik vil det alltid være. Det virker meget sannsynlig at vi i fremtiden får se både hurtigbredere og fullskala anrikningsanlegg basert på laserisotopseparasjon, og da er det greit å bruke sin egen energi på å møte utfordringene som måtte komme, fremfor å dytte dem foran seg. Den begrensede ressurstilgangen er en slik utfordring som må møtes, og den må møtes før den fører til andre utfordringer som for lite energi til verdens befolkning.

## Referanser

- [1] International Atomic Energy Agency OECD. *Uranium 2007: Resources, Production and Demand*. OECD Publishing, 2007.
- [2] U.S. Nuclear Regulatory Commission. Enkel skisse av et kjernekraftverk. Dokumentet er tilgjengelig på <http://www.nrc.gov/reading-rm/basic-ref/students/animated-pwr.html>.
- [3] John R. Lamarsh and Anthony J. Baratta. *Introduction to Nuclear Engineering*. Prentice-Hall International, 2001.
- [4] M. P. Fewell. The atomic nuclide with the highest mean binding energy. *Am. J. Phys.*, 63:653–658.
- [5] Vik Dhillon. Figur. Dokumentet er tilgjengelig på [http://www.vikdhillon.staff.shef.ac.uk/teaching/phy213/phy213\\_fusion1.html#figure14](http://www.vikdhillon.staff.shef.ac.uk/teaching/phy213/phy213_fusion1.html#figure14).
- [6] Figur som viser spalting av  $^{238}\text{U}$ . Dokumentet er tilgjengelig på <http://www.geocities.com/longhairedbastard/figures/u238a.gif>.
- [7] P. D. Wilson og K. F. Ainsworth. *Potential Advantages and Drawbacks of the Thorium Fuel Cycle in Relation to Current Practice: A BNFL View*. IAEA, 1997.
- [8] Brookhaven National Laboratory and Division of Reactor Development and Technology A.E.C. *The Use of Thorium in Nuclear Power Reactors*. U.S. Atomic Energy Commission, 1969.
- [9] ENDF. Evaluated Nuclear Data File - Database Version of July 23, 2008. Dokumentet er tilgjengelig på <http://www-nds.iaea.org/exfor/ndf.htm>.
- [10] Robert F. Mozley. *The Politics and Technology of Nuclear Proliferation*. University of Washington Press, 1998.
- [11] Thoriumutvalget. *Thorium som energikilde - Muligheter for Norge*. Thoriumutvalget, februar 2008, 2008.
- [12] Vienna: International Atomic Energy Agency, 2002. *IAEA Safeguards Glossary*. IAEA, 2001.
- [13] J. C. Mark. Explosive properties of reactor-grade plutonium. *Global Security*, 4:111–128, 1993.
- [14] D. Bodansky. *Nuclear Energy: Principles, Practices, and Prospects*. Springer-Verlag, 2004.
- [15] Vienna: International Atomic Energy Agency, 2005. *Thorium Fuel Cycle Potential Benefits and Challenges*. IAEA, 2005.

