

Thorium eller: Hvordan jeg lærte at holde op med at bekymre mig og at elske saltsmeltereaktorer

Af Aslak Stubsgaard, DTU Space

Saltsmeltereaktoren er en radikalt anderledes type kernekraftreaktor, der blev opfundet og udviklet ved Oak Ridge National Laboratory i 1960'erne. Saltsmeltereaktorer har fået øget opmærksomhed det sidste årti, blandt andet grundet muligheden for effektiv thoriumbaseret brændselsavling, samt øget sikkerhed sammenlignet med traditionelle reaktordesigns og langt billigere konstruktion og operation. Saltsmeltereaktorer har sit brændsel som kemisk stabile salte, der cirkuleres rundt i reaktoren ved rødgldende temperaturer, godt over saltenes smeltepunkt. Udover effektiv strømgeneration åbner disse temperaturer op for en bred vifte af implementeringer. Denne artikel forsøger at give et indblik i, hvorfor thorium i saltsmeltereaktorer er en attraktiv teknologi for udnyttelse af fissionsenergi.

Opdagelsen af kernekraft

I starten af det 20. århundrede lærte fysikere om den enorme mængde energi der blev frigivet under radioaktivt henfald af visse atomkerner. Hvis radioaktivt henfald kunne igangsættes og kontrolleres ville det blive en revolutionerende energikilde, ligesom ild og organisk materiale var for tidlige mennesker, og fossilt brændsel var for den industrielle revolution.

Men tvunget henfald, for eksempel via protonbombardement, viste sig hurtigt at være upraktisk med henblik på energiproduktion. Selv Ernest Rutherford som oprindeligt havde opdaget radioaktiviteten og foreslået dets potentiale som en energikilde udtalte senere "Anyone who expects a source of power from the transformation of the atom is talking moonshine".

I 1932 opdagede James Chadwick neutronen. Dette førte i 1938 til opdagelsen af neutroninduceret fission af Otto Hahn, Lise Meitner, og Fritz Strassmann. Denne totalt uforudsete opdagelse beskrev perfekt hvorfor en så bred vifte af lette højradioaktive kerner blev observeret under neutronbombardement af uran.

Den vigtigste opdagelse blev gjort af Enrico Fermi og Frédéric Joliot-Curie, først publiceret i 1939, nemlig at antallet af neutroner udskilt under fission af uran-235 er større end én, hvilket gør en kædereaktion mulig. Med denne viden indså fysikere på tværs af kloden urans potentiale til både ekstrem destruktion og som en enorm energikilde. Dermed startede atomkapløbet.

Den 2. december 1942 blev den første menneskeskabte selvbærende kritiske kædereaktion opnået af Enrico Fermis "Chicago pile-1"-reaktor. En lav-effekt grafitmodereret uranreaktor, konstrueret af mursten og 4" x 4" lægter under tribunerne af Chicago Universitets fodboldstadion. Den 16. juli 1945 blev den første superkritiske ukontrollerede kædereaktion opnået med Trinitytesten i New Mexico.

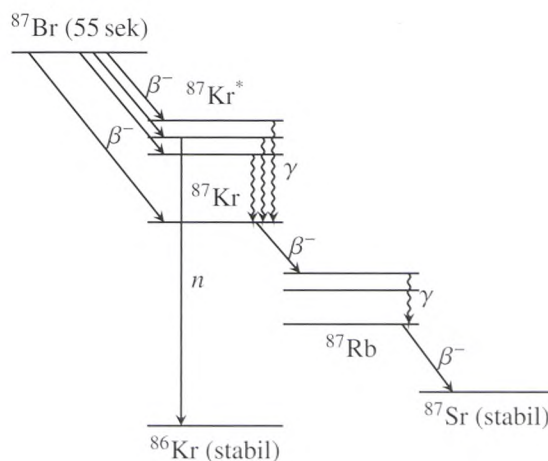
Teorien bag kernekraft

Energien, der udskilles under fission, skyldes forskellen i bindingsenergien i tunge og lettere kerner. Dette er et produkt af samspillet mellem den elektrostatiske frastødning mellem protonerne og den stærke kernekrafts tiltrækning mellem protoner og neutroner. Dette betyder, at tunge kerner indeholder flere neutroner per proton end lettere kerner, for at opnå en stabil tilstand.

Når tunge kerner splittes vil de ofte to fissionsprodukter have samme antal neutroner per proton som deres moderkerne. For de lettere kerner er dette et overskud af neutroner, i forhold til deres stabile isotoper. Dette fører til henfald via omdannelse af en neutron til en proton og udsendelse af en elektron og en anti-neutrino. Disse fissionsprodukter og deres efterfølgende henfaldsprodukter ender ofte i exciterede tilstande af datterkernen, hvilket oftest resulterer i henfald, gennem udsendelse af en foton, til en lavere excitationstilstand eller til grundtilstanden.

I sjældne tilfælde kan fissionsprodukter også henfalde fra en exciteret tilstand via udsendelse af en neutron. Disse neutroner kan blive frigivet sekunder eller minutter efter fissionsproduktet blev dannet, og dermed langt senere end de direkte neutroner der bliver udskilt under fission. Af denne grund kaldes de forsinkede neutroner. Forsinkede neutroner udgør mindre end én procent af det totale antal neutroner der udskilles som en konsekvens af fission men grundet deres forsinkelse har de en kæmpe indflydelse på styringen af reaktorkritikaliteten.

Et eksempel på sådan en forløber for forsinket neutroner er brom-87.



