

BAB 11 FISIKA NEUTRON DAN FISI NUKLIR

Pengamatan eksperimental pertama dari neutron terjadi pada tahun 1930, ketika Bothe dan Becker membombardir berilium dengan partikel α (dari peluruhan radioaktif), dan memperoleh radiasi yang memiliki kemampuan menembus bahan tetapi tidak menimbulkan ionisasi, yang mereka anggap adalah sinar γ energi tinggi. Tak lama kemudian, Curie dan Joliot memperhatikan bahwa ketika radiasi ini jatuh pada parafin, akan menghasilkan proton berenergi tinggi. Dari range proton ini, mereka menentukan energinya adalah 5,3 MeV. Jika radiasi yang diteliti memang γ , proton dapat dipancarkan dari paraffin oleh thamburan Compton, dari rumus hamburan Compton, mereka menghitung bahwa energi γ ini setidaknya memiliki 52 Mev untuk dapat melepaskan proton tersebut. Sebuah γ dipancarkan memiliki energi sebesar itu tampak sangat tidak mungkin. Pada tahun 1932 Chadwick memberikan penjelasan yang benar, mengidentifikasi radiasi diketahui sebagai partikel netral (karena itu mudah menembus bahan dan tidak mengionisasi), yaitu partikel dengan massa hampir sama dengan proton. Jadi dalam tabrakan, sebuah neutron dengan energi 5,3 MeV bisa mentransfer energi sepenuhnya untuk menumbuk proton. Chadwick melakukan percobaan tambahan dengan neutron dan mengkonfirmasi hipotesisnya, dan ia biasanya dianggap sebagai penemu neutron.

Neutron bebas tidak stabil terhadap peluruhan β , dengan waktu paruh 10,6 menit. Dalam inti, neutron terikat mungkin lebih lama lagi berumur (bahkan stabil) atau jauh lebih pendek usia hidupnya. Meskipun ketidakstabilan neutron bebas, sifat neutron diukur untuk presisi tinggi, terutama momen dipol magnetik, $\mu = 1,91304184 \pm 0.00000088 \mu_N \mu_N$, dan perbedaan massa neutron-proton, $m_n - m_p = 1,29340 \pm 0,00003 \text{ MeV}$.

Penelitian dasar dengan neutron mulai dari saat awal fisika nuklir, dan terus berlanjut menjadi bidang penelitian penting dan yang menarik hari ini. Sebagai contoh, efek interferensi dengan berkas neutron telah dilakukan untuk beberapa dasar aspek mekanika kuantum didemonstrasikan untuk pertama kalinya. Momen dipol listrik neutron harus lenyap jika neutron yang merupakan partikel dasar atau bahkan partikel komposit di mana kekuatan mengikat yang simetris sehubungan dengan operasi pembalikan paritas dan waktu. Banyak percobaan yang hati-hati dan rinci telah dilakukan, dan semua menunjukkan menghilangnya momen dipol listrik, namun batasnya begitu rendah (10^{-25} e.cm), yang hampir mungkin untuk membedakan antara teori tertentu yang bersaing mengenai interaksi antara partikel elementer. Yang disebut Teori Terpadu Besar yang mencoba untuk menyatukan interaksi kuat (nuklir),

elektromagnetik, dan lemah (peluruhan β) memprediksi bahwa konservasi jumlah nukleon (sebenarnya bilangan baryon) dapat berubah, dan bahwa neutron bisa mengkonversi menjadi anti-partikel, antineutron, dan kemudian kembali lagi ke neutron. Tidak ada bukti yang telah terlihat untuk efek ini dengan baik, tetapi penelitian saat ini berusaha untuk meningkatkan batas pengetahuan kita tentang frekuensi konversi neutron-antineutron.

Perkembangan fisika nuklir terjadi sangat cepat pada tahun 1930. Menyusul penemuan neutron oleh Chadwick pada tahun 1932, wajar langkah berikutnya untuk mempelajari pengaruh berbagai inti bila ditembak dengan neutron. (Pada tahun-tahun awal yang digunakan adalah partikel bermuatan pada akselerator pertama). Enrico Fermi dan rekan kerja di Italia menembaki banyak inti dengan neutron dan mempelajari radioaktivitas setelah penangkapan neutron. Mereka menemukan bahwa banyak inti mengalami peluruhan β setelah penangkapan neutron, dimana inti mencoba untuk mengkompensasi kelebihan neutron dengan mengkonversi neutron menjadi proton. Hasilnya adalah inti produk dengan nomor atom satu unit lebih tinggi. (Fermi menerima Hadiah Nobel pada tahun 1938 untuk pekerjaan ini). Teknik ini untuk meningkatkan nomor atom untuk menghasilkan elemen transuranic, yang berada di atas unsur alami (uranium) yang ditemukan di alam. Memang, teknik penyinaran uranium dengan neutron tidak mengungkapkan kegiatan β yang pada awalnya diidentifikasi pada unsur-unsur transuranic baru, tetapi upaya untuk memisahkan unsur-unsur kimia untuk mempelajari sifat mereka menghasilkan hasil yang membingungkan. Secara khusus, aktivitas induksi yang muncul menunjukkan perilaku kimia yang mirip dengan barium, akibatnya pada awalnya dianggap radium, yang muncul tepat di bawah barium dalam tabel periodik dan tentunya memiliki struktur atom dan sifat kimia yang sangat mirip dengan barium. Namun, radium adalah dihasilkan dari uranium melalui reaksi $(n,2\alpha)$, yang sangat mustahil. Pada tahun 1939, dengan menggunakan teknik radiokimia dengan hati-hati, Hahn dan Strassmann menunjukkan bahwa sebenarnya aktivitas induksi adalah oleh barium sendiri, bukan hanya sesuatu yang mirip dengan itu. Pekerjaan lebih lanjut mengungkapkan banyak inti massa menengah lain yang terbentuk dalam pemboman uranium oleh neutron, dan percobaan menggunakan kamar ionisasi menunjukkan bahwa energi yang dilepaskan setelah penangkapan neutron sangat besar, dalam orde 100 MeV dan tentu saja jauh lebih besar daripada energi peluruhan α yang diamati sebelumnya. Dengan bukti ini, Meitner dan Frisch tahun 1939 mengusulkan bahwa inti uranium setelah penangkapan neutron menjadi sangat tidak stabil dan hampir membagi dua inti atau mengalami fisi. Hasil fisi terutama dari persaingan antara gaya nuklir dan gaya Coulomb dalam inti berat. Energi

ikat total nuklir kira-kira sebanding dengan A , sedangkan energi tolakan Coulomb dari proton meningkat lebih cepat, dengan Z^2 . Jika kita menganggap emisi dari fragmen berat sebagai suatu proses peluruhan yang mirip dengan peluruhan α , maka kita dapat menganggap inti berat sebagai berada sangat dekat dengan puncak sumur potensial, di mana penghalang Coulomb sangat tipis dan mudah ditembus. Fisi dengan demikian akan terjadi secara spontan sebagai proses peluruhan alami, atau dapat diinduksi melalui penyerapan partikel yang relatif berenergi rendah, seperti neutron atau foton (menghasilkan keadaan tereksitasi atau keadaan inti majemuk yang memiliki energi cukup tinggi untuk mengatasi atau lebih mudah menembus penghalang).