- [16] ENDF/B-VII. Incident-Neutron Data - Database. Dokumentet er tilgjengelig på <http://t2.lanl.gov/data/neutron7.html> .
- [17] A. PUIILL Commissariat à l'Energie Atomique, CEA/SACLAY, Gif-sur-Yvette, France. *Thorium utilization in PWRs. Neutronics studies*. IAEA, 1997.
- [18] Statens strålevern. Nrpa. Dokumentet er tilgjengelig på <http://www.nrpa.no> .
- [19] P. C. Hemmer. *Termisk fysikk*. Tapir Akademiske Forlag, 2002.
- [20] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Mechanics*. Elsevier Butterworth-Heinemann, 1976.
- [21] World Nuclear Association. Uranium enrichment. Dokumentet er tilgjengelig på <http://www.world-nuclear.org/info/inf28.html>.
- [22] Richard Rhodes. *The Making of the Atomic Bomb*. SIMON & SCHUSTER PAPERBACKS, 1986.
- [23] S. Whitley. Review of the gas centrifuge until 1962. Part I: Principles of separation physics. *British Nuclear Fuels Limited*, 1962.
- [24] John. L. Lyman. *Enrichment Separative Capacity for SILEX*. Los Alamos National Laboratory, 2001.
- [25] Vienna: International Atomic Energy Agency, 2007. *Management of Reprocessed Uranium*. IAEA, 2007.
- [26] L. Oliver, K. Wilhelmson, and J. Wirstam. *Urananrikning med laser och plasmaseparation*. Swedish Nuclear Power Inspectorate, 2007.
- [27] X. Bao-yu, L. Yong, D. Wen-bo, Z. Wi, H. Jian-xu, and Z. Cheng-fa. Study of the vibrational photochemical reaction of uranium hexafluoride + hydrochloric acid and its isotopic selectivity. *J. Phys. Chem.*, 96:3302–3305, 1992.
- [28] V. Letokhov and E. Ryabov. *Laser Isotope Separation*. Institute of Spectroscopy of Russian Academy of Sciences.
- [29] K. C. Kim and M. J. Reisfeld. High-resolution infrared spectroscopy using a temperature-controlled long-path absorption cell: The  $\nu_3$  band of uranium hexafluoride at 16  $\mu\text{m}$ . *Society for Applied Spectroscopy*, 39:1055–1062, 1985.
- [30] P. Ramakoteswara Rao. Laser isotope separation of uranium. *Current Science*, 85:615–633, 2003.
- [31] C. D. Bowman and R. A. Schrack. Influence of vibrations of gas molecules on neutron reaction cross sections. *Physical Review C*, 21:58–64, 1980.

- [32] Robert L. Byer and W. R. Trutna. 16- $\mu\text{m}$  generation by CO<sub>2</sub>-pumped rotational raman scattering in H<sub>2</sub>. *Optics Letters*, 3:144–146, 1978.
- [33] Halvor Kippe. *Irans kjernefysiske program - for kraftproduksjon eller kjernevåpen*. Forsvarets forskningsinstitutt, 2008.