Figur 1. Eksempel på et muligt forsinket neutronhenfald fra brom-87.

Fissionsprodukter og deres henfaldsprodukter har hovedsageligt langt kortere halveringstider end de actinider de blev dannet af. Fissionsprodukter skal derfor kun opbevares i ca. 300 år for at henfalde til en radioaktivitet sammenlignelig med uranmalm, i modsætning til de millioner af år transuraner skal opbevares.

Visse kerner kan, efter absorption af en neutron, ende i exciterede tilstande af den resulterende isotop. I nogle tilfælde fører dette til deling af den resulterende isotop i to eller flere dele, og udskilning af en eller flere neutroner. Disse kerner kaldes fissionable, ikke at forveksle med fissile, hvilket er fissionable kerner der kan vedligeholde en fissions kædereaktion.

Af alle kendte kernetyper er kun 33 fissile, kun 14 af dem har halveringstider længere end et år, og kun uran-235 har en lang nok halveringstid til stadig at være i rimelig koncentration på jorden. I dag udgør uran-235 ca. 0,7 % af naturligt forekommende uran. Nogle naturligt forekommende kerner kan blive konverteret til fissile kerner, disse kaldes fertile. Altså kan fertile kerner ikke vedligeholde en kædereaktion, men kan konverteres til kerner der kan. Af de fertile kerner har kun thorium-232 (100 % af naturligt thorium) og uran-238 (99 % af naturligt uran) lange nok halveringstider til stadig at være i stor koncentration i naturen, respektive 14 milliarder år og 4 milliarder år.

Fission af en tung kerne frigiver ca. 200 MeV energi med en fordeling omtrent som i tabel 1.

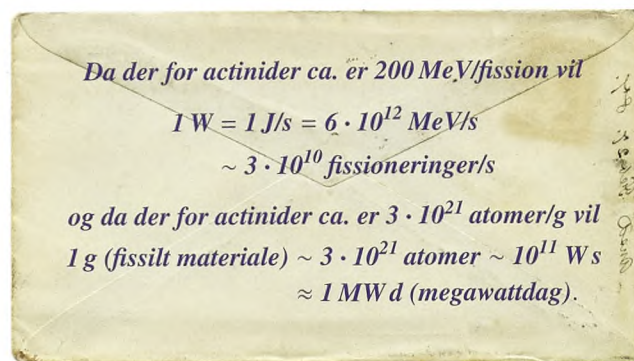
Fordeling	MeV
Kinetisk energi til lette fissionsfragmenter	100
Kinetisk energi til tunge fissionsfragmenter	67
Energi af instantane neutroner	5
Energi af instantan gammastråling	5
Energi af betastråling fra fissionsprodukter	7
Energi af gammastråling fra fissionsprodukter	6
Subtotal	190
Energi af neutrinoer	11
Total	201

Tabel 1. Approksimativ fordeling af energien frigivet i fission af en uran-235-kerne.

Rundt regnet vil hver anden neutron i en kritisk kædereaktion blive absorberet uden at føre til fission, men dette frigiver i gennemsnit 10 MeV, på grund af forskelle i bindingsenergier. Så udover de 11 MeV der forsvinder med neutrinoer, resulterer en fissionering og en neutronabsorption i ca. 200 MeV af termisk energi.

Det er ret interessant, at ca. 5 % af energien fra en fissionsreaktor bliver udstrålet af neutrinoer, som er meget svagt vekselvirkende med masse, hvilket er med til at gøre deres detektion meget svær. De nuværende 447 kernereaktorer, der producerer ca. 11 % af verdens strømforbrug med en gennemsnitlig effekt på ca. 600 MWe, vil i så fald hver udstråle neutrinoer med en effekt på ca. 100 MW, der bare fiser ud i det interstellare rum, antaget en $1/3$ virkningsgrad.

For at få en ide om potentialet i kernekraft laver vi en "back-of-the-envelope-calculation" af energidensiteten af fissilt materiale.



Til sammenligning så er der 1 MW d i afbrændingen af 3 t til 4 t kul, hvilket skyldes de relativt lave 4,5 eV frigivet per kul-hydrogen molekyle under forbrændingen af kulbrinter.

Vores interesse i uran og thorium skyldes deres allestedsnærværende forekomst i jordskorpen. Uran og thorium forekommer naturligt i alt fra havejord, sten og klippe, til fossilt brændsel, oftest i størrelsesordenen af millionte dele. I en kubikmeter dansk havejord er der gennemsnitlig en halv kubikcentimeter uran og to kubikcentimeter thorium.

Da hver dansker har et gennemsnitligt total energiforbrug på ca. 4 kW og en gennemsnitlig levealder på ca. 80 år svarer dette til et livsforbrug på 117 MW d eller energien fra 117 g fissilt materiale, hvilket principielt kan produceres med thorium fra ca. 5 kubikmeter dansk havejord. Selvfølgelig er der meget rigere og økonomisk fordelagtige kilder til thorium end dansk havejord, men pointen er den samme.

Bemærk yderligere at energien frigivet under fission af actinider er over en million gange større end den kemiske energi frigivet under forbrændingen af kulbrinter. Da uran- og thoriumforekomster i kul er i størrelsesordenen få millionte dele, er der mere potentiel fissionsenergi i disse spormængder fertilt materiale i kul, end der er i forbrændingen af den kemiske energi lagret i kul.