Meskipun inti apapun akan berfisi jika kita memberikan energi eksitasi yang cukup, sebagai hal yang praktis, proses hanya penting untuk inti berat (thorium dan inti yang di atasnya). Penggunaan fisi untuk memperoleh total energi yang besar itu segera direalisasikan setelah penemuannya, dan karakteristik lain dari proses ini adalah bahwa setiap peristiwa fisi akan diinduksi oleh neutron, selain dua fragmen berat, beberapa neutron yang dihasilkan akan dapat menyebabkan peristiwa fisi baru. Reaksi berantai fisi ini dapat terjadi sangat cepat dan tanpa kontrol, seperti dalam sebuah ledakan fisi, atau perlahan-lahan dan di bawah kontrol hati-hati, seperti pada reaktor fisi. Karena aplikasi ini spektakuler dan mengagumkan, fisi nuklir memainkan peran penting dalam banyak proses teknis dan dalam keputusan-keputusan politik.

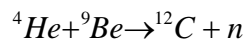
11.1 Sumber Neutron

Berkas neutron dapat dihasilkan dari berbagai reaksi nuklir. Kita tidak bisa mempercepat neutron seperti yang kita dapat lakukan pada partikel bermuatan, tapi kita bisa mulai dengan neutron energi tinggi dan mengurangi energi mereka melalui tumbukan dengan atom dari berbagai bahan. Proses perlambatan disebut moderasi neutron. Neutron yang dihasilkan dapat memiliki energi yang sangat rendah, yang oleh konvensi diberi sebutan sebagai berikut

Neutron Thermal	$E \approx 0,025 \text{ eV}$
Neutron Epithermal	$E \approx 1 \text{ eV}$
Neutron Lambat	$E \approx 1 \text{ keV}$
Neutron Cepat	$E \approx 100 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$

(1) Sumber γ -Beryllium. Reaksi pertama yang digunakan untuk penemuan neutron dapat digunakan untuk menghasilkan sumber neutron yang cocok untuk laboratorium. Isotop stabil

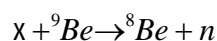
berilium, ${}^9\text{Be}$, memiliki neutron yang relatif longgar terikat (energi ikat 1,7 MeV). Jika partikel α khas dari peluruhan radioaktif (5-6 MeV) menumbuk inti ${}^9\text{Be}$, neutron dapat dilepaskan:



Nilai Q untuk reaksi ini adalah 5,7 MeV. Jika kita mencampur untuk bersama-sama bahan pemancar α berumur panjang, seperti ${}^{226}\text{Ra}$, dan ${}^9\text{Be}$, akan ada tingkat produksi yang konstan dari neutron. Dari ${}^{226}\text{Ra}$ dan inti anak akan ada partikel α dipancarkan dengan energi dari sekitar 5 sampai hampir 8 MeV, dan dengan demikian kita menemukan neutron dengan spektrum energi hingga 13 MeV. Neutron tidak akan memiliki energi monoenergetic karena (1) banyak kelompok α , (2) melambatnya α yang akan terjadi dengan tabrakan dalam bahan padat, (3) berbagai arah emisi yang dapat terjadi untuk neutron relatif terhadap α ini (yang arahnya kita tidak tahu), (4) kemungkinan bahwa ${}^{12}\text{C}$ yang tersisa dalam keadaan tereksitasi. Energi neutron yang paling mungkin adalah sekitar 5 MeV, dan laju produksi neutron adalah sekitar 10^7 neutron per detik untuk setiap Ci dari ${}^{226}\text{Ra}$.

Karena tingginya emisi γ dari ${}^{226}\text{Ra}$ dan inti anak, sumber neutron radium -beryllium sebagian besar telah diganti dengan sumber menggunakan ${}^{210}\text{Po}$ (usia paroh 138 hari) ${}^{238}\text{Pu}$ (usia paroh 86 tahun), dan ${}^{241}\text{Am}$ (usia paroh 458 tahun). Sumber ini menghasilkan sekitar $2-3 \times 10^6$ neutron per detik per Ci aktivitas α .

(2) Sumber Fotoneutron. Dalam proses yang sama dengan sumber (α, n) dibahas di atas, kita dapat menggunakan reaksi (γ, n) untuk menghasilkan neutron. Keuntungan produksi photoneutron adalah bahwa kita dapat membuat neutron lebih hampir monoenergetik terutama jika sumber foton hampir monoenergetik. Misalnya ${}^{24}\text{Na}$ memancarkan sebuah γ dengan energi 2,76 MeV, penyerapan γ akan cukup untuk mengatasi energi ikat neutron dari ${}^9\text{Be}$:

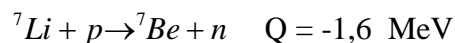
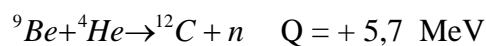
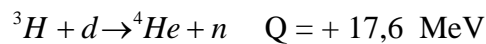


Hasilnya cukup dapat diterima (2×10^6 neutron/s per Ci dari ${}^{24}\text{Na}$), tetapi waktu paruhnya pendek (15 jam). Energi neutron adalah sekitar 0,8 MeV. Sebuah isotop yang berusia lebih panjang ${}^{124}\text{Sb}$ (60 hari) memancarkan γ yang kuat yang energinya melebihi energi ikat neutron dari ${}^9\text{Be}$, neutron yang dipancarkan memiliki energi jauh lebih rendah, sekitar 24 keV.

(3) Fisi Spontan. Sebuah sumber umum dari neutron adalah fisi spontan dari isotop ${}^{252}\text{Cf}$ (usia paroh 2,65 tahun). Neutron diproduksi langsung dalam proses fisi, pada laju sekitar 4

per fisi. Fisi terjadi hanya sekitar 3% dari peluruhan (peluruhan α menyumbang sisanya), dan laju produksi neutron adalah $2,3 \times 10^{22}$ neutron/s per gram dari ^{252}Cf atau $4,3 \times 10^9$ n/s per Ci dari ^{252}Cf . Energi neutron merupakan karakteristik dari distribusi fisi kontinyu dengan energi rata-rata 1-3 MeV.

