

FISIKA INTI



IKIP PADANG
DES 1991
HD
KKI
2122 / HD / 91 - f ① (2)
530.015 Gus f ①

OLEH

DRS. GUSNEDI

JURUSAN PENDIDIKAN FISIKA
FAKULTAS PENDIDIKAN MATEMATIKA DAN IPA
INSTITUT KEGURUAN DAN ILMU PENDIDIKAN
PADANG
1991

MILIKI UPJ BERKUALIFIKASI
DIPADANG

KATA PENGANTAR

Puji dan Syukur penulis panjatkan kehadirat Allah SWT. yang mana berkat rahmat dan kurniaNYA, penulis dapat menyelesaikan buku yang berjudul :

FISIKA INTI

Buku ini penulis susun bertujuan untuk memberikan gambaran kepada pembaca mengenai fisika inti atau fisika nuklir. Selain dari itu untuk memperbanyak khasanah buku-buku berbahasa Indonesia, karena penulis menyadari bahwa buku-buku yang membahas fisika inti dalam bahasa Indonesia belum begitu banyak. Sebenarnya buku-buku mengenai fisika inti dalam bahasa Inggris sangat banyak, tetapi karena kurangnya kemampuan untuk membacanya maka banyak pembaca tidak tertarik terhadap fisika inti.

Buku ini berisi teori-teori dasar mengenai fisika inti mulai dari sifat-sifat inti, besaran-besaran radioaktivitas sampai peluruhan gamma. Pembahasan dalam buku ini dibuat secara padat dan ringkas sehingga akan memudahkan pembaca untuk memahaminya.

Penulis pun menyadari bahwa buku ini jauh dari sempurna. Oleh karena itu segala saran dan kritik dari pembaca guna perbaikan buku ini akan diterima dengan senang hati.

Padang, Juli 1991

Penulis

D A F T A R I S I

KATA PENGANTAR	ii
DAFTAR ISI	iii
BAB I PENDAHULUAN	4
BAB II SIFAT-SIFAT INTI	3
2.1. MUATAN INTI	3
2.2. MASSA INTI	3
2.3. SKALA MASSA	5
2.4. JARI-JARI INTI	6
2.5. KERAPATAN INTI	10
2.6. MOMENTUM SUDUT INTI	11
2.7. MOMENTUM MAGNETIK INTI	14
2.8. MOMEN LISTRIK	16
BAB III RADIOAKTIVITAS	20
3.1. HUKUM RADIOAKTIVITAS	20
3.2. BEBERAPA BESARAN RADIOAKTIVITAS	21
3.3. DISINTEGRASI BERTURUTAN	25
3.4. KESEIMBANGAN RADIOAKTIF	28
3.5. RADIOAKTIF BUATAN	33
BAB IV PELURUHAN ALFA.....	36
4.1. SYARAT TERJADINYA PELURUHAN SPONTAN	36
4.2. ENERGI KINETIK PARTIKEL ALFA	37
4.3. SPEKTRUM PARTIKEL ALFA	38

4.4.	TEORI SEMIKLASIK PELURUHAN ALFA	41
4.5.	KELEMAHAN TEORI GAMOW	47
BAB V PELURUHAN BETA		48
5.1.	SYARAT TERJADINYA PELURUHAN SPONTAN	50
5.2.	SPEKTRUM BETA	54
5.3.	KLASIFIKASI BERBAGAI INTERAKSI DALAM FISIKA	58
5.4.	TEORI ELEMENTER PELURUHAN BETA	59
5.5.	TRANSISI YANG DIPERBOLEHKAN	63
5.6.	KURIE PLOT	64
5.7.	PENGARUH INTERAKSI COULOMB PADA PELURUAHAN BETA	66
5.8.	TRANSISI TERLARANG	67
5.9.	LAJU PELURUHAN	68
5.10.	KAIDAH SELEKSI GAMOW-TELLER	69
BAB VI PELURUHAN GAMMA		71
6.1.	TEORI PELURUHAN GAMMA	71
6.2.	RADIASI DARI DIPOL LISTRIK	73
6.3.	RADIASI DARI DIPOL MAGNETIK	73
6.4.	KAIDAH SELEKSI PELURUHAN GAMMA	74
6.5.	KONVERSI DALAM	76
6.6.	ISOMER NUKLIR	79

DAFTAR PUSTAKA

BAB I

PENDAHULUAN

Lebih dari seratus tahun yang lalu D.I Mendeleev telah mengakhiri keadaan kacau unsur-unsur dengan menyusunnya dalam tabel periodik .

Teka-teki keterangan unsur-unsur dalam tabel periodik baru dapat dipecahkan lima puluh tahun kemudian oleh Niels Bohr berdasarkan teori kuantum .

Dengan kemampuan teknik ekperimental, eksperimen fisika dapat menembus lebih dalam lagi yakni kedalam inti atom. Ternyata periodisitas juga dijumpai apabila inti-inti disusun menurut jumlah neutron dan protonnya . Hal ini dapat diterangkan pada tahun 1951 oleh M. Goeppert-Mayer, H.D Jensen, O. Haxel dan H.E Suess dengan mengemukakan model kulit untuk inti .

Sejak dua puluh lima tahun yang lalu telah diadakan eksperimen-eksperimen pemembakan neutron dan proton dengan partikel-partikel yang energi tinggi dan menghasilkan berbagai macam partikel baru yang berumur sangat pendek . Sampai sekarang telah ditemukan lebih dari seratus buah partikel baru . Partikel-partikel ini dapat disusun dalam suatu sistim periodik ,dikemukakan oleh M. Gell-Mann, K. Nishijima dan Y. Ne'eman .

Jelaslah dari contoh-contoh tersebut bahwa untuk mengungkapkan rahasia struktur zat telah ditempuh tiga langkah, yaitu pertama penelitian mengenai struktur kulit elketron dalam atom , Kedua penelitian mengenai struktur inti dari

neutron dan proton dan ketiga penelitian mengenai struktur partikel-partikel elementer.

Struktur atom biasanya dipelajari dalam fisika atom sedangkan inti dan partikel dipelajari dalam fisika inti .

Dewasa ini fisika inti dapat dibagi dalam dua bidang, yakni Fisika Inti Energi Rendah yang mempelajari struktur dan dinamika inti dan Fisika Inti Energi Tinggi . Dalam pembahasan ini akan dibahas fisika inti energi rendah saja .

BAB II

SIFAT-SIFAT INTI

Adanya suatu inti atom ditunjukkan pertamakali oleh Rutherford (1911) dari percobaan hamburan sinar alfa yang dilakukan oleh Geiger dan Marsden (1909) .

Sebuah inti dapat dianggap berbentuk sebuah bola dengan jari-jari tertentu, mempunyai massa dan muatan listrik .

Selain itu akibat inti juga mempunyai momentum sudut ini akan menimbulkan momen magnetik . Kadang-kadang distribusi muatan inti tidak simetris, maka dalam hal ini menimbulkan momen listrik . Dapat disimpulkan bahwa ada sifat-sifat inti yang bergantung pada waktu seperti reaksi inti dan peluruhan radioaktif dan sifat inti yang tidak bergantung pada waktu seperti massa, jari-jari, muatan, momentum sudut , momen magnetik dan momen listrik .

Berikut ini akan dibahas beberapa sifat inti yang tak bergantung pada waktu. Peluruhan radioaktif dan reaksi inti akan dibahas dalam bab tersendiri .

:

2.4 MUATAN INTI

Model atom Rutherford dapat menerangkan spektra sinar-X unsur-unsur yang diukur oleh Moseley (1913) . Dari data Moseley tersebut ternyata bahwa muatan inti adalah Ze , dan Z adalah nomor atom sedangkan e adalah muatan elektron .

2.2 MASSA INTI

Salah satu hypotesis Dalton (1803) ialah bahwa

atom suatu identik .Pada tahun 1815 Prout mengusulkan
(Atam P. Arya hal.112 :1966) :

"the atoms of all the elements were made up of hidrogen atoms ".

Ini berarti bahwa semua unsur terbentuk dari atom-atom hidrogen, sehingga massa dapat dituliskan sebagai berikut :

$$M \approx K M_H$$

M_H adalah massa atom hidrogen dan K adalah suatu bilangan bulat .

Dari hasil penyelidikan yang teliti ternyata bahwa K bukan bilangan bulat, sehingga hipotesis Prout dianggap tidak benar . Tahun 1886 Crookes menyarankan kem bali ide Prout. Crookes mengatakan (Atam P. Arya Hal.112:1966) :

" all atoms must have integral atomic masses are actually mixtures ".

Alasan bahwa K bukan bilangan bulat adalah karena suatu unsur mungkin terdiri dari beberapa campuran (sekarang dina makan dengan isotop). Misalnya atom Cl mempunyai berat atom 34,46 dan terdiri dari tiga isotop masing-masing mempunyai berat atom 34, 35 dan 36 .

Dari perkembangan selanjutnya diketahui bahwa atom terdiri dari proton dan neutron , maka dalam hal ini dapat ditulis kan :

$$M \approx Z M_H + N M_N$$

MILIK UPT PERPUSTAKAAN
IKIP PADANG

Z dan N masing-masing adalah jumlah proton dan neutron di dalam inti, sedangkan M_N adalah massa neutron.

2.3. SKALA MASSA

Berat atom dapat dinyatakan secara relatif terhadap berat atom unsur lain yang dipakai sebagai standar. Dalton mengambil hidrogen sebagai atom standar. Hal ini kurang tepat karena hidrogen sukar bersenyawa dengan unsur lain.

Berzelius mengambil oksigen sebagai standar karena oksigen mudah bereaksi dengan unsur-unsur lain. Sampai sekarang ide dari Berzelius ini masih dipakai.

Ada tiga skala massa yang dipakai yaitu :

a. Skala massa Kimia atau Skala Atomik

Skala massa ini mengambil massa oksigen dari udara 16,000 000 amu (atomic mass unit). Dalam ini ada tiga isotop oksigen, yakni (Atom P. Arya hal.111:1966):

${}^{16}_8\text{O}$ terdapat 99,76 %

${}^{17}_8\text{O}$ terdapat 0,04 %

${}^{18}_8\text{O}$ terdapat 0,20 %

b. Skala Massa Fisika atau Skala Isotopik

Karena oksigen memiliki tiga buah isotop, maka sebagai standar dipakai :

$^{16}_8\text{O}$ dengan massa 16,000 000 amu .

Perbandingan antara skala fisika dengan skala massa kimia adalah :

$$\frac{\text{Skala Fisika}}{\text{Skala Kimia}} = 1,000\ 275 \pm 0,000\ 005$$

Massa yang diukur dengan skala kimia disebut berat atom dan yang diukur dengan skala fisika disebut berat isotop atau massa isotop .

c. Skala Massa ^{12}C

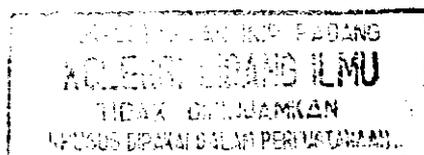
Dalam kongres Tenth General Assembly Of The Union of Pure and Applied Physic tahun 1960 telah ditetapkan massa ^{12}C sebagai standar . Massa atom ^{12}C adalah 12,000 000 amu .Perbandingan skala massa fisika dengan skala massa ^{12}C adalah :

$$\frac{\text{Skala Massa } ^{16}\text{O}}{\text{Skala Massa } ^{12}\text{C}} = 0,99968218$$

Cara menentukan massa suatu inti adalah dengan Spektrometer massa .Secara teoritis massa atom atau massa inti dapat ditentukan dengan rumus semiempiris dari Wiezsacker .