Thorium

Uran-235 er som nævnt det eneste naturligt forekommende fissile materiale, men har nogle åbenlyse problemer, blandt andet dets lave naturlige forekomst (0,3 % af naturligt uran), udfordringen ved berigning, og associeret proliferationsrisiko (dvs. spredning af kernevåben, fissionibelt materiale og teknologier og information til fremstilling af kernevåben til lande, der ikke er anerkendt som "Nuclear Weapon States").

Alternativerne er fertilt uran-238 (99,7 % af naturligt uran) og thorium-232 (100 % af naturligt thorium). Historisk er der blevet satset på uran-238. Det er først i det sidste årti, at thorium har fået øget opmærksomhed. Baggrunden for dette ligger gemt i følgende kernefysiske forudsætninger.

Sandsynligheden for at en kerne indfanger en passerende neutron afhænger af mange parametre, blandt andet excitationstilstanden af kernen inden indfangning, neutronens hastighed, og hvilke tilladte energitilstande der er i den resulterende kerne.

Generelt aftager sandsynligheden for indfangning,

som den inverse værdi af neutronfarten. Altså er en neutron generelt meget mere tilbøjelig til at blive indfanget og danne en ny exciteret kerne, jo langsommere/lavere energi den har.

Neutroner dannet under fission har en gennemsnitlig energi på 1 MeV svarende til en termisk fart på 14 000 km/s. Under elastiske og inelastiske kollisioner kan disse hurtige neutroner tabe energi til det materiale de bevæger sig igennem, indtil de har samme termiske energi som materialet, hvorpå de kaldes termiske neutroner. Ved stuetemperatur svarer dette ca. til 0,025 eV eller 2,2 km/s.

I reaktorer hvor man ønsker langsomme neutroner bruges moderatore, som hovedsageligt består af lette kerner (da de tillader større energitab per kollision end tunge kerner), har høj sandsynlighed for spredning, men er svagt tilbøjelige til selv at indfange neutronerne. Eksempler på typiske moderatore er vand, tungt vand, grafit, og beryllium.

Fordelen ved at bremse neutronerne med en moderator er at actinider er mere tilbøjelige til at indfange langsomme neutroner, hvilket resulterer i at en mindre mængde fissilt materiale er nødvendig for at opnå kritikalitet. Dette har dog den ulempe, at der er et vist tab af neutroner til moderatoren. Yderligere har indfangne langsomme neutroner større sandsynlighed end hurtige, for ikke at føre til fission i actinider.

Der er, i grove træk, en vis sandsynlighed σ_f for at en neutron bliver indfanget i en kerne og resulterer i fission, og tilsvarende en sandsynlighed σ_γ for at en neutron bliver indfanget i selvsamme kerne, men gennemgår radioaktivt henfald. Den totale sandsynlig-

hed for indfangning af en neutron er derfor $\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma$. Ganges sandsynligheden for at kernen, der har indfanget en neutron, undergår fission med antallet af neutroner ν der i gennemsnit udskilles som konsekvens af fissionen fås reproduktionsfaktoren η :

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a}.$$

ν , σ_f , og σ_γ er alle stærkt afhængige af neutronenergien resulterende i at η også har en stærk afhængighed af neutronenergien. ν vil, for de fleste fissile transuraner, ligge omkring 2 i et termisk spekter.

Reproduktionsfaktoren beskriver dermed, hvor mange neutroner der i gennemsnit udsendes efter indfangning af en neutron, og giver dermed en måde at kvantisere brugbarheden af et brændsel. For at en reaktor kan udnytte fertile materialer til dannelsen af fissilt brændsel, skal brændslet have en $\eta > 2$, hvis den skal kunne vedligeholde konvertering, da en neutron går til at holde kædereaktionen kritisk, mens den anden går til at skabe nyt brændsel. Hvis en reaktor laver mere brændsel end den bruger kaldes den en avler. Hvis den bruger mere brændsel end den laver kaldes den en afbrænder. I realiteten vil selve reaktorkonstruktionen også æde en del neutroner. Avl er derfor kun mulig hvis reproduktionsfaktoren, vægtet over hele neutronspektret af reaktoren, er noget større end to. Brændselstype, reaktortype, og reaktordesign har rigtig meget at sige i forhold til om reaktoren er en afbrænder eller en avler.

Figur 2 viser de enkelte brændseltypers sandsynlighed for, at en neutronindfangning resulterer i fission, givet af forholdet σ_f/σ_a (her vist for termiske neutroner).