(4) Reaksi Nuklir. Tentu saja ada banyak reaksi nuklir yang dapat menghasilkan neutron. Ini memerlukan akselerator untuk menghasilkan berkas partikel untuk memulai reaksi, dan dengan demikian mereka tidak biasanya sebagai sumber peluruhan radioaktif seperti dibahas sebelum ini. Namun, dengan hati-hati memilih energi datang dan sudut di mana kita mengamati neutron yang dipancarkan, kita dapat memperoleh berkas yang cukup monoenergetik dari hampir semua energi yang diinginkan. Beberapa reaksi yang dapat digunakan adalah



(5) Sumber Reaktor. Fluks neutron di dekat inti reaktor fisi nuklir bisa sangat tinggi biasanya 10^{14} neutron/cm²/s. Spektrum energi fisi meluas ke 5-7 MeV tapi puncaknya pada 1-2 MeV. Neutron ini umumnya dikurangi menjadi energi termal dalam reaktor, tetapi ada juga neutron cepat hadir dalam inti. Pemotongan lubang kecil di perisai dari bejana reaktor memungkinkan sinar neutron yang akan diekstraksi ke dalam laboratorium untuk percobaan. Fluks neutron yang tinggi dari reaktor sangat berguna untuk produksi radioisotop dengan menangkap neutron, seperti dalam analisis aktivasi neutron.

11.2 Penyerapan Dan Moderasi dari Neutron

Dalam perjalanan sinar neutron melalui bongkahan materi, intensitas neutron akan berkurang oleh reaksi nuklir. Untuk neutron cepat, banyak reaksi seperti (n, p), (n, α), (atau (n, 2n) yang mungkin, tetapi untuk neutron lambat atau termal penyebab utama menghilangnya neutron adalah karena tangkapan, dalam bentuk dari reaksi (n, γ). Seringkali penampang untuk reaksi tangkapan ini didominasi oleh satu atau lebih resonansi, di mana penampang menjadi sangat besar. Pada keadaan tidak resonansi, penampang reaksi dengan meningkatnya kecepatan sebagai v^{-1} , sehingga neutron melambat (menjadi moderat) karena

proses hamburan elastis dan tidak elastis, penyerapan menjadi lebih mungkin. Neutron dengan energi awal di kisaran 1 MeV akan mengalami banyak proses hamburan sampai energi mereka dikurangi menjadi kisaran eV, di mana mereka akan memiliki probabilitas tinggi penyerapan resonan atau penyerapan tidak resonan.

Dalam menembus ketebalan material dx , neutron akan menghadapi ndx atom per satuan luas permukaan berkas atau materi, di mana n adalah jumlah atom per satuan volume material. Jika σ_t adalah total penampang (termasuk proses hamburan, yang akan cenderung menyerap neutron dari berkas), maka perubahan intensitas I adalah

$$dI = -I \sigma_t n dx \quad (11.1)$$

dan intensitas menurun dengan ketebalan penyerap sesuai dengan hubungan eksponensial

$$I = I_0 e^{-\sigma_t n x} \quad (11.2)$$

Perlu diingat bahwa ungkapan ini hanya mengacu kepada neutron monoenergetic, intensitas awal neutron dengan energi tertentu berkurang sesuai dengan Persamaan (11.8). Tentu saja, kita dapat pada saat yang sama akan menciptakan neutron dari energi yang lebih rendah (dengan hamburan, misalnya), yang mungkin memiliki penampang yang sangat berbeda, tetapi efek ini tidak termasuk dalam Persamaan (11.8). Sehingga kita tidak dapat menggunakannya secara cermat untuk menghitung penurunan dalam jumlah neutron, hanya perubahan intensitas neutron terhadap energi awal yang diberikan.

Mari kita lihat tumbukan elastis antara neutron dengan energi awal E dan kecepatan v dengan massa atom target A , pada awalnya dalam keadaan diam. Menggunakan hukum kekekalan energi dan momentum linier memberikan rasio antara energi neutron akhir energi E' dan energi awal

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A+1)^2} \quad (11.3)$$

dimana θ adalah sudut hamburan dalam system koordinat pusat massa (tapi E dan E' diukur dalam sistem koordinat laboratorium). Untuk tidak ada hamburan ($\theta = 0$), Persamaan (11.9) memberikan $E'/E = 1$, sebagaimana mestinya. Kehilangan energi maksimum terjadi untuk tumbukan bertatapan ($\theta = 180^\circ$)

$$\left(\frac{E'}{E}\right)_{\min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad (11.4)$$

Perhatikan bahwa untuk $A = 1$ (hamburan dari hidrogen), neutron memberikan semua energi ke tumbukan proton.

Untuk energi neutron sekitar 10 MeV dan dibawahnya, hamburan ini kebanyakan adalah gelombang s dan dengan demikian (dalam sistem koordinat pusat massa) umumnya tidak tergantung dari θ . Nilai E'/E adalah didistribusikan merata antara $E' / E = 1$ dan nilai minimum yang diberikan oleh Persamaan (11.10).

Karena setiap neutron akan dihamburkan berkali-kali, kita harus berulang kali menghitung kehilangan energi. Dalam kasus hamburan kedua, neutron datang tidak lagi monoenergetic melainkan sudah terdistribusi. Kita dapat mendekati efek ini dengan mempertimbangkan setiap lebar interval lebar ΔE menjadi generasi baru neutron sekitar monoenergetic. Melanjutkan proses, kita memperoleh generasi berikutnya dari distribusi.

Untuk membuat perhitungan lebih kuantitatif, kita mendefinisikan parameter ξ untuk mewakili nilai rata-rata $\log (E/E')$ setelah tumbukan tunggal:

$$\langle \xi \rangle = \left[\log \frac{E}{E'} \right]_{av} \quad (11.5)$$

$$\langle \xi \rangle = \frac{\int \log \left[\frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos \mu} \right] d\Omega}{\int d\Omega} \quad (11.6)$$

di mana $d\Omega$ adalah unsur sudut ruang pada sistem koordinat pusat massa tersebut. Di sini sekali lagi kita mengasumsikan hamburan untuk menjadi isotropik. Hasil integrasi memberikan

$$\langle \xi \rangle = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \log \frac{A-1}{A+1} \quad (11.7)$$

Nilai rata-rata $\log E'$ menurun setelah setiap tumbukan dengan jumlah ξ , dan setelah n tumbukan, nilai rata-rata $\log E'$ adalah $\log E'_n$

$$\log E'_n = \log E - n\xi \quad (11.8)$$

yang diturunkan dari Persamaan (11.11).