2.4. JARI-JARI INTI

Sampai sekarang belum ditemukan cara langsung untuk menentukan jari-jari inti . Pada umumnya ada dua cara yang digunakan untuk menentukan jari-jari inti yang hasilnya berbeda ini disebabkan perbedaan pengertian tentang



jari-jari inti itu . Jika inti dianggap bulat ,maka jari-jarinya adalah :

$$R = r_0 A^{1/3}$$

dimana A adalah nomor massa .Dalam percobaan r_0 lah yang ditentukan .

Ada dua cara untuk menentukan r_0 yaitu :

a. Cara Nuklir

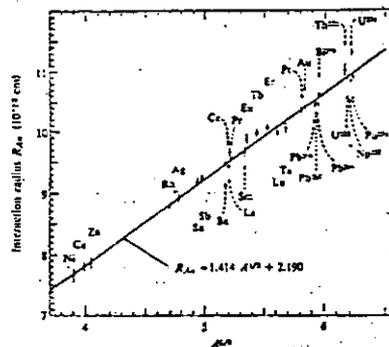
Dengan cara ini diukur jari-jari gaya inti (nuclear force radius) yang didefenisikan sebagai jarak dari pusat inti kejarak jangkauan gaya inti . Jangkauan gaya inti ini sedikit lebih panjang dari ukuran inti . Cara-cara yang masuk dalam kategori ini adalah :

1) Hamburan Partikel Alfa

Dari percobaan yang dilakukan oleh Kerlee dan kawan-kawan didapat (Atam P. Arya hal.157:1966):

$$\begin{aligned} r_0 &= 1,414 \text{ F} \\ &= 1,414 \cdot 10^{-13} \text{ Cm} \end{aligned}$$

Dibawah ini adalah gambar plot hasil hamburan partikel alfa antara R dan $A^{1/3}$.



Gambar 2.1 Plot antara R dengan $A^{1/3}$ pada Hamburan partikel Alfa (Atam P. Arya hal.157:1966).

2) Peluruhan Alfa .

Dari hasil percobaan Perlman dan Ypsilantis didapatkan bahwa jari-jari inti besarnya (Atam P. Arya ,hal.159:1966):

$$r_0 = 1,48 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

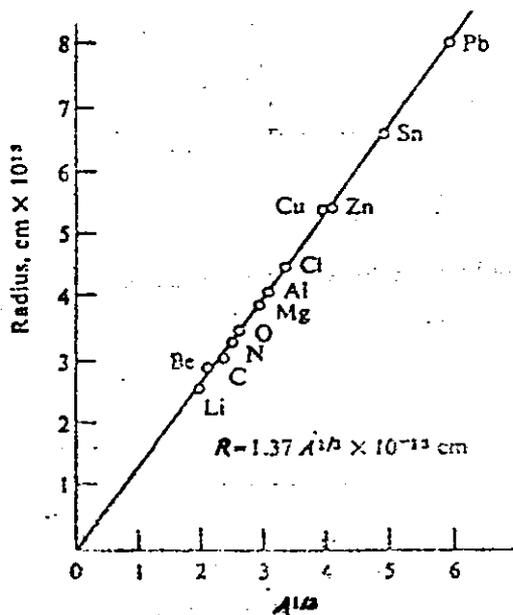
3) Hamburan Neutron Cepat .

Dari penelitian yang dilakukan oleh Fernback dengan menggunakan hasil percobaan oleh L. Cook dan kawan-kawan (Atam P. Arya ,hal.163:1966) didapatkan bahwa :

$$r_0 = 1,37 \text{ F}$$

$$= 1,37 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

Berikut ini adalah gambar plot dari jari-jari inti diambil dari pengukuran penampang hamburan lawan $A^{1/3}$ yang merupakan hasil dari penelitian Fernbech dan kawan-kawan .



Gambar 2.2 Plot antara R dengan $A^{1/3}$ pada hamburan neutron cepat (Atam P. Arya hal.164:166)

b. Cara Elektromagnetik .

Jari-jari yang diukur adalah jari-jari muatan inti .Percobaan-percobaan yang termasuk dalam hal ini adalah :

1) Hamburan Elektron

Dari hasil eksperimen yang dilakukan oleh Hofstater tentang hamburan neutron cepat didapatkan jari-jari inti (Atam P. Arya hal. 170:1966) :

$$r_0 = 1,26 \cdot 10^{-13} \text{ Cm}$$

2) Inti Cermin (${}^3_1\text{H}$, ${}^3_2\text{He}$) .

Penelitian yang dilakukan oleh Cooper dan Henley kemudian oleh O.Kofoed dan Hansen dengan menggunakan pendekatan mekanika kuantum mereka mendapatkan jari-jari inti (Atam P. Arya hal.174 :1966) :

$$r_0 = (1,28 \pm 0,05) \cdot 10^{-13} \text{ Cm}$$

3) Mesonic Atom

Fitch dan Rainwater mendapatkan jari-jari inti dari hasil percobaannya (Atam P. Arya hal.173: 1966) :

$$r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ Cm}$$

4) Hamburan Proton

Dari percobaan hamburan proton didapatkan jari-jari inti besarnya (Atam P.Arya hal.174:1966):

$$r_0 = (1,25 \pm 0,05) \cdot 10^{-13} \text{Cm}$$

5) Pergeseran Isotopik

Dari hasil penelitian tentang pergeseran spektrum garis dari isotop-isotop didapatkan jari-jari inti (Atam P. Arya hal.175:1966) :

$$r_0 = 1,20 \cdot 10^{-13} \text{Cm}$$

Dari bahasan diatas dapat kita buat suatu tabel untuk pengukuran jari-jari inti .

Metode	$r_0 \cdot 10^{-13} \text{Cm}$
A. Nuklir	
1. Hamburan Alfa	1,414
2. Peluruhan Alfa	1,48
3. Hamburan Neutron Cepat	1,37
B. Elektromagnetik	
1. Hamburan Elektron	1,26
2. Mesonic Atom	1,2
3. Inti Cermin	$1,28 \pm 0,05$
4. Hamburan Proton	$1,25 \pm 0,05$
5. Pergeseran Isotopik	1,20

Tabel Hasil Pengukuran Jari-jari inti .

2.5.KERAPATAN INTI

Kerapatan inti dapat kita hitung bila kita mengetahui massa dan volume inti itu . Metoda untuk menentukan massa dan jari-jari inti telah kita bahas diatas .Bila inti berbentuk bola dimana dia disusun oleh proton dan

Neutron , maka volumenya adalah :

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3$$

Dimana R adalah jari-jari inti . Telah kita ketahui bahwa R berhubungan dengan nomor massa A dengan hubungan $R = r_0 A^{1/3}$ Hasil pengukuran r_0 didapatkan harganya bervariasi dari $1,2 \cdot 10^{-13}$ Cm sampai $1,48 \cdot 10^{-13}$ Cm . Untuk perhitungan kita diambil nilainya

$$r_0 = 1,35 \cdot 10^{-13} \text{Cm}$$

Rapat inti dapat kita hitung dengan menggunakan persamaan

$$\rho = M/V$$

$$\rho = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

$$\rho = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A}$$

Untuk proton $A = 1$, $R = r_0 = 1,35 \cdot 10^{-13}$ Cm dan $M = m_p = 1,67 \cdot 10^{-24}$ gr . Dengan data ini kita dapatkan

$$\rho = 10^5 \text{ ton/mm}^3$$

2.6. MOMENTUM SUDUT INTI

Suatu inti mempunyai momentum sudut dapat ditunjukkan dari hyperfine structure splitting (hfs) garis-garis spektrum suatu inti . Pauli menerangkan hyperfine structure splitting ini dengan anggapan bahwa inti mempunyai momentum sudut, sehingga terjadi gandengan (kopling) antara momentum sudut inti dengan momentum sudut total dari

elektron . Sebagaimana telah diketahui bahwa inti terdiri dari A buah nukleon yang masing-masing mempunyai momentum sudut orbital dan spin .

Jumlah vektor momentum sudut total apabila dipakai gandingan Russel-Saunders (LS) ialah :

$$\vec{I} = \vec{J} = \sum_{k=1}^A \vec{l}_k + \sum_{k=1}^A \vec{s}_k$$

\vec{l}_k dan \vec{s}_k masing-masing momentim sudut orbital dan spin ke-k.. Kita dapat menuliskan panjang vektor momentum sudut inti adalah :

$$|\vec{I}| = \hbar \sqrt{(I + 1) I}$$

I adalah bilangan kuantum momentum sudut total inti atau biasa disebut spin inti walaupun kurang tepat . Besar momentum sudut yang searah sumbu z dapat ditulis :

$$I_z = m_I \hbar$$

dimana $m_I = -I, -I+1, -I+2, \dots, I$

Jumlah harga m_I yang mungkin adalah ($2I + 1$)

Tata nama keadaan suatu nukleon.

Bilangan-bilangan kuantum untuk nukleon sama dengan bilangan-bilangan kuantum untuk elektron, kecuali bilangan kuantum utama n (untuk elektron) diganti dengan bilangan kuantum radial v untuk nukleon .

Bilangan kuantum radial ini ditentukan oleh :

$$v = n - l$$

Jadi tata nama keadaan suatu nukleon dinyatakan dengan v_{l_j} dan untuk elektron adalah oleh n_{l_j} .
Keadaan atau status suatu inti tergantung pada gandengan L-S, maka

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}$$

sehingga

$$I = (L + S), (L + S - 1), \dots, L - S$$

maka jumlah harga yang mungkin adalah :

$$(2S + 1) \text{ untuk } S \leq L$$

$$(2L + 1) \text{ untuk } L \leq S$$

Tetapi sebagaimana dalam atom, multiplisitas inti ditentukan oleh $(2S + 1)$ sehingga penamaan keadaan suatu inti diberi notasi :

$$(2S + 1)L_J$$

dimana untuk L bisa kita beri simbol sesuai dengan tabel dibawah ini .

nilai L	0	1	2	3	4	5	6
Simbol	s	p	d	f	g	h	i

Tabel Notasi Spektroskopi (Kenneth S. Krane hal.35:1988).

Contoh $L = 1$, $S = \frac{1}{2}$ jadi $J = \frac{3}{2}$ dan $\frac{1}{2}$. Multiplisitasnya adalah $(2S + 1) = 2$, sehingga notasi intinya adalah :

$$2p_{3/2} \text{ dan } 2p_{1/2}$$

2.7. MOMEN MAGNETIK INTI .

Sebelum membahas momen magnetik inti sebaiknya kita tinjau dulu momen magnetik yang ditimbulkan oleh sebuah elektron .

Gerak orbital sebuah elektron mengelilingi inti menimbulkan momen magnetik orbital :

$$\mu_l = g_l \vec{l} \mu_B$$

g_l adalah faktor g untuk gerak orbital dan μ_B magneton Bohr .

$$\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ erg gauss}^{-1}$$

Dapat dibuktikan bahwa harga $g_l = 1$.