²³⁶ Am, β^+ $t_{1/2} = 4$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁷ Am, β^+ $t_{1/2} = 1$ h $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁸ Am, β^+ $t_{1/2} = 2$ h $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁹ Am, β^+ $t_{1/2} = 11$ h $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²⁴⁰ Am, β^+ $t_{1/2} = 2$ d $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²⁴¹ Am, α $t_{1/2} = 0,4$ ky $\sigma_f/\sigma_a = 0,01$	²⁴² Am, β^- $t_{1/2} = 16$ h/141 y $\sigma_f/\sigma_a = 0,86$	²⁴³ Am, α $t_{1/2} = 7$ ky $\sigma_f/\sigma_a \sim 10^{-3}$
²³⁵ Pu, β^+ $t_{1/2} = 25$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁶ Pu, α $t_{1/2} = 3$ y $\sigma_f/\sigma_a = 0,91$	²³⁷ Pu, β^+ $t_{1/2} = 45$ d $\sigma_f/\sigma_a = 1$	²³⁸ Pu, α $t_{1/2} = 87$ y $\sigma_f/\sigma_a = 0,03$	²³⁹ Pu, α $t_{1/2} = 24$ ky $\sigma_f/\sigma_a = 0,74$	²⁴⁰ Pu, α/SF $t_{1/2} = 7$ ky $\sigma_f/\sigma_a \sim 10^{-4}$	²⁴¹ Pu, β^- $t_{1/2} = 14$ y $\sigma_f/\sigma_a = 0,74$	²⁴² Pu, α $t_{1/2} = 0,4$ My $\sigma_f/\sigma_a = 0,01$
²³⁴ Np, β^+ $t_{1/2} = 4$ d $\sigma_f/\sigma_a = 1$	²³⁵ Np, β^+ $t_{1/2} = 1$ y $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁶ Np, β^+ $t_{1/2} = 0,1$ My $\sigma_f/\sigma_a = 0,95$	²³⁷ Np, α $t_{1/2} = 2$ My $\sigma_f/\sigma_a \sim 10^{-4}$	²³⁸ Np, β^- $t_{1/2} = 2$ d $\sigma_f/\sigma_a = 1$	²³⁹ Np, β^- $t_{1/2} = 2$ d $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²⁴⁰ Np, β^- $t_{1/2} = 1$ h $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²⁴¹ Np, β^- $t_{1/2} = 13$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$
²³³ U, α $t_{1/2} = 0,2$ My $\sigma_f/\sigma_a = 0,92$	²³⁴ U, α $t_{1/2} = 0,2$ My $\sigma_f/\sigma_a \sim 10^{-3}$	²³⁵ U, α $t_{1/2} = 0,7$ Gy $\sigma_f/\sigma_a = 0,85$	²³⁶ U, α $t_{1/2} = 23$ My $\sigma_f/\sigma_a \sim 10^{-4}$	²³⁷ U, β^- $t_{1/2} = 7$ d $\sigma_f/\sigma_a \sim 10^{-3}$	²³⁸ U, α $t_{1/2} = 4$ Gy $\sigma_f/\sigma_a \sim 10^{-6}$	²³⁹ U, β^- $t_{1/2} = 23$ min $\sigma_f/\sigma_a = 0,39$	²⁴⁰ U, β^- $t_{1/2} = 14$ h $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$
²³² Pa, β^- $t_{1/2} = 1$ d $\sigma_f/\sigma_a = 0,86$	²³³ Pa, β^- $t_{1/2} = 26$ d $\sigma_f/\sigma_a \sim 10^{-3}$	²³⁴ Pa, β^- $t_{1/2} = 7$ h $\sigma_f/\sigma_a = 1$	²³⁵ Pa, β^- $t_{1/2} = 24$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁶ Pa, β^- $t_{1/2} = 9$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁷ Pa, β^- $t_{1/2} = 9$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁸ Pa, β^- $t_{1/2} = 2$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁹ Pa, β^- $t_{1/2} = 2$ h $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$
²³¹ Th, β^- $t_{1/2} = 26$ h $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³² Th, α $t_{1/2} = 14$ Gy $\sigma_f/\sigma_a \sim 10^{-6}$	²³³ Th, β^- $t_{1/2} = 21$ min $\sigma_f/\sigma_a = 0,01$	²³⁴ Th, β^- $t_{1/2} = 24$ d $\sigma_f/\sigma_a = 0,01$	²³⁵ Th, β^- $t_{1/2} = 7$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁶ Th, β^- $t_{1/2} = 37$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁷ Th, β^- $t_{1/2} = 5$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$	²³⁸ Th, β^- $t_{1/2} = 9$ min $\sigma_f/\sigma_a = \emptyset$

Figur 2. Henfald, halveringstid, og fissionabilitet af forskellige actinider. Farvekodningen repræsenterer den primære henfaldsvej. Gul repræsenterer alfa-henfald, rød repræsenterer betaplust-henfald, og blå repræsenterer betaminus-henfald. Figuren er baseret på termiske data, fra S.F. Mughabghab, Atlas of Neutron Resonances Elsevier Science, April 17, 2006.

Vores interesse i fertile materialer skyldes deres evne til at henfalde til fissile materialer efter indfangning af en neutron. Som det kan ses i ovenstående figur er hverken thorium-232 eller uran-238 særlig tilbøjelige til at undergå fission efter indfangning af en neutron. Men deres resulterende kerner thorium-233 og uran-239 vil begge betaminus-henfalde til henholdsvis uran-233 og plutonium-239, som er fissile. Hvis thorium-233 eller uran-239, før henfald til henholdsvis uran-233 og plutonium-239, indfanger endnu en neutron – eller