Tabel 11.1 menunjukkan nilai-nilai ξ untuk beberapa moderator yang umum digunakan. Jika tujuan kita adalah untuk mengurangi energi neutron rata-rata dari yang khusus untuk neutron dipancarkan dalam fisi ($E \sim 2$ MeV) sampai dengan energi yang merupakan karakteristik dari gerak thermal ($E_n \sim 0,025$ eV), jumlah generasi tumbukan ditampilkan pada Tabel 11.1.

Tabel 11.1. Sifat Moderasi dari berbagai Inti

Inti	ξ	n (untuk termalisasi)
^1H	1,00	18
^2H	0,725	25
^4He	0,425	43
^{12}C	0,158	110
^{238}U	0,0084	2200

Sumber : Krane, 1988, hal 450

Perhitungan sebelumnya telah diasumsikan atom dari mana neutron dihamburkan adalah dalam keadaan diam. Hal ini tentunya merupakan pendekatan yang baik untuk MeV neutron, tetapi mendekati energi termal, kita menemukan gerak termal dari atom moderator yang akan sebanding dengan kecepatan neutron. Hamburan dalam hal ini lebih baik dianalisis menggunakan mekanik statistik, dan kita hanya bisa berasumsi bahwa setelah waktu yang cukup neutron akan mencapai kesetimbangan termal dengan moderator pada temperatur T. Dalam hal ini, neutron dijelaskan oleh distribusi kecepatan Maxwell:

$$f(v)dv = 4fn \left(\frac{m}{2fkT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} dv \quad (11.9)$$

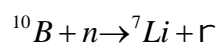
dimana $f(v)dv$ memberikan fraksi neutron dengan kecepatan antara v dan $v + dv$. Di sini m adalah massa neutron dan n adalah jumlah total neutron per satuan volume. Dalam bentuk energi memberikan

$$f(E)dE = \frac{2fn}{(fkT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE \quad (11.10)$$

11.3 Detektor Neutron

Karena neutron tidak menghasilkan peristiwa ionisasi langsung, detektor neutron harus didasarkan pada pendeteksian peristiwa sekunder oleh reaksi nuklir, seperti (n, p), (n, α), atau (n, fisi), atau dengan hamburan nuklir oleh partikel ringan bermuatan, yang kemudian terdeteksi.

Untuk neutron lambat dan termal, detektor didasarkan pada reaksi (n, p) dan (n, α) memerlukan peralatan untuk dapat mengamati neutron dari sinyal yang ditinggalkan oleh p atau α energik yang dihasilkan dari reaksi. Isotop ^{10}B umum digunakan, dengan membuat sebuah ruang ionisasi atau pencacah sebanding yang diisi dengan gas BF_3 atau dilapisi dengan logam boron atau senyawa boron. Reaksi ini adalah



dimana ${}^7\text{Li}$ yang istimewa tersisa dalam keadaan tereksitasi dengan energi 0,48 MeV, (boron alamiah terdiri dari sekitar 20% dari isotop ${}^{10}\text{B}$, sehingga bahan diperkaya ${}^{10}\text{B}$ akan meningkatkan efisiensi detektor). Untuk neutron termal, penampang adalah sekitar 3840 b, nilai yang sangat besar, dan penampang reaksi mengikuti hukum $1/v$ hingga sekitar 100 keV, sehingga ketergantungan penampang pada energi datang adalah tanpa sifat khusus (tidak ada resonansi yang diamati) dan dapat diprediksi.

Ada juga keuntungan lain dari ketergantungan $1/v$ dari penampang. Misalkan kita sedang mengamati sinar neutron yang tajam atau fluks isotropik (mungkin dekat inti reaktor) yang memiliki distribusi kecepatan dari neutron $n(v)dv$ per satuan volume dengan kecepatan antara v dan $v + dv$. Fluks melewati detektor sebesar $n(v)v dv$, dan jika counter mengandung N inti boron masing-masing dengan penampang σ , probabilitas per detik dari interaksi (atau laju cacah, jika kita mampu mendeteksi dan menghitung setiap interaksi) adalah

$$dR = N \sigma n(v) v dv \quad (11.11)$$

untuk neutron dengan kecepatan antara v dan $v + dv$. Untuk neutron pada semua kecepatan, total laju hitungan adalah

$$R = \int N \sigma n(v) v dv \quad (11.12)$$

$$R = N C \int n(v) dv \quad (11.13)$$

di mana langkah terakhir mengasumsikan bahwa $\sigma \propto v^{-1}$, sehingga produk σv adalah konstanta C . Integral kemudian memberikan jumlah neutron per satuan volume n , dan laju cacah adalah

$$R = N C n \quad (11.14)$$

Dengan demikian R berbanding lurus dengan kepadatan neutron untuk setiap distribusi kecepatan selama kita bisa mengabaikan kontribusi pada fluks neutron di luar $1/v$ wilayah penampang.

Nilai Q untuk reaksi yang mengarah ke keadaan tereksitasi ${}^7\text{Li}$ adalah 2,31 MeV, dan untuk neutron datang energi kinetiknya kecil dibandingkan dengan nilai ini, konservasi momentum membutuhkan pembagian energi antara ${}^7\text{Li}$ dan α sehingga α yang diberikan kinetik energi 1,47 MeV. Energi kinetik dari neutron datang, jika dalam eV atau bahkan kisaran keV, secara substansial tidak akan mengubah nilai ini. Kecuali salah satu partikel menumbuk dinding, kita akan mendeteksi secara simultan ${}^7\text{Li}$ ($T = 0,84$ MeV) juga, dan neutron kemudian meninggalkan tanda berupa kehilangan energi sebesar 2,31 MeV di

detektor. Karena kita tidak bisa mengukur MeV energi sampai eV atau keV secara tepat di pencacah sebanding, kita tidak bisa menggunakan alat tersebut untuk mengukur energi neutron begitu rendah. Perangkat sejenis lainnya didasarkan pada ${}^6\text{Li} (n, \alpha)$, dengan $Q = 4,78$ MeV dan $\sigma = 940$ b untuk neutron termal, dan ${}^3\text{He} (n, p)$, dengan $Q = 0765$ MeV dan $\sigma = 5330$ b.

Cara lain untuk mengukur intensitas neutron adalah dengan mengekspos ke neutron suatu bahan yang akan menjadi radioaktif setelah penangkapan neutron dan yang memiliki penampang tangkapan tertentu untuk neutron yang memiliki energi tertentu. Jika kita memindahkan materi dari fluks neutron dan mengukur radioaktivitas induksinya (menggunakan detektor sinar γ , misalnya), kita dapat menentukan fluks neutron.

Di antara perangkat yang paling awal digunakan untuk menentukan energi neutron berupa perangkat mekanik, misalnya pemilih kecepatan, pembidik berputar yang terbuat dari bahan yang sangat menyerap, seperti Cd untuk neutron termal. Perangkat ini praktis hanya untuk kecepatan di wilayah termal, tetapi dapat digunakan untuk memilih neutron dari distribusi kecepatan kontinyu seperti yang dihasilkan oleh reaktor.