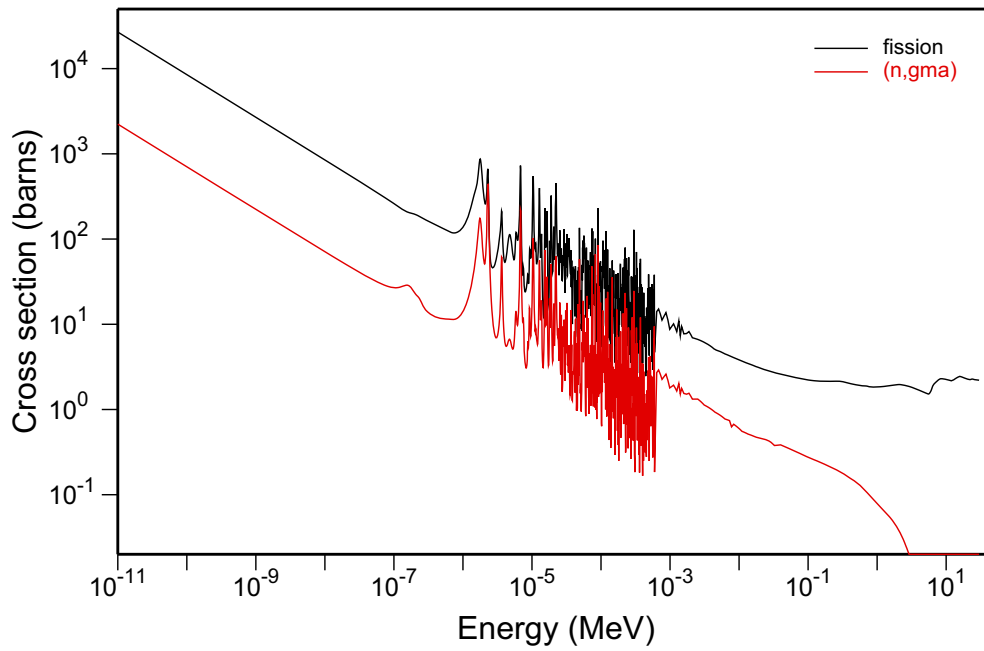


## A Vedlegg

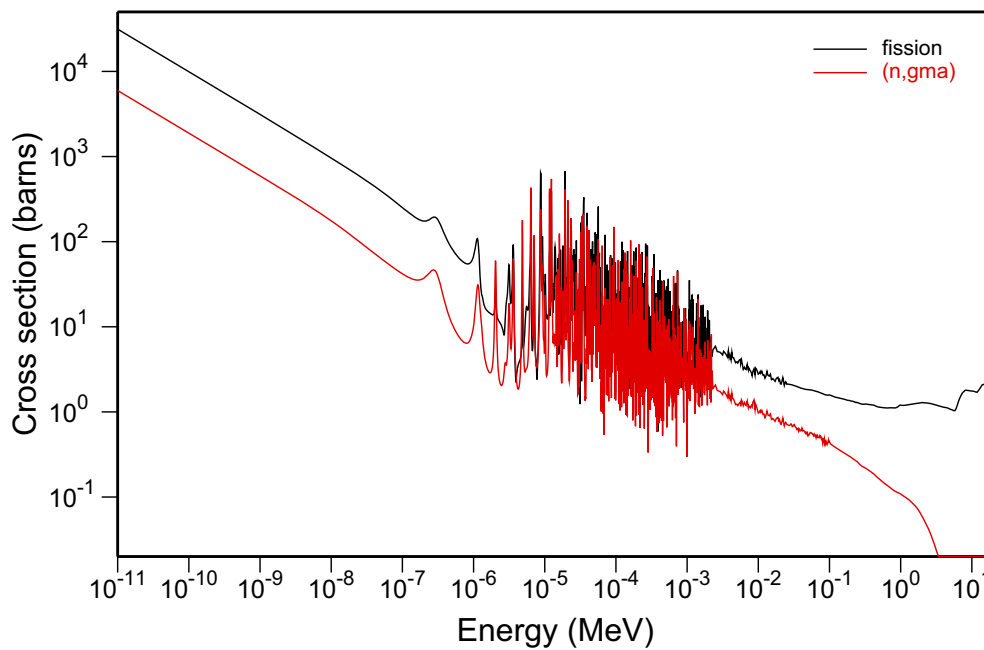
Tabell 10: Relativ sannsynlighet for at nøytronabsorpsjon i de fissile isotopene  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  og  $^{241}\text{Pu}$  fører til fisjon, for et utvalg nøytronenergier\*. (Kilde: [9]).

Nøytronenergi (MeV)	$^{233}\text{U}$ ( $\sigma_f/\sigma_a$ )	$^{235}\text{U}$ ( $\sigma_\gamma/\sigma_f$ )	$^{239}\text{Pu}$ ( $\sigma_\gamma/\sigma_f$ )	$^{241}\text{Pu}$ ( $\sigma_\gamma/\sigma_f$ )
0,0253**	0,9215	0,8556	0,7342	0,7360
0,01	0,8647	0,7408	0,6059	0,8061
0,10	0,8899	0,7866	0,8699	0,8693
0,73	0,9474	0,8980	0,9665	0,9277
1,00	0,9589	0,9173	0,9854	0,9333
1,50	0,9716	0,9368	0,9934	0,9436
1,98	0,9798	0,9552	0,9959	0,9572
3,00	0,9901	0,9780	0,9984	0,9759
4,00	0,9948	0,9902	0,9988	0,9844
5,00	0,9970	0,9949	0,9990	0,9895