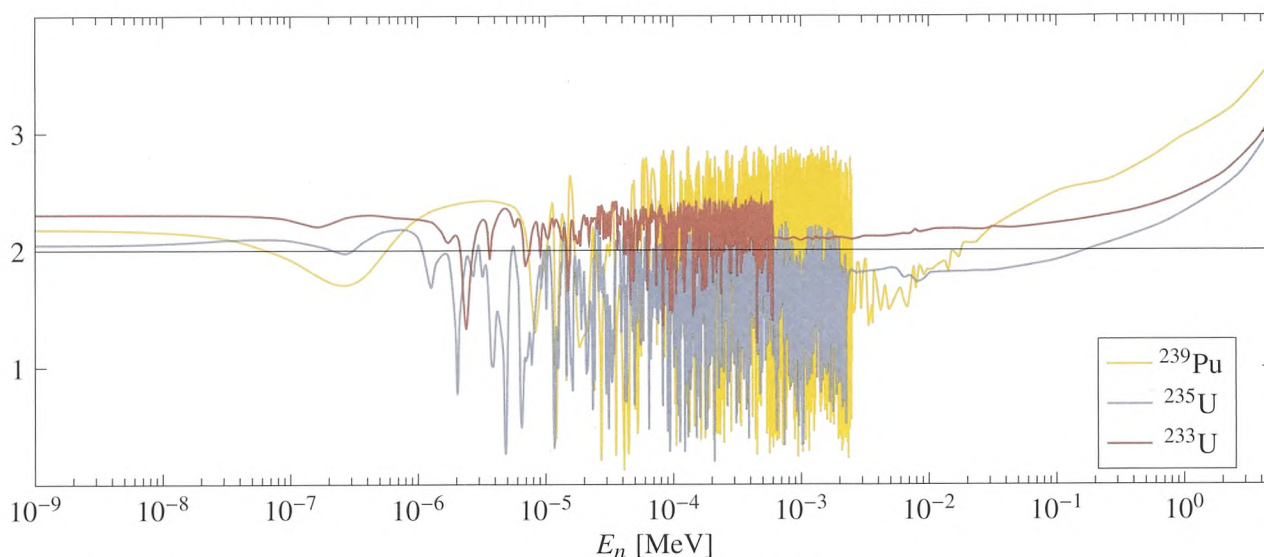
uran-233 og plutonium-239 indfanger en neutron uden at fissionere, vil det i stedet resultere i henholdsvis uran-234 og plutonium-240, hvoraf ingen er fissile.

Plutonium-240 har tilbøjelighed til spontan fission, hvilket gør brugt reaktorbrændsel fra konventionelle reaktorer (ca. 20 % plutonium-240) yderst kompliceret at bruge til atomvåben, uden isotopisk 'berigning' (egentlig det modsatte) fra 20 % til maksimalt 7 % plutonium-240. Uran-234 har ikke samme problem. Til gengæld vil uran-231 også være til stede i små mængder

fra neutronbombardement af thorium, på grund af at indfangning af en neutron i sjældne tilfælde fører til udskilning af to neutroner. Uran-231 har i sin henfaldsskæde en kraftig gammastråling, hvilket betyder at det uran-233 der dannes fra thoriumavling ikke kan håndteres af mennesker. Dette besværliggør håndtering af brugt brændsel, og dets brug som våbenmateriale.

Realiteten er at enhver neutronkilde kan konverteres til konstruktion af våbenplutonium, dette inkluderer en hvilken som helst fissionsreaktor, fusionsreaktorer, eller neutronspallationskilder. Ingen kraftig neutronkilde er uden proliferationsrisiko. Spørgsmålet er om det er en risiko man er villig til at tage, og om vi mennesker overhovedet vil klare os uden energien de bringer. Der er i øvrigt meget nemmere og billigere måder for ondsindede mennesker at skabe frygt og destruktion.

η



Figur 3. Reproduktionsfaktorer baseret på interpolerede ν , σ_f , og σ_γ data fra ENDF/B-VII.1 og glattet.

Fra denne figur ses det, at uran/plutonium-cyklussen ikke kan bruges til at bygge en avler i det termiske spekter da $\eta < 2$ i gennemsnit. plutonium-239 (gul kurve i figur 3) er derimod suveræn i det hurtige spekter, meget bedre end både uran-233 og uran-235. Det giver altså kun mening at bygge en avler på uran/plutonium-cyklussen, som en hurtigneutronspekterreaktor. Dette var også vejen man valgte at gå tilbage i slutningen af 1960'erne. Plutoniumvejen har dog vist sig ikke at være energifrelsen man havde håbet på. Det er gået stabilt ned ad bakke siden 1980'erne med kun 6 opererende hurtigneutronspekterreaktorer tilbage i dag. Dette har mere at gøre med valg af reaktortype end noget andet.

Thorium/uran-cyklussen er derimod velegnet til avling i det termiske spekter, da $\eta > 2$ for uran-233 (rød kurve i figur 3) gennem næsten hele spektret. Det er denne erkendelse af, at naturligt thorium (som er allestedsnærværende og består af isotopisk rent thorium-232) kan avle mere uran-233 i et termisk neutronspekter end der forbrændes, der gør thorium til et yderst interessant materiale til at bringe menneskeheden ud af energiknaphed. Men denne viden er ubrugelig uden en praktisk teknologi som økonomisk kan udnytte den. Hvilket bringer os til den anden side af sagen, nemlig reaktortype og reaktordesign.

Grunden til at thorium er et overlegent fertilt materiale i forhold til fertilt uran er ikke: at der er fire gange så meget af det, at det avlede fissile uran er højradioaktivt og dermed mindre proliferationsrisikabelt, eller at der dannes mindre transuraner i en thoriumcyklus (grundet de to færre startprotoner). Disse grunde er alle attraktive, men grunden til at thorium er overlegent i forhold til uran, er dets potentiale til at producere mere fissilt materiale, end der bruges i et termisk neutronspekter.

For at se hvorfor thorium-232/uran-233 cyklussen er attraktiv i et termisk spekter kan η plottes (se figur 3) for uran-233, uran-235, og plutonium-239 som funktion af den indgående neutronenergi. Husk, at den gennemsnitlige energi af neutroner skabt i fission er omkring 1 MeV og energien af termiske neutroner er mindre end 1 eV.