Panjang vektor μ_l :

$$|\mu_l| = g_l \sqrt{l(l+1)} \mu_B$$

Sedangkan moment magnetiknya adalah komponen maksimal kearah medan magnet :

$$\mu_{lz} = g_l l \mu_B$$

Gerak spin elektron menimbulkan momen magnetik spin :

$$\mu_s = g_s \vec{s} \mu_B$$

dimana $g_s \approx 2$.

Panjang vektor μ_s adalah :

$$|\mu_s| = g_s \sqrt{s(s+1)} \mu_B$$

sedang momen magnetik spinnya adalah :

$$\vec{\mu}_s = g_s \vec{s} \mu_B$$

Momen magnetik suatu atom adalah jumlah momen magnetik orbital dan momen magnetik spin , jadi :

$$\vec{\mu}_j = \mu_l + \mu_s$$

Panjangnya adalah :

$$|\mu_j| = g_j \mu_B \sqrt{j(j+1)}$$

Sedangkan momen magnetik atom adalah :

$$\mu_j = g_j j \mu_B$$

dan g_j disebut faktor Lande .

Untuk inti dapat kita tulis momen magnetiknya adalah :

$$\vec{\mu}_I = g_I \vec{I} \mu_N$$

Yang panjang vektornya adalah :

$$|\mu_I| = g_I \mu_N \sqrt{I(I+1)}$$

g_I adalah faktor g nuklir (nuclear g-factor) dan μ_N adalah magneton nuklir (nuclear magneton) yakni :

$$\mu_N = \frac{e \hbar}{2m_p c}$$

m_p adalah massa proton .

Momen magnetik inti didefinisikan sebagai komponen maksimal vektor $\vec{\mu}_I$ kearah medan magnet ,yaitu :

$$\mu_I = g_I I \mu_N$$

2.8. MOMEN LISTRIK .

Momen kuadrupol listrik inti pertama kali dideteksi oleh Schuler dan Schmidt tahun 1935 ,ketika mereka menerangkan hiperfine structure splitting ^{151}Eu dan ^{153}Eu . Adanya momen kuarupol listrik pada inti menunjukkan bahwa distribusi muatan inti tidak simetris bola, melainkan sedikit berdeviasi .

Konsep multipol listrik dapat diterangkan dengan teori potensial elektrostatis . Misalkan terdapat distribusi muatan ρ dan muatan di titik (x_i , y_i , z_i) adalah q_i maka momen dipol listrik didefenisikan sebagai berikut :

$$p_x = \sum_i q_i x_i$$

$$p_y = \sum_i q_i y_i$$

$$p_z = \sum_i q_i z_i$$

Momen kuadrupol listrik

Momen kuadrupol listrik adalah suatu tensor dengan enam komponen :

$$p_{xx} = \sum_i q_i x_i^2$$

$$p_{yy} = \sum_i q_i y_i^2$$

$$p_{zz} = \sum_i q_i z_i^2$$

$$p_{xy} = \sum_i q_i x_i y_i$$

$$P_{xz} = \sum_i q_i x_i z_i$$

$$P_{yz} = \sum_i q_i y_i z_i$$

Dapat pula didefinisikan momen oktapol, hexadekapol dan seterusnya .

Pada umumnya multipol listrik dapat dinyatakan dengan 2^n .

Untuk	$n = 0$;	$2^0 = 1$	monopol
	$n = 1$;	$2^1 = 2$	dipol
	$n = 2$;	$2^2 = 4$	kuadrupol
	$n = 3$;	$2^3 = 8$	oktapol
	$n = 4$;	$2^4 = 16$	hexadekapol

Sekarang teori multipol listrik diterapkan kedalam sistim inti . Jika distribusi muatan didalam inti kontinu dan uniform , maka momen dipol listriknya dapat dinyatakan dengan :

$$P_x = \int \rho(\vec{r}) x d\tau$$

$$P_y = \int \rho(\vec{r}) y d\tau$$

$$P_z = \int \rho(\vec{r}) z d\tau$$

dan momen kuadrupol listrik inti dengan :

$$P_{xx} = \int \rho(\vec{r}) x^2 d\tau$$

$$P_{yy} = \int \rho(\vec{r}) y^2 d\tau$$

$$p_{zz} = \int \rho(\vec{r}) z^2 d\tau$$

$$p_{xy} = \int \rho(\vec{r}) xy d\tau$$

$$p_{xz} = \int \rho(\vec{r}) xz d\tau$$

$$p_{yz} = \int \rho(\vec{r}) yz d\tau$$

Apabila distribusi muatan simetris bola maka momen dipol listrik dan momen kuadrupol listrik sama dengan nol .

Dan Apabila distribusi muatan ellipsoidal dengan sumbu-z maka :

$$p_x = p_y = p_z = 0$$

$$p_{xy} = p_{xz} = p_{yz} = 0$$

$$p_{xx} = p_{yy} \neq 0 \text{ dan } p_{zz} \neq 0$$

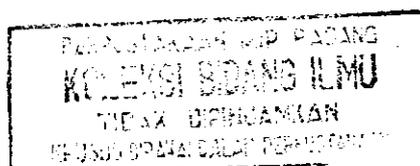
Jadi pada umumnya dapat dikatakan bahwa apabila $\rho(\vec{r})$ simetris bola maka hanya ada monopol listrik saja . Apabila $\rho(\vec{r})$ bukan simetris bola maka multipol yang adalah monopol + kuadrupol + hexadekapol + ... atau $2n$ dengan $n = 0, 2, 4, \dots$ bilangan genap .

Pada umumnya inti-inti yang berbentuk tidak bulat hanya mempunyai momen kuadrupol listrik saja . Dapat diturunkan bahwa momen kuadrupol listrik inti adalah :

$$Q = \frac{4}{5} \eta z R^2$$

dimana $\eta = (b - a)/R$ dan $R = (b + a)/2$

dengan a dan b masing-masing setengah sumbu panjang dan



dan setengah sumbu pendek ellipsoida .Jadi Q bergantung pada bentuk inti .

Jika inti berbentuk bola maka $a = b$ dan $Q = 0$

Jika inti berbentuk cerutu maka $b > a$ dan $Q > 0$

Jika inti berbentuk cakram maka $b < a$ dan $Q < 0$

BAB III

RADIOAKTIVITAS

Pengetahuan mengenai inti dimulai ketika pada tahun 1896 Becquarel menemukan fenomena radioaktivitas . Sedangkan pada tahun 1902 Rutherford dan Soddy mengemukakan bahwa fenomena radioaktivitas terjadi disebabkan oleh disintegrasi spontan inti . Apa itu peluruhan radioaktif ? Pengertian dari radioaktif ini dapat kita lihat dari apa yang dikatakan oleh Atam P. Arya (Atam P. Arya hal:24:1966):

" When the nucleus of an atom emits an alpha particle, a beta particle, a gamma particle , or any other particle , or when it captures an electron from an extra nuclear shell, the process is called radioactive decay ."

3.1. HUKUM RADIOAKTIVITAS

Dari eksperimen terbukti bahwa peluruhan radioaktif memenuhi hukum eksponensial . Hal ini dapat diterangkan apabila kita menganggap bahwa peluruhan itu adalah peristiwa statistik . Sifat statistik ini menyatakan bahwa tidak mungkin diramalkan atom mana yang meluruh pada detik berikutnya . Dalam waktu detik kebolehdjadian meluruh setiap atom adalah :

$$\lambda dt$$

λ adalah suatu konstanta yang dinamakan dengan konstanta disintegrasi . Apabila N adalah atom yang tidak meluruh dalam detik dt dan dN adalah jumlah atom yang akan meluruh maka dapat kita tulis :

$$dN = -\lambda dt \cdot N$$

sehingga

$$\frac{dN}{N} = - \lambda dt$$

atau

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

Dalam persamaan ini $N(t)$ adalah jumlah atom radioaktif pada waktu t .

3.2. BEBERAPA BESARAN RADIOAKTIVITAS

a. Aktivitas

Aktivitas menurut Atam P. Arya adalah (Atam P. Arya hal.24:1966):

" ...is defined as the number of disintegration per second ..."

Dari pengertian ini dapat kita tulis bahwa :

$$\begin{aligned} \text{Aktivitas} &= \frac{dN}{dt} = \frac{d}{dt} (N_0 e^{-\lambda t}) \\ &= N_0 e^{-\lambda t} \\ &= \lambda N \end{aligned}$$

b. Waktu paruh ($t_{1/2}$)

Besaran lain yang sangat penting dalam radioaktivitas adalah waktu paruh . Pengertian waktu paruh ini adalah seperti yang dikemukakan oleh Krane (Kenneth S .Krane hal. 161:1988) :

" The half-life $t_{1/2}$ gives the time necessary for half of the nuclei to decay ."

Jadi waktu paruh itu adalah interval waktu selama mana aktivitas berkurang separuhnya . Bila inti setelah waktu $t = t_{1/2}$ menjadi $N = \frac{1}{2} N_0$ jika kita substitusikan kedalam persamaan $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ akan didapat :

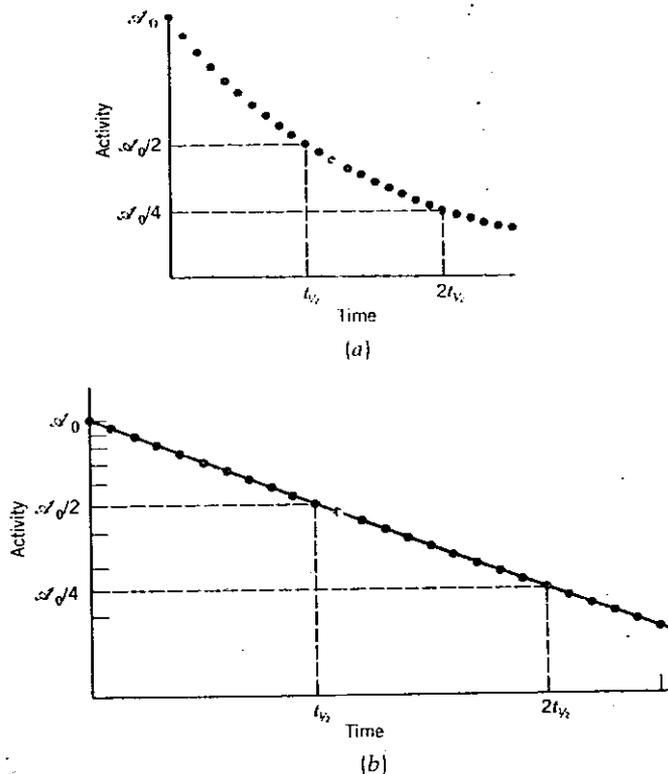
$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}$$

sehingga

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

$$= \frac{0,693}{\lambda}$$

Dibawah ini diperlihatkan plot antara aktivitas dan waktu baik yang diplot secara linier maupun dengan semilog .



Gambar 3.1 Aktivitas Peluruhan diplot (a) linier dan (b) semilog (Kenneth S. Krane hal. 163:1988).

c. Umur Rata-Rata

Umur atom tertentu yang bersintegrasi adalah antara nol dan tak hingga, karena tidak diketahui atom mana yang akan bersintegrasi dalam waktu berikutnya, untuk itu perlu didefinisikan umur rata-ratanya. Menurut Kenneth S. Krane (Kenneth S. Krane hal.161:1988) :

" the mean lifetime (sometime called just the lifetime) τ , which is the average time that a nucleus is likely to survive before it decay."