Cara lain untuk mengukur kecepatan adalah melalui varian dari teknik waktu terbang. Dalam hal ini kita menggunakan teleskop pencacah yang terdiri dari dua teleskop sederhana yang biasanya digunakan untuk mengidentifikasi partikel.

Kita dapat menghitung waktu yang diperlukan oleh partikel untuk menempuh jarak antara dua counter. Dengan demikian kita dapat menghitung kecepatan dan karena energi kinetik dapat ditentukan oleh E pencacah, maka kita dapat menghitung massanya.

Jika kita memiliki neutron dalam pulsa pendek, kita dapat menghitung perjalanan mereka lebih dari jarak beberapa meter (neutron termal memiliki $v = 2200$ m/s, dan waktu perjalanan dengan demikian mudah diukur 10^{-3} s). Untuk energi yang lebih tinggi, lintasan terbang yang lebih jauh dari order 100 m dan dengan cara meningkatkan sensitivitas teknik waktu pendek dapat memberikan pengukuran kecepatan yang tepat untuk neutron hingga energi MeV.

Pulsa awal neutron untuk pengukuran waktu dapat diberikan oleh pembidik berputar atau oleh akselerator partikel bermuatan, di mana neutron diproduksi melalui beberapa reaksi seperti yang telah dibahas. Jika pulsa awal mencakup berbagai kecepatan, teknik start-stop menggunakan konverter amplitude terhadap waktu dapat menampilkan suatu spektrum energi neutron. pengukuran kecepatan yang tepat untuk neutron hingga energi beberapa MeV.

Pulsa awal neutron untuk pengukuran waktu dapat diberikan oleh pembidik berputar atau oleh akselerator partikel bermuatan, di mana neutron diproduksi melalui beberapa reaksi

seperti yang telah dibahas. Jika pulsa awal mencakup berbagai kecepatan, teknik start-stop menggunakan konverter amplitude terhadap waktu dapat menampilkan suatu spektrum energi neutron.

Penentuan energi yang sangat tepat bisa dilakukan di wilayah termal menggunakan difraksi kristal. Neutron termal memiliki panjang gelombang de Broglie dari sekitar 0,1 nm, hampir sama dengan jarak antara atom dalam kisi kristal. Jika berkas neutron thermal datang pada kristal, sifat gelombang berkas akan terungkap melalui serangkaian interferensi maxima yang terjadi pada sudut yang ditentukan oleh kondisi Bragg:

$$n\lambda = 2 d \sin \theta \quad (11.15)$$

dimana d adalah jarak kisi, n urutan maksimum interferensi, dan θ sudut berkas datang dan berkas pantul dengan permukaan kristal. Teknik ini, yang sering digunakan untuk mempelajari sifat kristal atau jarak atom material, akan dibahas dalam Bagian 11.6

Untuk pengukuran energi neutron cepat, metode yang paling umum adalah dengan menggunakan hamburan elastis antara neutron dan target ringan (H, ^2H , ^3He , ^4He , dll). Hamburan elastis ini telah dibahas sebelumnya sehubungan dengan moderasi neutron, dan kita dapat menggunakan hasil yang diperoleh di bagian tersebut. Dalam diskusi berikut Persamaan 11.4, kita telah menunjukkan bahwa neutron terhambur memiliki jangkauan energi kontinyu dari $E' = E$ sampai nilai minimum yang diberikan oleh Persamaan 11.4. Inti yang ditumbuk memiliki energi recoil

$$E_R = E - E' \quad (11.16)$$

mulai dari nol hingga maksimal

$$\begin{aligned} (E_R)_{\max} &= E - (E')_{\min} \\ &= E \frac{4A}{(A+1)^2} \end{aligned} \quad (11.17)$$

Untuk hidrogen, $(E_R)_{\max} = E$, sedangkan untuk ^3He , $(E_R)_{\max} = 0,75 E$.

Sinyal proton yang recoil biasanya diamati dengan menggunakan bahan yang dapat berkilau yang kaya hidrogen, seperti plastik atau cairan organik. Oleh karena itu sintilator berfungsi sebagai keduanya baik sebagai target proton untuk neutron dan detektor untuk proton recoil. Dengan mempertimbangkan resolusi energi dan efek geometris dari sintilator, spektrum energi neutron monoenergetik yang diamati, terlihat seperti distribusi kontinu.

Efisiensi detektor sintilasi proton rekoil untuk neutron berenergi beberapa MeV adalah dalam orde 50%.

11.4 Reaksi Neutron dan Penampang Reaksi

. Pada bagian ini kita memberikan beberapa contoh aplikasi reaksi induksi neutron dan menunjukkan aspek-aspek tertentu dari struktur nuklir yang bisa dideteksi. Mari kita pertama mempertimbangkan ketergantungan $1/v$ terhadap penampang neutron energi rendah. Dari penampang hamburan, penampang reaksi, dan penampang total, diperoleh masing-masing adalah $\sigma_{sc} = \pi (R + \lambda)^2$, $\sigma_r = \pi (R + \lambda)^2$, dan $\sigma_t = \pi (R + \lambda)^2$. dimana R adalah jarak interaksi, λ panjang gelombang de Broglie, $\lambda = h/2f$ adalah panjang gelombang de Broglie reduksi

Penampang Reaksi $\sigma_r = \pi (R + \lambda)^2$, didasarkan pada model penyerapan total. Sebuah modifikasi utama untuk memperkirakan mencakup pemantulan dari fungsi gelombang neutron datang pada permukaan inti, bagaimana mungkin bahwa partikel datang akan menembus ke daerah potensial nuklir, di mana ia dapat diserap?