Reaktordesign

Vi bliver nu, med denne viden, bedt om at bygge en ultrasikker boks der kan malke disse tunge ustabile kerner for deres fissionsenergi, og i processen avle mere fissilt materiale end den forbrænder. Yderligere bliver vi bedt om at gøre den væsentligt billigere end kul, olie, og gas. Hvordan vil vi så gøre det? Hvilke kriterier vil vi gå efter? Hvilken kemi vil vi basere den på? Hvilke materialer vil vi bygge den af?

Under tilstrækkeligt neutronbombardement vil alle transuraner før eller siden fissionere, så hvis vi kan holde transuranerne i reaktoren og kun ekstrahere fissionsprodukterne, vil dette resultere i deponeringstider i størrelsesordenen et par hundrede år. Dette betyder også at transuraner fra brugt brændsel, som for en stor del er fissilt, kan afbrændes og transformeres til relativt kortlevende fissionsprodukter. Yderligere har visse fissionsprodukter en meget stor tendens til at absorbere neutroner. Så for både drastisk at mindske affaldsproblemet fra traditionelle atomkraftværker og avle mest muligt fissilt materiale til at starte nye reaktorer, sætter vi yderligere det kriterie, at vi skal have evnen til at styre brændslets kemiske komposition, uden at fjerne brændslet fra reaktoren.

Ud fra alt hvad vi har fundet ud af, kan vi nu

komme med en række kriterier til vores boks. På den økonomiske og sikkerhedsmæssige side skal boksen opfylde følgende kriterier:

- simpel brændselsproduktion og reprocessering
- en stærkt negativ temperaturreaktivitetskoefficient (dvs. at en øget temperatur fører til mindre kritikalitet)
- kontinuert tilsætning og fjernelse af fissilt og fertilt brændsel
- simpel kontrol og operation
- simpel og kompakt konstruktion
- bred termisk effektrækkevidde (MW til GW)
- høj temperatur (over 500 °C)
- lavt tryk (under 10 bar)
- høj termisk effekt til fissilt inventar (1 MW/kg til 5 MW/kg).

For effektiv avling skal boksen opfylde følgende kriterier:

- kontinuert eller intermediær fjernelse af fissionsprodukter
- lav neutronabsorption af konstruktionsmaterialer og ikke-brændselsmaterialer
- eventuel mulighed for at fjerne intermediære actinider, for at lade dem henfalde til fissilt materiale uden yderligere neutronindfangning.

Spørgsmålet er nu hvilken reaktortype der bedst muligt opfylder disse kriterier. Vi kan med det samme indse at adskillige af disse kriterier, nemlig simpel brændselsproduktion og reprocessering, kontinuert eller intermediær fjernelse af fissionsprodukter, og kontinuert tilsætning og fjernelse af fissilt og fertilt brændsel, udelukker brændsel på fast form, men ikke fluider (væske, gas, og plasma).

Kravet om lavt tryk udelukker brændsel på gas- eller plasmaform hvis, reaktoren samtidigt skal have et simpelt og kompakt design. Tilbage står vi med væsker, hvilket også giver god mening, da væsker i forvejen er den fase, hvorpå størstedelen af industriel kemi foregår.

Med væsker har vi også muligheden for at cirkulere væsken med det formål at fjerne fissionsvarmen. Brændslet bliver dermed varmeevstraktionsmediet i modsætning til traditionelle reaktorer, hvor brændslet er på fast form og moderatoren er flydende og varmeevstraktionsmediet. Dette sætter så også krav til væsken om høj varmekapacitet og god varmeledningsevne.

Spørgsmålet er så om der findes en væske der overholder de resterende kriterier. Vigtigst er samtidigt at kunne operere ved høje temperaturer, lavt tryk, og lav neutronabsorption.

Brændselstype

Da brændslet er metaller kan vi vælge mellem metal-metal bindinger resulterende i legeringer, metal-ikkemetal/halogen bindinger, som både kan have kovalente- og ionbindinger, oftest resulterende i salte, eller metal-halvmetal bindinger som både kan resultere i legeringer og salte.

Da thorium, uran, og transuranerne er actinider, med smeltepunkter hovedsageligt over tusind grader, er rene

legeringer af actinider ikke praktiske som et flydende brændsel. En mulighed er at sænke actinidernes smeltepunkter med andre metaller, altså en legerings-smeltereaktor. Til dette skal vi bruge et metal med en lav neutronabsorptionssandsynlighed, lavt smeltepunkt, lavt damptryk, og høj opløselighed af actinider.

Kigger vi på det periodiske system i figur 4, hvor de termiske neutronspreddnings- og absorptionssandsynligheder er angivet, ses at kun beryllium, magnesium, og bismuth af alle metaller og halvmetaller har acceptable neutronabsorptionssandsynligheder i et termisk spekter. Af disse er bismuth den eneste med et lavt nok smeltepunkt. Til gengæld har bismuth ikke en god opløselighed af actinider. Altså er naturen indrettet på en måde, der gør termiske legeringssmeltereaktorer upraktiske.

Det bør nævnes at naturligt lithiums høje absorptionssandsynlighed skyldes dets isotopiske komposition af lithium-6 og lithium-7. Beriges lithium til isotopisk ren lithium-7 er absorptionssandsynligheden kun 0,0454(3) b. Lithium-7 berigning er langt simple end uran-235 berigning, da masseforskellen er $1/7$ frem for $2/238$, og dermed billigere og uden associeret proliferationsrisiko. Men da metallisk lithium er meget reaktivt i luft og vand, især ved rødglødende temperaturer (svarende til over 500 °C), er lithiumlegeringer af sikkerhedsmæssige årsager udelukket.