Dengan pengertian itu dapat kita tuliskan bahwa :

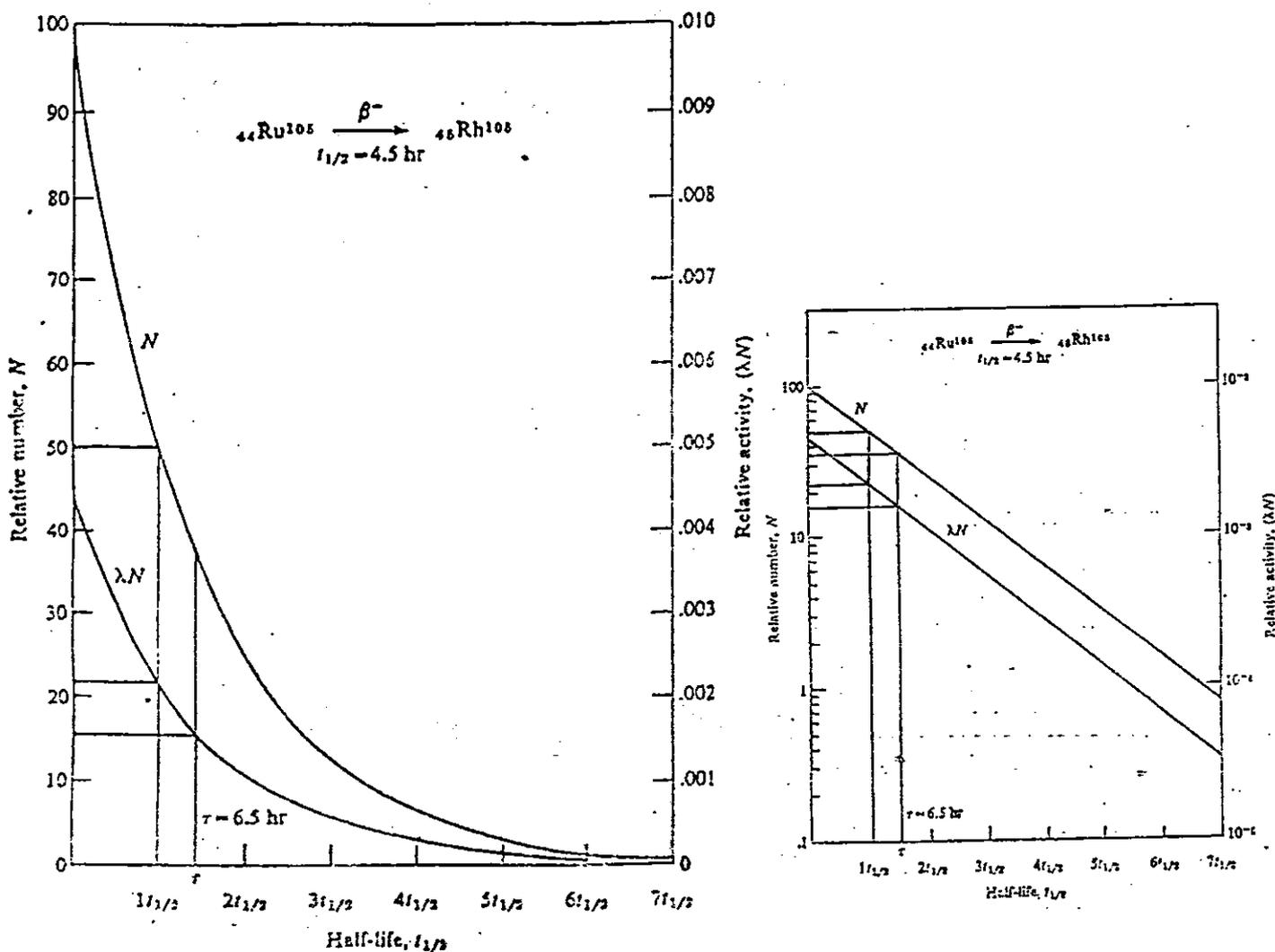
$$\tau = \frac{\int_0^{N_0} t dN}{\int_0^{N_0} dN}$$

Sedangkan $dN = -\lambda N dt$ dan untuk $t = 0$, $N = N_0$ dan untuk $t = \infty$, $N = 0$ maka

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\int_0^0 \lambda t N_0 e^{-\lambda t} dt}{N_0} \\ &= 1/\lambda \end{aligned}$$

Gambar dibawah ini memperlihatkan peluruhan dari isotop $^{105}_{44}\text{Ru}$ dengan memancarkan elektron. $^{105}_{44}\text{Ru}$ memiliki waktu paruh 4,5 jam, konstanta disintegrasi $\lambda = 4,27 \cdot 10^{-5} \text{ dt}^{-1}$ dan umur rata-rata $\tau = 6,5$ jam.

Dalam gambar ini kita lihat plot secara linier dan semilog.

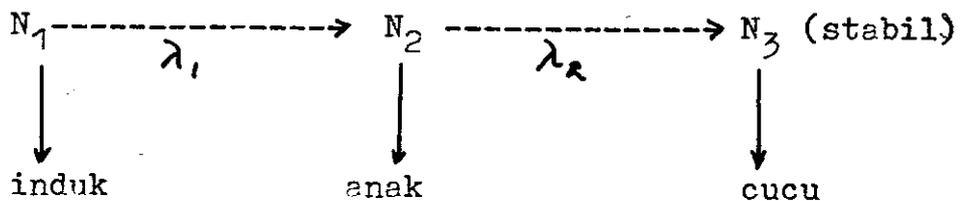


Gambar 3.2 Plot linier dan Semilog peluruhan $^{105}_{44}\text{Ru}$ dengan $t_{1/2} = 4,5$ jam (Atam P. Arya hal.26, 27 :1966).

MILIK UPT PERPUSTAKAAN
IKIP PADANG

3.3. DISINTEGRASI BERTURUTAN

Misalkan N_1 buah inti meluruh dengan konstanta peluruhan λ_1 dan menjadi N_2 . Inti inipun meluruh dengan konstanta peluruhan λ_2 menjadi N_3 inti baru yang stabil. Peristiwa ini dapat kita buat skemanya sebagai berikut :



Pada waktu $t = 0$:

$$\begin{aligned}
 N_1 &= N_{10} \\
 N_2 &= N_{20} = 0 \\
 N_3 &= N_{30} = 0
 \end{aligned}$$

maka

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2$$

Dari persamaan pertama didapat :

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

Sedangkan dari persamaan kedua didapat :

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2$$

Jadi

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

Bila kita kalikan kedua ruas dengan $e^{\lambda_2 t}$ maka didapat

$$e^{\lambda_2 t} \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} e^{\lambda_2 t}$$

$$d/dt (N_2 e^{\lambda_2 t}) = \lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t}$$

Sekarang persamaan ini kita integralkan

$$N_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t} + C$$

Konstanta C dapat ditentukan dari syarat awal :

$$N_2 = N_{20} = 0 \text{ pada } t = 0$$

Sehingga didapat

$$C = - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}$$

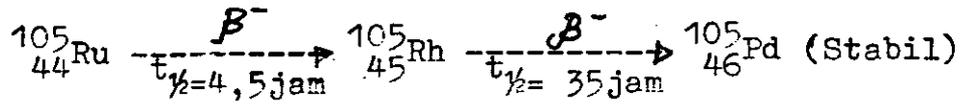
Hasil akhir adalah

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

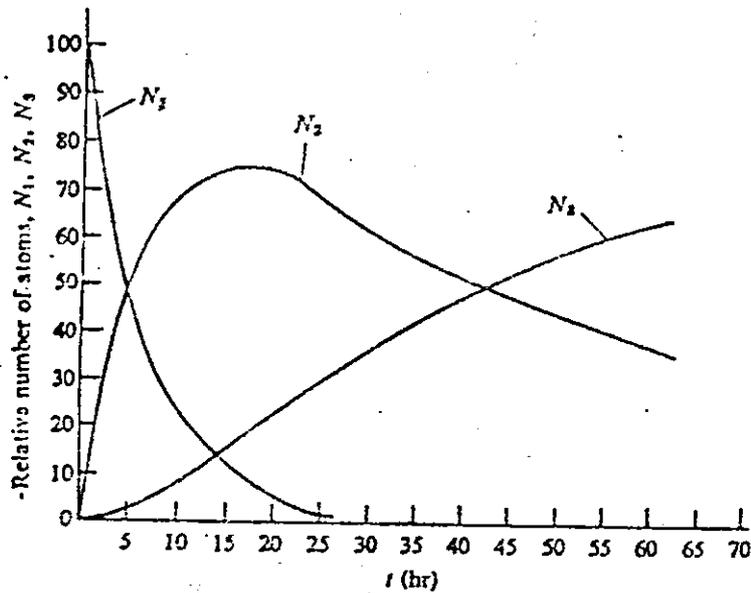
Dengan jalan yang sama dapat kita turunkan :

$$N_3 = N_{10} \left\{ 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right\}$$

Sebagai contoh dari radioaktiv berturutan atau berantai adalah $^{105}_{44}\text{Ru}$ menjadi $^{105}_{45}\text{Rh}$, kemudian $^{105}_{45}\text{Rh}$ menjadi $^{105}_{46}\text{Pd}$.



Gambar dibawah ini memperlihatkan hubungan antara N_1 , N_2 dan N_3 . Untuk kasus ini $^{105}_{44}\text{Ru}$ pada $t = 0$, $N_1 = 100$ dan $N_2 = N_3 = 0$ pada waktu $t = 0$.



Gambar 3.3 Hubungan antara N_1, N_2 dan N_3 pada peluruhan $^{105}_{44}\text{Ru}$. (Atom P. Arya hal.30:1966).

Masalah radioaktif berantai secara umum dapat dituliskan dalam bentuk persamaan differensial sebagai berikut :

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ \frac{dN_3}{dt} &= \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3 \\ &\vdots \\ \frac{dN_n}{dt} &= \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n \end{aligned}$$

3.4. KESEIMBANGAN RADIOAKTIF

Pada bagian ini kita akan menggunakan persamaan peluruhan berantai untuk beberapa kasus khusus. Dua kasus yang menarik adalah pertama untuk λ_1, λ_2 dan kedua adalah untuk $\lambda_1 \ll \lambda_2$. Untuk kasus pertama ini dikenal dengan istilah keseimbangan transien dan kasus yang kedua dikenal dengan keseimbangan permanen atau seculer.

A. Keseimbangan Transien (Transient Equilibrium).

Konstanta peluruhan untuk induk kita misalkan λ_1 , dan untuk anak λ_2 . Kita anggap umur rata-rata antara induk dan anak sama τ_1, τ_2 dan λ_1, λ_2 . Dalam hal seperti ini dapat kita tunjukkan bahwa N_2 akan mencapai maksimum pada waktu $t = t_m$ setelah itu menurun.

Persamaan

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

memberikan hubungan antara N_2 dan N_{10} . Untuk mendapatkan waktu maksimum t_m kita differensialkan persamaan di atas terhadap dt . Dari sini akan kita dapatkan :

$$dN_2/dt = 0 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (-\lambda_1 e^{-\lambda_1 t_m} + \lambda_2 e^{-\lambda_2 t_m})$$

sehingga

$$t_m = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$$

Setelah harga maksimum dari N_2 tercapai maka laju disintegrasi N_2 yakni dN_2/dt akan tergantung pada λ_1 dan λ_2 .