Probabilitas transmisi untuk penghalang potensial persegi panjang diperkirakan sebagai

$$T = f(R + \lambda)^2 \frac{4kK}{(k + K)^2} \quad (11.18)$$

di mana $K = \sqrt{2m(E + V_0)}/\hbar$, untuk kedalaman penghalang kedalaman- V_0 dan $k = \sqrt{2mE}/\hbar$

Untuk neutron energi rendah, $E \ll V_0$ dan $k \ll K$; juga $k^{-1} \gg R$, jadi

$$T \cong \frac{4f}{kK} \quad (11.19)$$

dan karena $k = \frac{p}{\hbar} = mv/\hbar$, kita memiliki ketergantungan $1/v$ dari penampang. Setelah penangkapan neutron, mekanisme peluruhan utama adalah emisi γ , probabilitas yang hampir independen dari setiap variasi kecil dalam energi resonansi atau energi datang. Oleh karena itu kita dapat mengambil Γ sebagai independen dari energi neutron. Lebar neutron Γ_n , yang mengacu pada saluran masuk, tergantung pada kepadatan keadaan akhir dn/dE yang tersedia untuk tangkapan neutron sebanding dengan kecepatan netron. Jauh dari resonansi, $E \ll E_R$ dan

$$T \cong \frac{f}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma}{E_R^2 - \Gamma^2/4} \propto \frac{1}{v} \quad (11.20)$$

11.5 Fisi Nuklir

Timbulnya energi yang besar pada inti yang berfisi fisi dapat dipahami segera dari energi ikat per nukleon untuk semua inti yang terlibat. Sebuah inti berat di wilayah uranium memiliki energi ikat per nukleon sekitar 7,6 MeV / nukleon. Jika $^{238}_{92}\text{U}$ adalah untuk membagi menjadi dua fragmen yang sama dengan $A = 119$, energi ikat per nukleon akan menjadi sekitar 8,5 MeV per nukleon. Berdasarkan sistem terikat yang lebih ketat berarti bahwa energi harus dilepaskan, ketika terjadi perubahan dari energi ikat total $^{238}_{92}\text{U}$ sebesar $-238 \times 7,6 = -1.809$ MeV ke dua inti $^{119}_{46}\text{U}$ dengan jumlah energi ikat total sebesar $-2 \times 119 \times 8,5 = -2.033$ MeV. Untuk konservasi energi, keadaan akhir harus memiliki suatu energi tambahan sebesar 214 MeV, yang dapat muncul dalam berbagai bentuk (neutron, β dan emisi γ dari fragmen) tetapi yang muncul terutama ($\sim 80\%$) adalah sebagai energi kinetik fragmen fisi sebagai hasil dari gaya tolak Coulomb yang mendorong mereka terpisah. Dalam menghitung probabilitas peluruhan, ada istilah bahwa ketergantungan pada pelepasan energi - semakin banyak energi yang dilepaskan, semakin banyak cara untuk produk peluruhan untuk berbagi energi, semakin besar jumlah keadaan akhir untuk meluruh, akan semakin tinggi probabilitas peluruhan. Dengan melepaskan energi yang besar, fisi harus menjadi sarana peluruhan yang sudah tersedia untuk inti ini karena mereka seakan mendaki kurva energi ikat.

Sedangkan modus peluruhan fisi memang ada, itu tidak bersaing dengan sukses dengan peluruhan α spontan ^{238}U ($t_{1/2} = 4,5 \times 10^9$ tahun, sedangkan usia paroh parsial fisi adalah sekitar 10^{16} tahun), dan itu tidak menjadi proses peluruhan penting sampai ke inti dengan nomor massa 250 dan di atasnya. Apa menghambat proses fisi adalah penghalang Coulomb, yang juga secara sama menghambat proses peluruhan α . Jika kita membagi ^{238}U menjadi dua fragmen yang identik yang bersentuhan di permukaan mereka (pemisahan $= R_1 + R_2$, dimana $R_1 = R_2 = 1,25 (119)^{1/3} = 6,1$ fm), penghalang Coulomb adalah

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$$

$$= (1,44 \text{ MeV}\cdot\text{fm}) \frac{(46)^2}{12,2 \text{ fm}} = 250 \text{ MeV}$$

Di dalam wilayah potensial nuklir, ^{238}U bisa eksis sebagai dua inti ^{119}Pd karena sejumlah besar keadaan akhir diakses dengan pelepasan energi 214 MeV. Namun, hambatan Coulomb

mencegah fragmen dari pemisahan, dan probabilitas peluruhan kecil karena hambatan tidak bisa ditembus.

Perhitungan yang sangat kasar ini dapat menunjukkan mengapa fisi dihambat dari mudah terjadi, tetapi tidak harus diambil terlalu serius karena angka yang kita telah digunakan (250 MeV untuk tinggi penghalang dan 214 MeV untuk pelepasan energi) hanyalah perkiraan dan dapat dengan mudah dimodifikasi dari 10 sampai 20%. Sebagai contoh, asumsi bahwa ^{238}U terbagi menjadi dua fragmen yang identik mungkin tidak sangat realistis. Jika dua fragmen memiliki massa dan nomor atom kira-kira rasio 2: 1 seperti $^{79}_{30}\text{Zn}$ dan $^{159}_{62}\text{Sm}$, dan tinggi penghalang Coulomb berkurang dari 250 sampai 221 MeV. Pelepasan beberapa neutron akan mengubah nomor massa fragmen final dan dapat menghasilkan fragmen yang lebih hampir stabil dan terikat erat (inti seperti ^{119}Pd , ^{79}Zn , dan ^{159}Sm memiliki kelebihan neutron yang besar dan tidak mungkin terbentuk dalam fisi). Juga, perhitungan penghalang Coulomb berdasarkan tepi tajam pada $R = R_1 + R_2$ sangat tidak mungkin untuk menjadi benar-benar terjadi.

Apa memang benar, meskipun, adalah bahwa tinggi penghalang Coulomb kurang lebih sama dengan energi yang dilepaskan dalam reaksi fisi inti berat, dan ada pasti akan beberapa inti yang melepaskan energi menempatkan dua fragmen tepat di bawah penghalang Coulomb, memberi mereka kesempatan yang cukup baik untuk menembus. Ini adalah inti secara spontan akan melakukan fisi, dimana fisi bersaing dengan mudah dengan proses peluruhan radioaktif lainnya. Mungkin ada inti lain yang dipisahkan yang akan menempatkan mereka di atas penghalang dan itu akan (jika terbentuk) langsung secara spontan melakukan fisi. Inti seperti tentu saja tidak ada di alam, perhitungan menunjukkan bahwa penghalang terhadap fisi adalah nol sekitar $A = 300$. Masih inti lainnya mungkin cukup jauh di bawah penghalang bahwa fisi spontan tidak diamati, tetapi penyerapan jumlah relatif kecil dari energi, seperti dari neutron berenergi rendah atau foton, membentuk keadaan antara (mungkin keadaan suatu nuklir senyawa atau majemuk) yang berada pada atau di atas penghalang sehingga fisi terinduksi mudah terjadi, yaitu, bersaing dengan sukses dengan moda peluruhan inti senyawa. Jika keadaan antara di bawah penghalang, fisi dihambat dan mode peluruhan lainnya, termasuk emisi kembali dari partikel yang diserap, mungkin mendominasi.

Sub ambang fisi mungkin memiliki implikasi penting untuk struktur nuklir dimana sering ada resonansi yang dapat meningkatkan probabilitas fisi. Kemampuan inti untuk menjalani fisi terinduksi akan sangat bergantung pada energi dari sistem antara, untuk beberapa inti,

penyerapan neutron termal mungkin cukup untuk mendorong mereka ke penghalang, sedangkan untuk yang lain, neutron cepat (MeV) mungkin diperlukan.