Tilbage står vi med ikkemetaller og halogener. Af ikkemetallerne og halogenerne ser vi, at kun carbon, oxygen, og fluor har lave nok absorptionssandsynligheder i et termisk spekter.

Traditionelt har man lavet fast brændsel som keramiske actinidoxider, blandt andet grundet deres meget høje smeltepunkter på adskillige tusinde grader. Disse smeltepunkter gør dem dog uegnede til flydende brændsel. Carbonater dekomponerer ved høje temperaturer og organiske molekyleres hydrogenbindinger nedbrydes af den kraftige stråling i en reaktor.

Actiniders fluoridsalte er dermed vores de facto væske for en termisk flydende brændselsreaktor. Rene actinidfluorider har dog i sig selv for høje smeltepunkter til praktisk anvendelse. For at sænke deres smeltepunkt kan vi vælge mellem bismuthfluorid, magnesiumfluorid, berylliumfluorid, og beriget lithium-7-fluorid. Af disse er en eutektisk blanding¹ af lithiumfluorid, berylliumfluorid, og actinidfluorid bedst egnet. Dette grundet dets lave smeltepunkt ved atmosfærisk tryk, dets ca. tusinde graders flydende fase og dets høje opløselighed af både actinid- og fissionsproduktfluorider.

Yderligere har disse saltsmelter gode varmekapaciteter og varmeledningsevner, lave viskositeter, med passende lave neutronabsorptioner. Det er også muligt at udføre kemi og/eller udnytte størstedelen af fissionsproduktfluoridernes volatilitet² til at koge dem fra saltsmelten. Altså kan vi få alle vores kriterier opfyldt med fluorid saltsmelter. Udfordringen i saltsmelter ligger i deres korrosive opførsel. Korrosionen kan dog kontrolleres ved at eliminere oxygen og tilsætte berylliumfluorid.

¹En eutektisk blanding af to stoffer er når forholdet giver det laveste smeltepunkt.

²Volatilitet beskriver et stofs tendens til at fordampe.

H Hydrogen 82,02(6) 0,3326(7)	Symbol Navn σ_s σ_a																He Helium 1,34(2) 0,00747(1)						
Li Lithium 1,37(3) 70,5(3)	Be Beryllium 7,63(2) 0,0076(8)																	B Bor 5,24(11) 767,0(80)	C Carbon 5,551(3) 0,00350(7)	N Nitrogen 11,51(11) 1,90(3)	O Oxygen 4,232(6) 0,00019(2)	F Fluor 4,018(14) 0,0096(5)	Ne Neon 2,628(6) 0,0039(4)
Na Natrium 3,28(4) 0,530(5)	Mg Magnesium 3,71(4) 0,063(3)																	Al Aluminium 1,503(4) 0,231(3)	Si Silicium 2,167(8) 0,171(3)	P Fosfor 3,312(16) 0,172(6)	S Svovl 1,026(5) 0,53(1)	Cl Klor 16,8(5) 33,5(3)	Ar Argon 0,683(4) 0,675(9)
K Kalium 1,96(11) 2,1(1)	Ca Calcium 2,83(2) 0,43(2)	Sc Scandium 23,5(6) 27,5(2)	Ti Titan 4,35(3) 6,09(13)	V Vanadium 5,10(6) 5,08(4)	Cr Krom 3,49(2) 3,05(6)	Mn Mangan 2,15(3) 13,3(2)	Fe Jern 11,62(10) 2,56(3)	Co Kobolt 5,6(3) 37,18(6)	Ni Nikkel 18,5(3) 4,49(16)	Cu Kobber 8,03(3) 3,78(2)	Zn Zink 4,131(10) 1,11(2)	Ga Gallium 6,83(3) 2,75(3)	Ge Germanium 8,60(6) 2,20(4)	As Arsen 5,50(2) 4,5(1)	Se Selen 8,30(6) 11,7(2)	Br Brom 5,90(9) 6,9(2)	Kr Krypton 7,68(13) 25,0(10)						
Rb Rubidium 6,84(4) 0,38(1)	Sr Strontium 6,25(10) 1,28(6)	Y Yttrium 7,70(9) 1,28(2)	Zr Zirkonium 6,46(14) 0,185(3)	Nb Niobium 6,255(5) 1,15(6)	Mo Molybden 5,71(4) 2,48(4)	Tc Technetium 6,3(7) 20,0(10)	Ru Ruthenium 6,6(1) 2,56(13)	Rh Rhodium 4,6(3) 144,8(7)	Pd Palladium 4,48(9) 6,9(4)	Ag Sølv 4,99(3) 63,3(4)	Cd Kadmium 6,50(12) 2520,0(500)	In Indium 2,62(11) 193,8(15)	Sn Tin 4,892(6) 0,626(9)	Sb Antimon 3,90(6) 4,91(5)	Te Tellur 4,32(5) 4,7(1)	I Jod 3,81(7) 6,15(6)	Xe Xenon 23,9(12)						
Cs Cesium 3,90(6) 29,0(15)	Ba Barium 3,38(10) 1,1(1)	La-Lu lanthanider		Hf Hafnium 10,2(4) 104,1(5)	Ta Tantal 6,01(12) 20,6(5)	W Wolfram 4,60(6) 18,3(2)	Re Rhenium 11,5(3) 89,7(10)	Os Osmium 14,7(6) 16,0(40)	Ir Iridium 14,0(30) 425,0(20)	Pt Platin 11,71(11) 10,3(3)	Au Guld 7,75(13) 98,65(9)	Hg Kviksølv 26,8(1) 372,3(40)	Tl Thallium 9,89(15) 3,43(6)	Pb Bly 11,18(7) 0,171(2)	Bi Bismuth 9,156(4) 0,0338(7)	Po Polonium	At Astat	Rn Radon					
Fr Francium	Ra Radium 13,0(30) 12,8(15)	Ac-Lr Actinider		Rf Rutherfordium	Db Dubnium	Sg Seaborgium	Bh Bohrium	Hs Hassium	Mt Meitnerium	Ds Darmstadtium	Rg Roentgenium	Cn Copernicium	Nh Nihonium	Fl Flerovium	Mc Moscovium	Lv Livermorium	Ts Tennes	Og Oganesson					