Ada dua kemungkinan yang akan terjadi :

$$1. \lambda_1 < \lambda_2$$

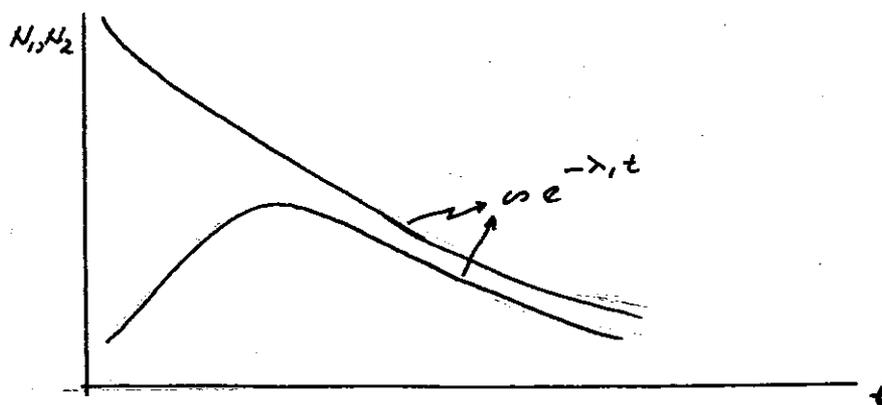
Ini berarti umur rata-rata induk lebih lama dari anaknya dan $e^{-\lambda_2 t}$ mencapai nol lebih cepat dari $e^{-\lambda_1 t}$. Dengan demikian suku $e^{-\lambda_2 t}$ dapat diabaikan.

Jadi

$$\begin{aligned} N_2 &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (0 + e^{-\lambda_1 t}) \\ &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1 \end{aligned}$$

$$\text{Atau } \frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \text{konstan}$$

Ini dikatakan bahwa N_1 dan N_2 berada dalam keseimbangan transien. Gambar dibawah ini menunjukkan N_1 dan N_2 untuk $\lambda_1 < \lambda_2$.



Gambar 3.4 Hubungan Antara N_1, N_2 sebagai fungsi t Untuk $\lambda_1 < \lambda_2$ pada keseimbangan Transien.

Perbandingan antara aktivitas induk N_1 dan anak N_2 adalah:

$$\frac{dN_2/dt}{dN_1/dt} = \frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1}$$

$$= \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

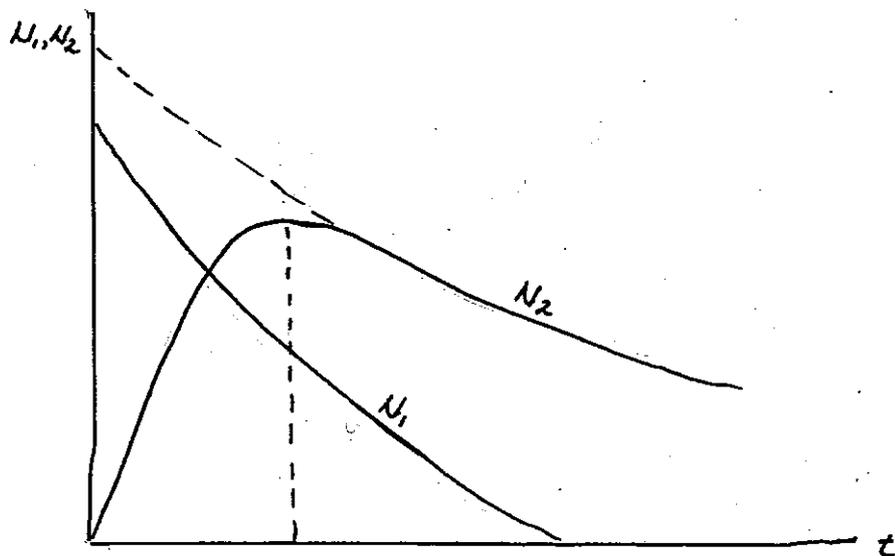
2. $\lambda_2 < \lambda_1$

Dapat dibuktikan bahwa

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 + \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_2 t}$$

Ini berarti bahwa setelah suatu waktu tertentu N_2 meluruh dengan laju peluruhannya sendiri, N_1 akan habis dan N_2 meluruh dengan λ_2 .

Gambar dibawah ini menunjukkan kasus dimana $\lambda_2 < \lambda_1$.



Gambar 3.5 Hubungan Antara N_1, N_2 sebagai fungsi t untuk $\lambda_2 < \lambda_1$ pada keseimbangan Transien.

b. Keseimbangan Sekuler (Secular Equilibrium).

Kita tinjau kembali persamaan :

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Apabila $\lambda_1 \ll \lambda_2$ maka

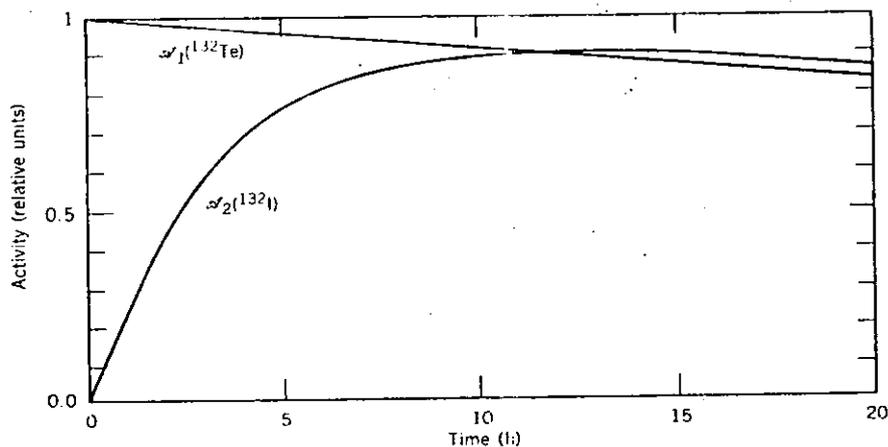
$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Jika t besar sekali dibandingkan dengan $1/\lambda_2$, maka dapat diabaikan dibandingkan dengan 1 . Dengan demikian persamaan tersebut dapat kita tulis :

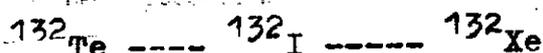
$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} = \text{tetap}$$

Dalam keadaan seperti ini dikatakan N_2 dalam keadaan keseimbangan sekuler dengan N_1 .

Gambar dibawah ini menunjukkan contoh dari kesetimbangan sekuler .



Gambar 3.6. Keseimbangan Sekular pada peluruhan



(Kenneth S. Krane hal.172:1988).

Karena $t_{1/2}$ dari N_1 sangat besar maka

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1$$

atau

$$N_2 = N_1$$

Sehingga

$$\begin{aligned} \frac{N_1}{N_2} &= \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \\ &= \frac{\tau_1}{\tau_2} \end{aligned}$$

Ini juga berarti bahwa

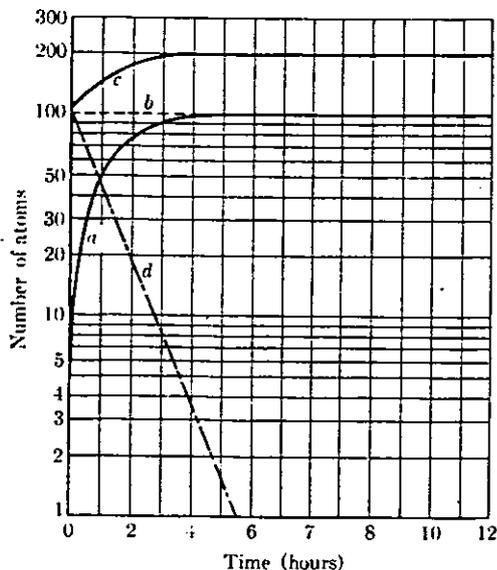
$$dN_1/dt = 0 = -\lambda_1 N_1$$

karena sangat kecil maka bisa ditulis $\lambda_1 N_1 \approx 0$.

Untuk beberapa kasus peluruhan berantai dimana induk memiliki waktu paruh yang lebih besar dari hasil peluruhan itu maka untuk kesetimbangan sekuler dapat kita tulis :

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots = \lambda_n N_n$$

$$\text{atau} \quad \frac{N_1}{\tau_1} = \frac{N_2}{\tau_2} = \frac{N_3}{\tau_3} = \dots = \frac{N_n}{\tau_n}$$



Gambar 3.7 Keseimbangan Sekuler
(a)Aktivitas Induk (b)Aktivitas induk pada $t =$ (c)Aktivitas total dan (d) Aktivitas Anak .
(Kaplan hal.246:1963).

3.5. RADIOAKTIVITAS BUATAN

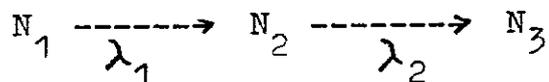
Dengan penembakan inti oleh partikel nuklir dapat dihasilkan radioisotop . Sebagai contoh diberikan penembakan ^{23}Na dengan deuteron yang dipercepat dalam siklotron :



Contoh lain adalah penembakan ^{107}Ag dengan neutron dari reaktor :



Dalam kedua hal target dapat diumpamakan sebagai induk dengan aktivitas $N_1 \lambda_1$. Jadi dapat dinyatakan :



Walaupun λ_1 kecil sekali tapi karena N_{10} sangat besar maka $N_{10} \lambda_1$ terbatas .

Biasanya fraksi inti induk yang bereaksi kecil sekali , sehingga dapat dianggap :

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \approx N_0$$

Laju produksi aktivitas pada suatu penembakan disebut yield. Jadi yield adalah laju produksi aktivitas baru :

$$Y = \left[\frac{d (N_2 \lambda_2) }{dt} \right]_{t=0}$$

Telah dibuktikan bahwa :

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

dan
$$N_2 \lambda_2 = \lambda_1 N_{10} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

maka
$$\frac{d(N_2 \lambda_2)}{dt} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \lambda_1 N_{10} (-\lambda_1 e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 e^{-\lambda_2 t})$$

Sehingga

$$Y = \left[\frac{d(N_2 \lambda_2)}{dt} \right]_{t=0}$$

$$= \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (\lambda_2 - \lambda_1) N_{10} \lambda_1$$

Akhirnya

$$Y = N_{10} \lambda_1 \lambda_2$$

Atau

$$N_{10} \lambda_1 = \frac{Y}{\lambda_2} = Y \tau_2$$

Aktivitas yang dihasilkan dalam waktu t adalah :

$$N_2 \lambda_2 = Y \tau_2 \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Untuk kasus $\lambda_1 \ll \lambda_2$ maka

$$N_2 \lambda_2 = Y \tau_2 (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

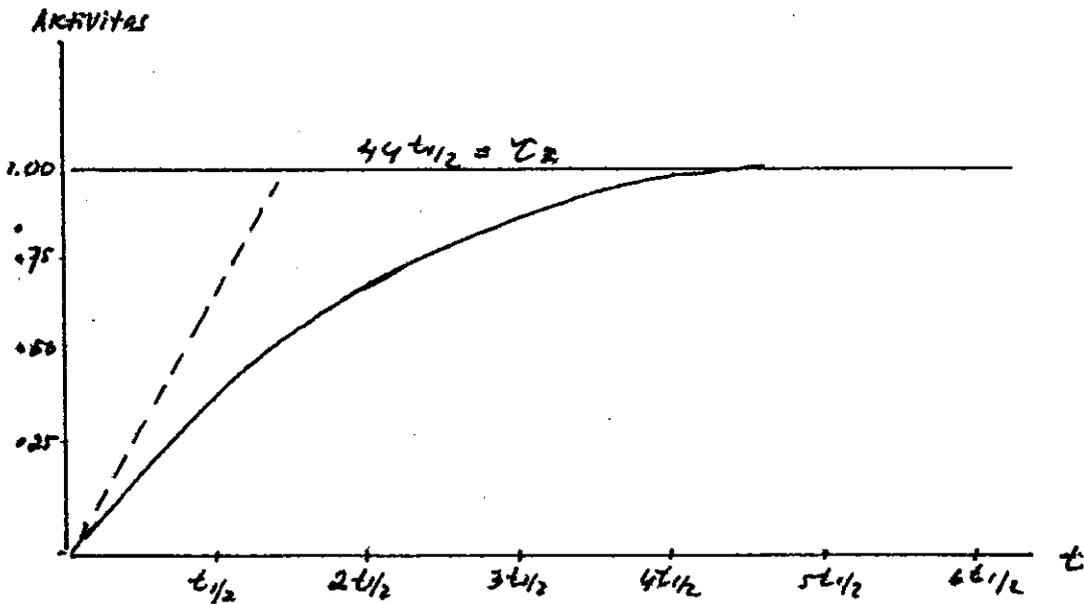
Jadi aktivitas maksimal yang dapat dicapai ialah $Y \tau_2$, yakni untuk $t = \infty$.