Sebuah perhitungan yang lebih rinci dari energi yang dibutuhkan untuk menginduksi fisi memberikan dasar bahwa ketinggian penghalang fisi adalah di atas keadaan dasar (biasanya disebut energi aktivasi). Perhitungan ini didasarkan pada model tetesan cair, yang memperlakukan sifat nuklir hanya rata-rata, efek yang lebih canggih adalah berdasarkan model kulit dengan memodifikasi sedikit perhitungan dan mendapatkan bahwa inti superberat tertentu di sekitar $A = 300$ mungkin lebih stabil terhadap fisi.

Pendekatan instruktif untuk memahami fisi dapat diperoleh dari rumus massa semiempirical, Eq.3.28. Mari kita mempertimbangkan efek pada energi ikat inti awalnya diasumsikan bulat yang kemudian secara bertahap kita regangkan. Peregangan dapat dilakukan dengan menjaga volumenya konstan, namun suku permukaan dan suku Coulomb, yang dihitung awalnya untuk inti yang berbentuk bulat, pasti akan terpengaruh oleh peregangan. Kita menganggap inti yang teregang mengalami perubahan ellipsoid, yang memiliki volume, $\frac{4}{3}\pi ab^2$ di mana a adalah sumbu semimayor dan b adalah sumbu semiminor. Penyimpangan dari ellipsoid dari sebuah bola dengan jari-jari R diberikan dalam hal parameter distorsi ϵ sebagai

$$\begin{aligned} a &= R(1+v) \\ b &= R(1+v)^{-1/2} \end{aligned} \quad (13.21)$$

dimana ϵ adalah eksentrisitas elips dan berhubungan dengan parameter deformasi β yang didefinisikan sebagai $v = S\sqrt{5/4f}$. Perhatikan bahwa $R^3 = ab^2$, yang menjaga volumenya konstan sebagaimana kita meningkatkan distorsi. Sebagai sebuah bola ditarik untuk mendistorsi menjadi sebuah ellipsoid, luas permukaan yang meningkat sebagai $S = 4\pi R^2(1 + \frac{2}{5}v^2 + \dots)$; suku energi permukaan dalam rumus massa semiempirical meningkat sesuai dengan peningkatan luas permukaan. Suku energi Coulomb dapat ditunjukkan akan dimodifikasi oleh factor $(1 - \frac{1}{5}v^2 + \dots)$; dan dengan demikian perbedaan energi (sebenarnya penurunan energi ikat) antara inti bola dan ellipsoid dari volume yang sama

Jika suku kedua lebih besar daripada yang suku pertama, perbedaan energi positif artinya kita memperoleh energi melalui peregangan, dan semakin inti ditarik, semakin banyak energi

yang diperoleh. Inti seperti itu tidak stabil terhadap peregangan dan mudah akan menjalani fisi. Oleh karena itu, untuk fisi spontan, kondisi ini

$$\frac{1}{5}a_c Z^2 A^{-1/3} > \frac{2}{5}a_s A^{2/3}$$

dan menggunakan nilai sebagai a_s dan a_c memberikan

$$\frac{Z^2}{A} > 47 \quad (11.23)$$

Perkiraan ini harus dimodifikasi sedikit untuk memperhitungkan penetrasi penghalang mekanik kuantum, yang memungkinkan fisi spontan bahkan ketika energi deformasi negatif. Selanjutnya, inti di wilayah sekitar uranium memiliki keseimbangan deformasi yang permanen, bentuk ekuilibrium adalah lebih ellipsoidal daripada bola. Namun demikian, parameter Z^2/A memang berfungsi sebagai indikator kasar dari kemampuan inti untuk fisi spontan. Semakin lebih besar nilai Z^2/A , semakin lebih pendek usia paruh untuk fisi spontan. Ekstrapolasi dari usia paruh fisi spontan memberikan sekitar 10^{-20} s untuk $Z^2/A \approx 47$; sehingga fisi akan terjadi secara langsung pada skala waktu nuklir untuk inti di atas nilai kritis Z^2/A . Tidak ada inti seperti itu diketahui, namun inti dengan $A = 300$ dan $Z/A = 0,4$ memiliki $Z^2/A = 48$, jadi ini konsisten dengan perkiraan bahwa energi aktivasi nol untuk $A = 300$. Dari sudut pandang fisik, apa yang terjadi selama peregangan, ketika distorsi menjadi lebih ekstrim, pusat menjadi sangat jauh dan kemudian terjadi fisi inti.

11.6 Karakteristik Fisi

(1) Distribusi Massa Fragmen

Sebuah reaksi fisi yang diinduksi neutron yang khas adalah



yang mungkin bagi neutron datang dengan energi termal. Produk fisi tidak ditentukan secara unik, tetapi ada distribusi massa dari dua produk fisi dari bentuk yang ditunjukkan pada Fig.13.6. Distribusi harus simetris terhadap pusat setiap inti fragmen berat, berlaku juga untuk fragmen inti ringan, tetapi perhatikan bahwa fisi menjadi fragmen sama atau hampir sama ($A_1 \approx A_2$), kurang kemungkinannya dengan faktor sekitar 600 relatif maksimal hasil fragmen dengan $A_1 \approx 95$ dan $A_2 \approx 140$. . Anehnya, penjelasan yang meyakinkan untuk distribusi massa ini, yang merupakan karakteristik dari proses fisi energi rendah, belum

ditemukan. Sebaliknya, fisi yang disebabkan oleh partikel berenergi tinggi menunjukkan distribusi massa yang cenderung menghasilkan fragmen yang massanya sama.

(2) Jumlah Neutron yang Terpancar

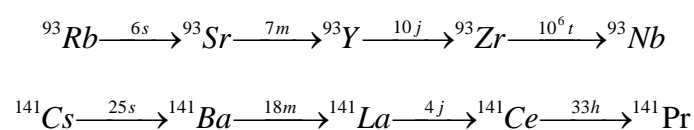
Fragmen fisi di sekitar $A = 95$ dan $A = 140$ harus berbagi 92 proton. Jika fisi terjadi, dalam bentuk perkiraan proporsi terhadap massa mereka, inti yang terbentuk adalah ${}^{95}_{37}\text{Rb}_{58}$ dan ${}^{140}_{55}\text{Cs}_{85}$. Inti ini sangat kaya akan neutron, inti paling stabil dalam daerah massa yang memiliki $Z/A = 0,41$, sedangkan untuk produk fisi tersebut, $Z/A = 0,39$. Inti stabil dengan nomor massa $A = 95$ isobar memiliki $Z = 42$, dan inti stabil dengan nomor massa $A = 140$ isobar memiliki $Z = 58$. Fragmen fisi menumpahkan kelebihan neutron ini melalui emisi satu atau lebih neutron pada saat fisi (dalam waktu 10^{-16} s). Neutron ini dikenal sebagai neutron cepat (prompt neutron), dan jumlah neutron cepat yang dipancarkan dalam setiap fisi tertentu akan berbeda sesuai dengan sifat dari dua fragmen (dan dengan energi dari partikel datang dalam kasus fisi diinduksi). Rata-rata jumlah neutron cepat (prompt neutron), yang disebut ν , adalah karakteristik dari proses fisi tertentu; untuk fisi diinduksi neutron termal, nilai-nilai eksperimen diamati dari ν adalah 2,48 untuk ${}^{233}\text{U}$, 2,42 untuk ${}^{235}\text{U}$, dan 2,86 untuk ${}^{239}\text{Pu}$.