Alkalimetaller

Jordalkalimetaller

Metaller

Halvmetaller

Ikkemetaller

Halogener

Edelgaser

Lanthanider/Actinider

La Lantan 9,66(17) 8,97(2)	Ce Cerium 2,94(10) 0,63(4)	Pr Praseodym 2,66(6) 11,5(3)	Nd Neodym 16,6(8) 50,5(12)	Pm Promethium 21,3(15) 168,4(35)	Sm Samarium 39,4(30) 5922,0(560)	Eu Europium 9,2(4) 4530,0(400)	Gd Gadolinium 180,0(20) 49700,0	Tb Terbium 6,84(6) 23,4(4)	Dy Dysprosium 90,3(9) 9940,0(130)	Ho Holmium 8,42(16) 64,7(12)	Er Erbium 8,7(3) 159,0(40)	Tm Thulium 6,38(9) 100,0(20)	Yb Ytterbium 23,4(2) 34,8(8)	Lu Lutetium 7,2(4) 74,0(20)
Ac Actinium	Th Thorium 13,36(8) 7,37(6)	Pa Protactinium 10,5(32) 200,6(23)	U Uran 8,908(11) 7,57(2)	Np Neptunium 14,5(6) 175,9(29)	Pu Plutonium 7,7(6) 1017,3(21)	Am Americium 9,0(26) 75,3(18)	Cm Curium 11,3(7) 16,2(12)	Bk Berkelium	Cf Californium	Es Einsteinium	Fm Fermium	Md Mendelevium	No Nobelium	Lr Lawrencium

Figur 4. Det periodiske system med termiske neutron-spædningsandsynligheder σ_s og -absorptionsandsynligheder σ_a for elementernes naturlige forekomst, givet i enheden barn ($1\text{ b} = 10^{-28}\text{ m}^2$). Data fra Table of coherent scattering lengths and cross sections, Sears 1992 and Rauch 2001.

Saltsmeltereaktor

Det var selvsamme erkendelser, som vi har gennemgået, der drev en lille gruppe fysikere ved Oak Ridge National Laboratory til at udvikle og teste adskillige flydendebrændselskernereaktorer.

Forskningen blev oprindeligt drevet af det amerikanske luftvåbens ønske om et kernekraftdrevet bombefly, der kunne blive i luften med atomvåben på ubegrænset tid. Dette ville kræve udvikling af en kompakt reaktor der kunne operere ved høj temperatur og lavt tryk, være stabil og utrolig sikker. Drømmen om at spænde en reaktor ombord på et fly var ikke just delt af forskerne på projektet, men de indså, at en sådan reaktor ville være brugbar til mange andre anvendelser, ikke mindst billig energiproduktion.

Gruppen byggede og testede to termiske spekter, grafitmodererede, fluoridsaltsmeltereaktorer, "Aircraft Reactor Experiment" og "Molten-Salt Reactor Experiment", og havde en tredje planlagt, som var designet til at være en thoriumavler. Det fortyndede flydende brændselssalt blev cirkuleret gennem en grafitblok for moderation og ført ud af reaktorkernen og gennem en varmeveksler.

Den anden af disse reaktorer brugte en uran-lithium 7-beryllium-fluorid salt, opererede fra 1965 til 1969, og var kritisk i 17 655 timer ~ 2 år, uden problemer. De demonstrerede, at saltens termiske ekspansion passivt regulerede reaktorkritikaliteten. Som en sikkerhedsfunktion var der en klump frossen salt, i bunden af reaktorkernen, der stoppede brændselssalten fra at dræne ud af reaktorkernen og ned i en opbevaringstank,

hvorpå kædereaktionen stoppes helt. Saltproppen blev kølet af en blæser, så i tilfælde af strømafbrydelse ville proppen smelte og reaktorkernen drænes. Med udviklingen af specielle nikkellegeringer demonstrerede de også at korrosion kunne kontrolleres.

Projektet blev skåret væk af Nixon, i slut 1960'erne, for at satse på flydende-metalkølet-hurtigreaktor-programmet, som i dag er skrottet.

Siden årtusindeskiftet har saltsmeltereaktorer fået øget opmærksomhed, hovedsageligt på grund af muligheden for en passivt sikker, termisk spekter, thorium/uran-avler.

Som konsekvens af basal fysik og kemi er thoriumcyklus saltsmeltereaktorer den mest optimale implementation til at udnytte fissionsenergi. Yderligere har saltsmeltereaktorer evnen til være langt billigere end kraftværker med fossilt brændsel og den absolut mest sikre måde at generere energi på i form af produceret energi (i kW h) pr. antal tabte menneskeliv.



Aslak Stubsgaard er uddannet teoretisk fysiker fra Aarhus Universitet med speciale i "High Fidelity Fluid Fuel Reactor Multiphysics".