Untuk jelasnya marilah kita lihat contoh berikut :

^{24}Na diproduksikan dengan $Y = 11,1 \text{ mc/jam}$ sedangkan umur-umur rata-rata $\tau = 1,44 t_{1/2}$ dengan $t_{1/2} = 14,8 \text{ jam}$. Jadi

$$\tau = 1,44 \times 14,8 \text{ jam} = 21,3 \text{ jam dan } Y\tau = 236 \text{ mc}$$

Gambar berikut menunjukkan grafik aktivitas versus waktu untuk ^{24}Na . Biasanya tidak pernah ditunggu penembakan sampai waktu $t = \tau$ tetapi cukup 2 atau 3 x $t_{1/2}$ saja.

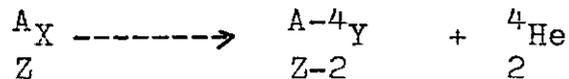


Gambar 3.8 Aktivitas sebagai fungsi waktu untuk ^{24}Na

BAB IV

PELURUHAN ALFA

Inti-inti yang tidak stabil kadang-kadang memancarkan partikel alfa (peluruhan spontan). Dari eksperimen dibuktikan bahwa partikel alpha tidak lain adalah inti Helium ${}^4_2\text{He}$. Misalkan sebuah inti X dengan nomor massa A dan nomor atom Z meluruh dengan memancarkan partikel alfa maka dapat kita tuliskan :



Sifat kimia ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ berbeda dengan ${}^A_Z\text{X}$.

4.1. SYARAT TERJADINYA PELURUHAN SPONTAN

Syarat terjadinya peluruhan spontan dapat dirumuskan dengan sederhana. Misalkan massa inti ${}^A_Z\text{X}$ ialah M_p massa inti ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ adalah M_d dan massa partikel alfa m_a . Dari hukum kekekalan energi dapat dituliskan :

$$E_{\text{awal}} = E_{\text{akhir}}$$

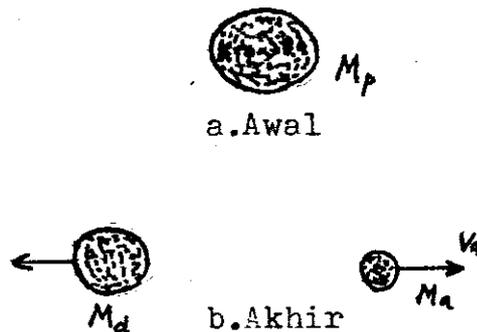
$$M_p c^2 = M_d c^2 + m_a c^2 + K_d + K_a$$

dimana K_d dan K_a adalah energi kinetik inti ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ dan partikel alfa.

Energi disintegrasi dari proses ini adalah :

$$Q = K_d + K_a$$

$$Q = (M_p - M_d - m_a) \cdot c^2$$



Gambar 4.1 Keadaan Awal dan Akhir peluruhan Alfa.

Untuk peluruhan spontan harus dipenuhi $Q > 0$ sehingga :

$$m_p c^2 > (M_d + m_a) \cdot c^2$$

Atau

$$M_p > M_d + m_a$$

Untuk persyaratan ini hanya inti dengan $A \gg 200$ yang memenuhi .

4.2. ENERGI KINETIK PARTIKEL ALFA.

Menurut hukum kekekalan momentum dari gambar di atas adalah :

$$m_a v_a = M_d V_d$$

dan

$$Q = K_d + K_a$$

$$= \frac{1}{2} M_d V_d^2 + \frac{1}{2} m_a v_a^2$$

dimana V_d dan v_a adalah kecepatan inti hasil(anak) dan partikel alfa .

Dari kedua persamaan didapat :

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{2} M_d (m_a v_a / M_d)^2 + \frac{1}{2} m_a v_a^2 \\ &= \frac{1}{2} m_a v_a^2 (m_a / M_d + 1) \\ &= K_d (m_a / M_d + 1) \end{aligned}$$

Sehingga
$$K_d = \frac{Q}{4 + m_a / M_d}$$

Jika A dan A-4 adalah nomor massa induk dan anak berarti $m_a / M_d = 4 / (A - 4)$. Dari sini bisa kita tulis :

$$K_d = \frac{A - 4}{A} Q$$

Untuk A yang besar maka $\frac{A - 4}{A}$ dianggap sama dengan satu sehingga besar energi kinetik dari alfa hanya bergantung energi disintegrasi Q .

4.3. SPEKTRUM PARTIKEL ALFA

Pembahasan mengenai spektrum partikel alfa. dibagi kedalam tiga kelompok, yaitu (a) fine structure, (b) partikel alfa. berjangkauan panjang dan (c) pancaran alfa dari kulit bumi .

A. Fine Structure

Pada tahun 1930 Prior menganggap bahwa semua partikel alfa yang dipancarkan oleh suatu isotop memiliki

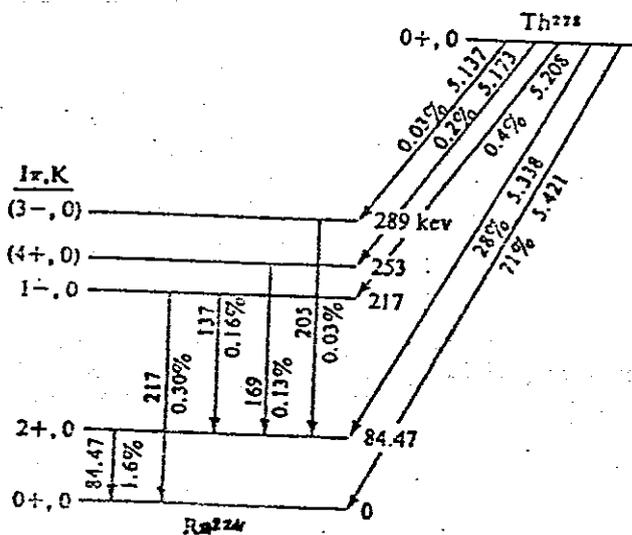
energi yang sama . Pengamatan Bragg menunjukkan bahwa ada empat group energi yang berbeda dari pemancaran partikel alfa oleh inti Radium . Hal ini dikuatkan oleh S.Rosenblum (1930) . Dengan menggunakan spektrograph magnet dia mendapatkan bahwa beberapa pemancaran partikel alfa memiliki energi yang berbeda-beda . Setiap pemancaran partikel alfa selalu diikuti oleh pemancaran sinar gamma . Pengamatan tentang group energi dari partikel alfa dan gamma menunjukkan bahwa energinya diskrit . Pengukuran energi gamma ternyata didapatkan sama dengan beda energi kinetik alfa dengan groupnya . Sebagai contoh , jika E_0 , E_1 dan E_2 adalah energi tingkat dasar dan energi eksitasi dari inti anak maka energi gamma adalah :

$$h\nu_1 = E_1 - E_0$$

$$h\nu_2 = E_2 - E_0$$

$$h\nu_3 = E_2 - E_1$$

Gambar dibawah ini memperlihatkan peluruhan $^{228}_{90}\text{Th}$ menjadi $^{224}_{88}\text{Ra}$ dengan memancarkan lima energi yang berbeda .

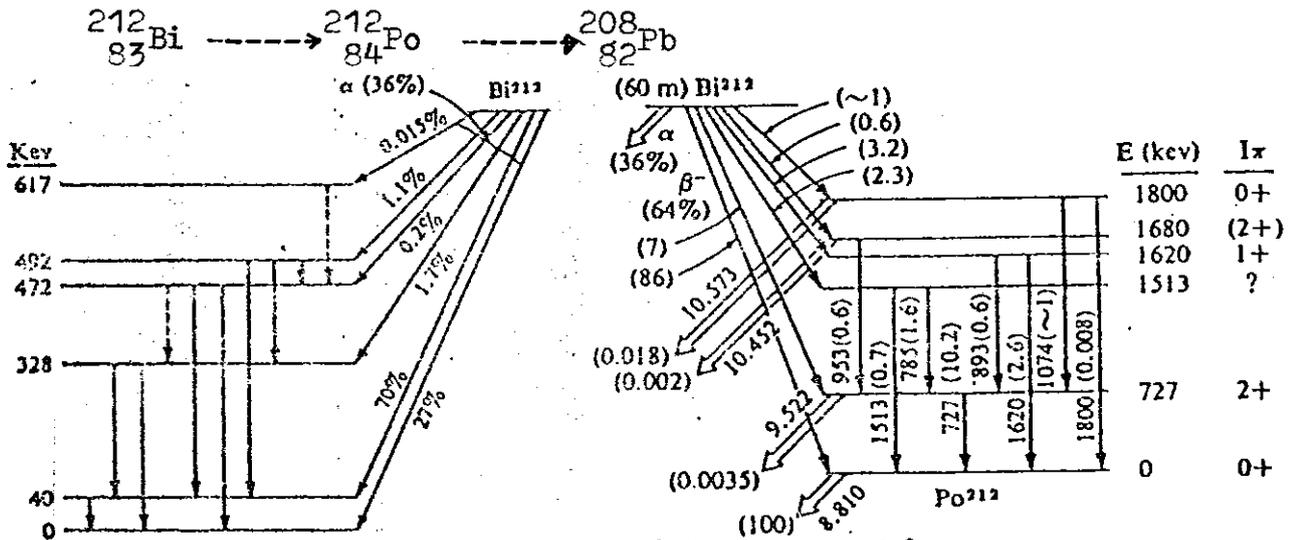


Gambar 4.2 Peluruhan $^{228}_{90}\text{Th}$ menjadi $^{224}_{88}\text{Ra}$ (Atam P. Arya hal: 214: 1966)

Perbandingan energi yang tertinggi dengan yang rendah adalah $5,421/5,137 = 1,055$. Sedangkan perbandingan intensitasnya adalah $71/0,03 \approx 2400$. Ada beberapa pengecualian dari pemancaran ini yaitu adanya partikel alfa yang memiliki energi yang besar tetapi intensitasnya kecil .