Selain neutron cepat, neutron tertunda sering dipancarkan dalam fisi. Penundaan kali biasanya cukup pendek, biasanya dalam orde detik. Setelah peluruhan β ${}^{93}\text{Rb}$, ${}^{93}\text{Sr}$ hasil berada dalam keadaan yang sangat tereksitasi, energi yang terjadi melebihi energi pemisahan neutron. Karena itu keadaan dapat meluruh dengan emisi neutron yang bersaing dengan emisi γ dalam hal ini, cabang neutron terjadi dengan intensitas 1,4%.

Total intensitas neutron tertunda sejumlah sekitar 1 per 100 fisi, tetapi neutron ini penting untuk kontrol reaktor nuklir. Tidak ada sistem mekanik yang bisa merespon cukup cepat untuk mencegah variasi statistik untuk neutron cepat yang akan menyebabkan reaktor kehilangan kontrol, tetapi mungkin untuk melakukan kontrol dengan menggunakan neutron tertunda.

(3) Proses Peluruhan Radioaktif

Produk fisi awal sangat radioaktif dan peluruhan terhadap isobar stabil dengan memancarkan banyak radiasi β dan γ (yang berkontribusi pada akhirnya pembebasan energi total dalam fisi). Beberapa sampel rantai peluruhan adalah



Produk-produk radioaktif adalah produk limbah dari reaktor nuklir. Banyak peluruhan yang berlangsung sangat cepat, tetapi yang lainnya memiliki usia paruh yang panjang, terutama di dekat anggota dari deret yang stabil .

(4) Penampang Fisi

Penampang fisi untuk fisi yang diinduksi neutron terhadap ^{235}U berbeda dengan penampang fisi oleh neutron untuk ^{238}U . Penampang ^{235}U menunjukkan banyak ciri yang sama dengan penampang neutron. Wilayah termal menunjukkan ketergantungan biasa dari penampang terhadap $1/v$, dan banyak resonansi mendominasi struktur di wilayah 1-100 eV. Untuk ^{235}U , penampang termal untuk fisi (584 b) mendominasi hamburan (9 b) dan tangkapan radiasi (97 b). Perhatikan juga bahwa penampang termal adalah 3 orde lebih besar dari penampang untuk neutron cepat. Jika kita ingin menggunakan neutron berenergi MeV dipancarkan dalam fisi untuk menginduksi peristiwa fisi baru, neutron pertama harus dikelola untuk energi termal untuk meningkatkan penampang. Untuk ^{238}U , tidak ada fisi sama sekali di wilayah termal, hanya untuk energi neutron cepat akan terjadi fisi. Perbedaan ekstrem dalam perilaku, seperti yang kita lihat di bagian berikutnya, hasil dari hubungan antara energi eksitasi dari sistem senyawa dan energi aktivasi yang diperlukan untuk mengatasi hambatan tersebut.

11.7 Energi Fisi

Pada bagian ini kita mempertimbangkan secara lebih rinci energi yang terlibat dalam fisi. Ketika ^{235}U menangkap neutron untuk membentuk keadaan senyawa atau majemuk $^{236}\text{U}^*$, energi eksitasi adalah

$$E_{ex} = [m(^{236}\text{U}^*) - m(^{236}\text{U})]c^2$$

Energi dari keadaan majemuk dapat ditentukan langsung dari energi massa ^{235}U dan n, jika kita asumsikan energi kinetik neutron adalah begitu kecil (yaitu, di wilayah thermal) sehingga dapat diabaikan,

$$\begin{aligned} m(^{236}\text{U}^*) &= m(^{235}\text{U}) + m_n \\ &= (235,043924 \text{ u} + 1.008665 \text{ u}) \\ &= 236,052589 \text{ u} \\ E_{ex} &= (236,052589 \text{ u} - 236,045563 \text{ u})931,502 \text{ MeV/u} \\ E_{ex} &= 6,5 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Energi aktivasi (energi yang diperlukan untuk mengatasi hambatan fisi, untuk ^{236}U dihitung adalah 6,2 MeV. Dengan demikian, energi yang dibutuhkan untuk mengeksitasi ^{236}U menjadi keadaan dapat berfisi (energi aktivasi) terlampaui oleh energi yang kita dapatkan

dengan menambahkan neutron untuk ^{235}U . Ini berarti bahwa ^{235}U dapat berfisi dengan energi neutron nol, sesuai dengan penampang fisi yang diamati besar di wilayah termal.

PERTANYAAN DAN SOAL-SOAL

1. Hitunglah energi dari neutron yang dihasilkan dari reaksi berikut, jika energi deuteron yang datang adalah nol :
$$\text{He}^3(d,n)\text{He}^4, \text{Be}^9(d,n)\text{B}^{10}, \text{C}^{12}(d,n)\text{N}^{13}$$
2. Li^7 ditembak oleh proton berenergi 3 MeV. Berapa energi dari neutron yang dipancarkan dalam arah : (a) 45° , (b) 90° dan (c) 135° terhadap arah proton datang.
3. Hitunglah energi dari berkas deuteron yang diperlukan untuk menghasilkan neutron berenergi 20 MeV yang searah dengan arah datang, dengan menembak triton yang berada dalam keadaan diam.
4. Dalam reaksi $\gamma + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$, tentukan energi neutron maksimum dan minimum jika energi partikel adalah (a) 7 MeV, (b) 1 MeV
5. Hitunglah energi yang dilepaskan (nilai Q) dari reaksi fisi berikut ini:
 - (a) ${}^{235}\text{U} + n \rightarrow {}^{90}\text{Kr} + {}^{144}\text{Ba} + ?$,
 - (b) ${}^{239}\text{Pu} + n \rightarrow {}^{92}\text{Sr} + ? + 3n$,
 - (c) ${}^{252}\text{Cf} \rightarrow {}^{106}\text{Nb} + ? + 4n$