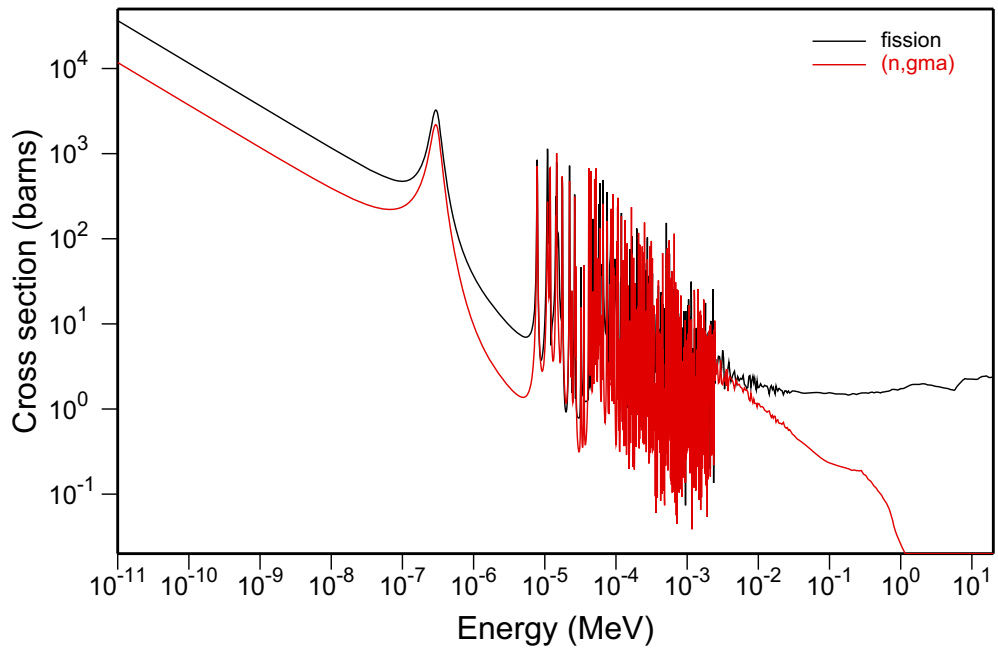
\*Den relative sannsynligheten for fisjon, ( $\sigma_f/\sigma_a$ ), er funnet med utgangspunkt i verdier for  $\sigma_\gamma$  og  $\sigma_f$  ved de utvalgte energiene. Merk: Vi bruker approksimasjonen  $\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f$  fra kapittel 2.2. \*\*Dette er for termiske nøytroner, nøytronenergien er her gitt i eV.



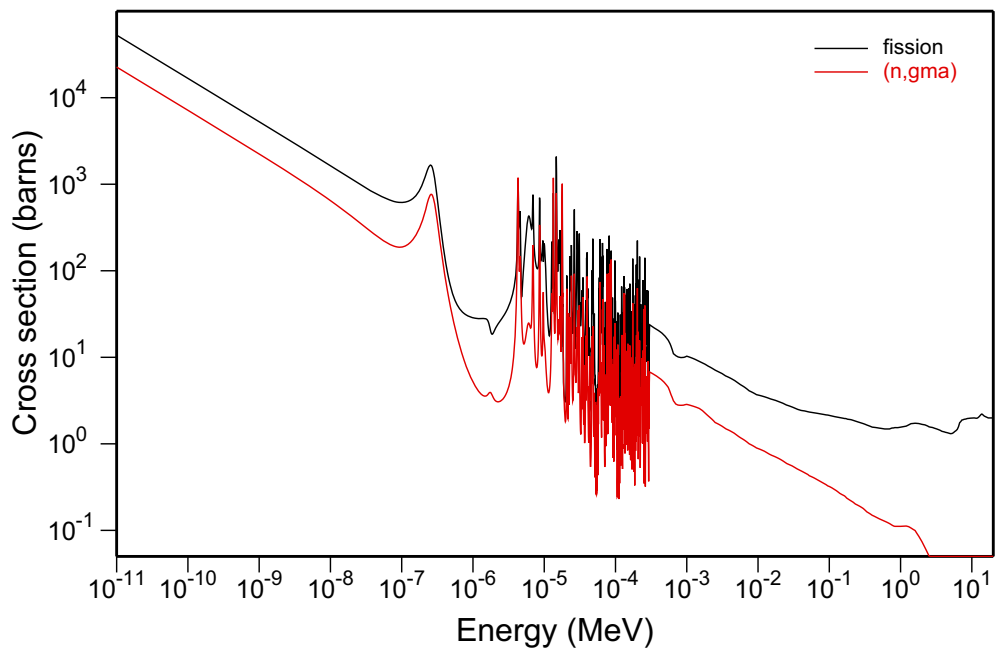
Figur 25: Fisjonstverrsnitt og innfangningstverrsnitt for  $^{233}\text{U}$  som funksjon av nøytronenergi. (Kilde: [16]).



Figur 26: Fisjonstverrsnitt og innfangningstverrsnitt for  $^{235}\text{U}$  som funksjon av nøytronenergi. (Kilde: [16]).



Figur 27: Fisjonstverrsnitt og innfangningstverrsnitt for  $^{239}\text{Pu}$  som funksjon av nøytronenergi. (Kilde: [16]).



Figur 28: Fisjonstverrsnitt og innfangningstverrsnitt for  $^{241}\text{Pu}$  som funksjon av nøytronenergi. (Kilde: [16]).