B. Partikel alfa: Jangkauan Panjang .

Gambar dibawah ini menunjukkan peluruhan :



Gambar 4.3 Peluruhan $^{212}_{83}\text{Bi} \rightarrow ^{212}_{84}\text{Po} \rightarrow ^{208}_{82}\text{Pb}$ (Atm.P.Arya hal.215:1966).

Ketiga group partikel alfa memiliki energi 9,522 Mev, 10,452 Mev dan 10,573 Mev . Sedangkan intensitas yang tertinggi/besar adalah pada group keempat yaitu yang memiliki energi 8,810 Mev yang merupakan keadaan dasar dari keadaan transisi . Dalam hal ini terdapat pengurangan intensitas dan penambahan energi yangman hal ini bertentangan dengan aturan fine structure .

C. Pancaran alfa Pada kulit Bumi .

Peluruhan alfa : dialam banyak ditemukan pada unsur-unsur berat .

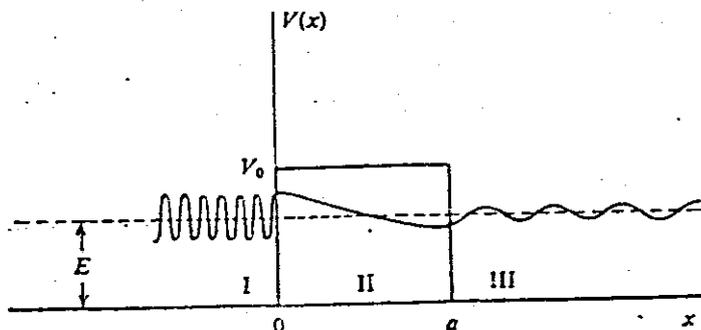
Dari pengamatan energi yang diperlukan untuk peluruhan partikel alfa menjadi sangat besar disekitar inti dengan $A = 214$. Ini dapat diterangkan dengan kehadiran 126 neutron yang membentuk kulit tertutup (seperti elektron mengelilingi inti). Hal yang sama juga didapat disekitar inti dengan $A = 84$ yangmana juga membentuk kulit tertutup. Unsur-unsur ini berasal dari kulit bumi. Energi yang terpakai untuk peluruhan alfa ini sangatlah besar antara 2 sampai 4 Mev tetapi Coulomb Barrier menguranginya sehingga umur unsur yang memancarkan alfa ini dapat diamati. Contoh ${}^{148}_{64}\text{Gd}$ dengan $t_{1/2} = 130$ tahun dan ${}^{147}_{63}\text{Eu}$ dengan $t_{1/2} = 24$ hari.

4.4. TEORI SEMI KLASIK PELURUHAN ALFA.

Menurut teori klasik, suatu partikel tidak mungkin menembus daerah dimana energi potensialnya lebih besar dari energi kinetiknya. Tetapi menurut mekanika kuantum, hal ini mungkin saja terjadi (efek terowongan).

Misalkan suatu partikel dengan massa m dan energi kinetik E menumbuk potensial barrier persegi dengan tinggi V_0

(lihat gambar dibawah ini)



Gambar 4.4 Potensial Barrier persegi satu dimensi (Atam P.Arya hal.208:1966).

Maka menurut mekanika kuantum ,kebolehjadian partilek menembus potensial barrier seperti yang dikatakan oleh Atam P. Arya (Atam P. Arya hal.208:1966) :

" This probability of penetration of the barrier or transparency ,is defined as

$$\begin{aligned} \text{transparency} &= \frac{\text{transmitted intensity}}{\text{incident intensity}} \\ &= \frac{(\text{trnasmitted amplitude})^2}{(\text{incident amplitude})^2} \end{aligned}$$

Dari definisi itu dapat kita tulis :

$$P = \frac{|T|^2}{|I|^2}$$

dimana P adalah transparransi ,T dan I masing-masing adalah amplitudo gelombang yang diteruskan dan yang datang. Untuk daerah I dan III persamaan Schrödiner bebas waktu adalah :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi = 0$$

Solusi dari persamaan itu adalah :

$$\psi_I = Ie^{ikx} + Re^{-ikx}$$

$$\psi_{III} = Te^{ikx}$$

dimana $k = \sqrt{2mE/\hbar^2} = p/\hbar$.

Pada Daerah II ,persamaan Schrodinger yang tidak bergantung waktu

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E) \psi = 0$$

Solusi persamaan ini adalah

$$\psi_I = Ae^{k'x} + Be^{-k'x}$$

dimana $k' = \sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar} = q/\hbar$ dan A, B suatu konstanta.

Untuk menentukan A dan B ini kita menganggap bahwa fungsi itu harus fungsi yang baik (well behaved function).

Dengan menggunakan syarat batas untuk ψ dan $\frac{d\psi}{dx}$ maka dia kontinu pada $x = a$ dan $x = 0$.

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0)$$

$$\psi_I'(0) = \psi_{II}'(0)$$

$$\psi_{II}(a) = \psi_{III}(a)$$

$$\psi_{II}'(a) = \psi_{III}'(a)$$

Dari sini kita akan mendapatkan persamaan :

$$I + R = A + B$$

$$ik(I - R) = k'(A - B)$$

$$Ae^{k'a} + Be^{-k'a} = Te^{ika}$$

$$k'(Ae^{k'a} - Be^{-k'a}) = ikTe^{ika}$$

Dengan mengeliminasi R didapat

$$I = \frac{1}{2} (1 + k'/ik)A + \frac{1}{2} (1 - k'/ik)B$$

$$A = Te^{ika} (1 + ik/k') / 2e^{k'a}$$

$$B = Te^{ika} (1 - ik/k') / 2e^{-k'a}$$

Substitusikan harga A ,B dan $k = p/\hbar$ dan $k' = q/\hbar$,kita akan mendapatkan :

$$I = T/4 e^{ika} (1 + q/ip)(1 + ip/q)e^{-(qa/\hbar)} + (1 - q/ip)(1 - ip/q)e^{(qa/\hbar)}$$

Dari persamaan ini transparansi dapat ditentukan dan ternyata harganya tidak nol seperti menurut teori klasik .

Persamaan diatas dapat disederhanakan dengan memakai asumsi :

$$p/q = \frac{\sqrt{2mE}}{\sqrt{2m(V_0 - E)}} = \sqrt{\frac{E}{V_0 - E}} \approx 1$$

dan $qa/\hbar \gg 1$

Jika asumsi ini dimasukkan kedalam persamaan terakhir kita akan mendapatkan

$$I \approx T e^{ika} e^{qa/\hbar}$$

Dari sini transparansi dapat dihitung

$$P = \frac{|T|^2}{|I|^2} = e^{-(2qa)/\hbar}$$

atau

$$P \approx \exp \left\{ -2a \sqrt{2m(V_0 - E)}/\hbar \right\}$$

Untuk sembarang barrier maka transparansi dapat ditulis

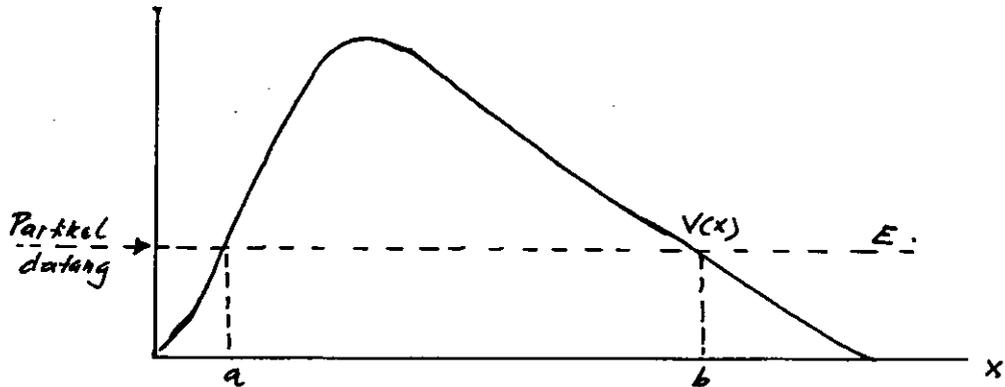
$$P \sim \exp \left\{ -2 \int_a^b \sqrt{\frac{2m(V(x) - E)}{\hbar^2}} dx \right\}$$

atau

$$P = e^{-2\gamma}$$

dimana

$$\gamma = \int_a^b \sqrt{\frac{2m(V(x) - E)}{\hbar^2}} dx$$



Gambar 4.5 Sebuah Partikel Dengan Energi E menembus potensial Barrier $V(x)$.

Menurut Atan P. Arya mengatakan :

" The decay constant, which is defined as the probability of escape per second, is given by
= frequency of hitting the barrier \times transparency".

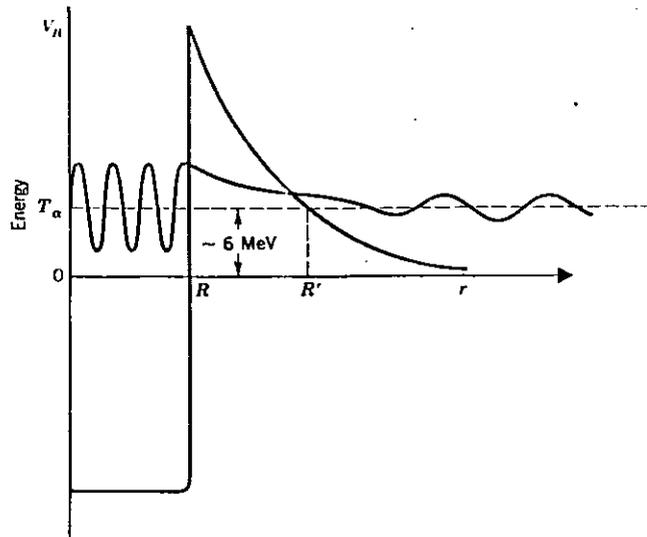
atau $\lambda = wP$

dimana

$$w = v_{in}/2R \approx \frac{10^9}{10^{-12}} \approx 10^{21}$$

v_{in} adalah kecepatan partikel alfa di dalam inti .Jika v adalah kecepatan partikel alfa meninggalkan inti ,maka terdapat hubungan :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m v_{in}^2 &= \frac{1}{2} m v^2 + V_0 \\ &= E_{\alpha} + V_0 \end{aligned}$$



Gambar 4.6 Bentuk Potensial Barrier Inti (Kenneth S.Krane hal.59:1988).

dan P (transparansi)

$$P = e^{-2\gamma}$$

$$= \exp \left\{ -2 \int_a^b \sqrt{\frac{2m (V(r) - E)}{\hbar^2}} dr \right\}$$

dimana $V(r) = 2Ze^2/r$,Z adalah nomor atom inti anak .

Dengan menghitung integral persamaan diatas dan menggabungkannya dengan konstanta peluruhan didapat :

$$\lambda = 1/\kappa \approx \frac{v_{in}}{R} e^{-2\gamma}$$

dimana

$$\gamma = \left(\frac{2mZe^2}{\hbar^2} \right)^{1/2} \left\{ \cos^{-1} \left(\frac{R}{b} \right)^{1/2} - \left(\frac{R}{b} - \frac{R^2}{b^2} \right)^{1/2} \right\}$$

Harga teoritis λ dengan hasil eksperimen berbeda 10^3 .

Karena itu persamaan tersebut tidak baik untuk menentukan

Akan tetapi karena τ amat peka terhadap R maka pengetahuan secara kasar τ memberikan harga R yang cukup teliti . Dengan cara inilah Perlman dan Ypsilantis menentukan jari-jari inti yang menghasilkan $r_0 = 1,48 \cdot 10^{-13}$ Cm .

Hal diatas diterangkan oleh G.Gamow , R.Gurney dan E.Condon.

4.5. KELEMAHAN TEORI GAMOW

Beberapa kelemahan teori Gamow adalah :

- 1) Kebolehjadian pembentukan partikel alfa di dalam inti tidak diperhitungkan . Setelah diperhitungkan ternyata

$$\frac{v_{in}}{2R} \approx 10^{15}$$

- 2) Kemungkinan pemancaran partikel alfa dengan $l \neq 0$ tidak diperhitungkan .

Untuk $l \neq 0$ disamping potensial Coulomb harus ditambahkan potensial sentripugal sebesar :

$$v_s = \frac{l(l+1)}{r^2}$$

Perbandingan antara kedua potensial barrier ini adalah :

$$\frac{\text{Sentripugal Barrier}}{\text{Coulomb Barrier}} \approx 0.062 l(l+1)$$

Dengan koreksi-koreksi tersebut maka hasil perhitungan teoritis τ lebih mendekati hasil eksperimen .

BAB V

PELURUHAN BETA

Peluruhan beta ditemukan pada akhir abad kesembilan belas . Pada waktu itu ditunjukkan bahwa beberapa isotop radioaktif alam memancarkan partikel-partikel yang bermuatan negatif .

Akan tetapi percobaan-percobaan fundamental yang menunjukkan secara langsung proses tersebut, yakni peluruhan neutron baru dapat dilakukan pada tahun 1945 setelah adanya reaktor. Deteksi neutrino secara langsung baru mungkin setelah adanya liquid scintillator . Sedangkan percobaan peluruhan beta yang menyangkut orientasi nuklir baru dapat dikembangkan setelah teknik suhu rendah (cryogenics) dapat dikuasai. Tetapi bidang teori ini juga mengalami kemacetan-kemacetan. Untuk menerangkan spektrum beta Pauli mengajukan hipotesis adanya neutrino .

Pada tahun 1934, Fermi mengajukan teorinya mengenai peluruhan beta yang sampai sekarang masih dianggap betul .

Untuk memperluas teori Fermi , Lee dan Yang membuktikan bahwa pada peluruhan beta tidak berlaku hukum kekekalan paritas . Perkembangan yang lambat dari peluruhan beta dapat dimaklumi karena menyangkut bukan saja struktur ini tetapi juga interaksi yang menyebabkan peluruhan itu .

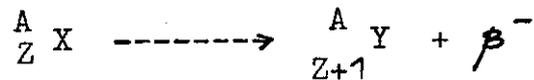
Ada tiga jenis dari peluruhan beta . Seperti yang dikatakan oleh Atan P. Arya (Atan P. Arya hal.222:1966) :

" There are three types that are called beta decay: (i) the nucleus decaying by electron emission, or negaton emission, denoted by β^- , (ii) the nucleus decaying by positron emission, denoted by β^+ and (iii) the capture of an extra nuclear electron by the nucleus, called electron capture ."

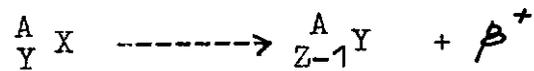
Ketiga proses tersebut disebut transformasi isobarik , karena A tidak berubah atau $\Delta A = 0$.

Ketiga proses itu dapat ditulis :

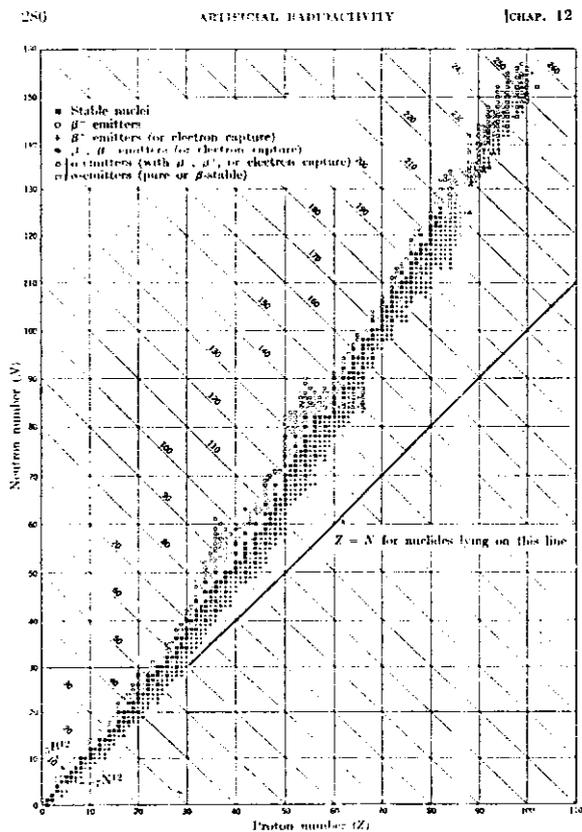
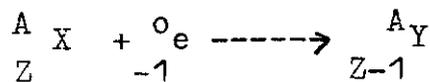
1) Pemancaran elektron (β^-)



2) Pemancaran Positron (β^+)

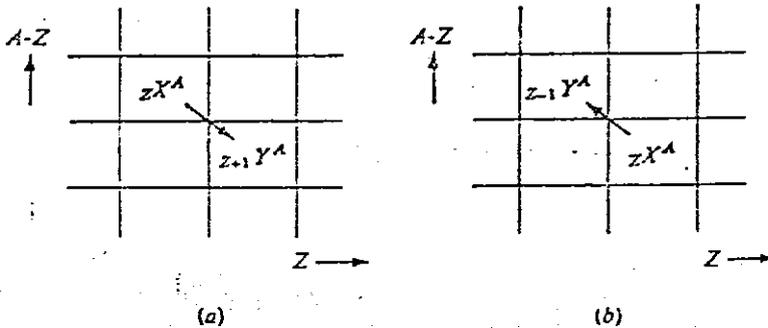


3) Penangkapan elektron



Gambar 5.1 Hubungan Antara Jumlah Proton dan Neutron (Kaplan hal.286:1963).

Gambar diatas menunjukkan grafik antara $N = A - Z$ dengan Z . Daerah yang bergaris adalah daerah inti-inti yang stabil. Apabila suatu inti berada diluar daerah tersebut, maka inti itu akan meluruh sampai menjadi stabil. Jika inti tersebut berada disebelah kiri daerah stabil, ia akan memancarkan partikel β^- (elektron). Sedangkan jika ia berada disebelah kanan maka ia akan memancarkan β^+ (positron) atau menangkap elektron (E.C) sampai mencapai stabil.



Gambar 5.2 Pergeseran Posisi diagram N-Z pada proses (a) peluruhan β^- dan (b) β^+ atau penangkapan elektron (Atam P.Arya hal.226:1966).

5.1.SYARAT TERJADINYA PELURUHAN SPONTAN

Atam P.Arya mengatakan (Atam P.Arya hal.224:1966):

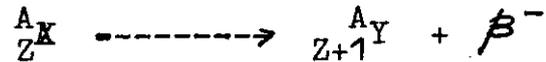
" Beta decay will occur only if the energy available in transition is sufficient to create an electron or positron ."

Jadi bila energinya cukup memadai maka peluruhan itu akan terjadi .

Syarat terjadinya peluruhan beta ini dapat dibagi atas jenis partikel yang dipancarkannya, yaitu :

A. Pemancaran elektron

Untuk pemancaran elektron dapat ditulis :



Misalkan massa inti X adalah M_p dan massa Y adalah M_d serta massa diam elektron m_e . Energi kinetik awal X dalam keadaan diam sama dengan nol. Bila K_d dan K_e masing-masing energi kinetik Y dan elektron. Dari hukum kekekalan energi dapat ditulis :

$$\begin{aligned} M_p c^2 &= M_d c^2 + m_e c^2 + K_d + K_e \\ &= M_d c^2 + m_e c^2 + Q \end{aligned}$$

dimana

$$\begin{aligned} Q &= K_d + K_e \\ &= (M_p - M_d - m_e) c^2 \end{aligned}$$

Apabila $M(Z)$ dan $M(Z+1)$ adalah massa atom induk dan atom anak maka

$$M(Z) = M_p + m_e Z$$

Disini energi ikat elektron diabaikan. Selain itu dapat juga ditulis :

$$M(Z+1) = M_d + (Z+1)m_e$$

Dari persamaan $Q = K_d + K_e$ didapat :

$$Q = (M_p - M_d - m_e) c^2$$

$$Q = (M(Z) - m_e Z - M(Z+1) + m_e(Z-1) - m_e)c^2$$

$$= (M(Z) - M(Z+1))c^2$$

Syarat terjadinya peluruhan spontan $Q > 0$, jadi

$$(M(Z) - M(Z+1))c^2 > 0$$

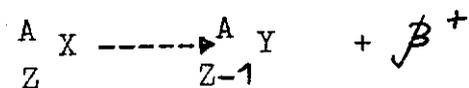
Atau

$$M(Z) > M(Z+1)$$

dengan A tetap.

B. Pemancaran Positron (β^+)

Untuk pemancaran positron berlaku



$$Q = K_d + K_e$$

$$= (M_p - M_d - m_e)c^2$$

$$= (M(Z) - m_e Z - M(Z-1) + m_e(Z-1) - m_e)c^2$$

$$= (M(Z) - M(Z-1) - 2m_e)c^2$$

Syarat terjadinya peluruhan spontan $Q > 0$

Jadi syarat terjadinya pemancaran positron adalah :

$$M(Z) > M(Z-1) + 2m_e$$

C. Penangkapan Elektron

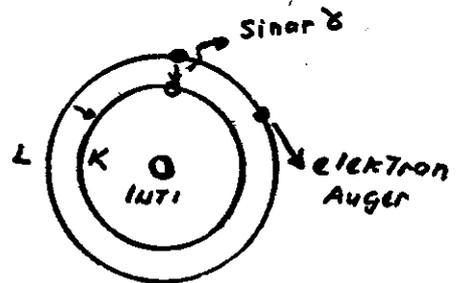
Elektron dalam kulit K adakalanya masuk kedalam

inti dan ditangkap . Elektron yang ditangkap itu meninggalkan lubang dalam kulit K , sehingga terjadi transisi elektron dari kulit L untuk mengisi lubang tersebut (lihat gambar)

Akibat transisi itu dipancarkan sinar -X yang energinya dapat dihitung dari :

$$h\nu_K = E_K - E_L$$

E_K dan E_L masing-masing adalah energi elektron di kulit K dan L



Gambar 5.3 Penangkapan elektron K dan Pemancaran elektron Auger dari kulit L .

Kadang-kadang sinar - X yang dipancarkan berinteraksi dengan elektron dalam kulit L atau lainnya, sehingga dipancarkan elektron yang dinamakan elektron Auger (Kaplan hal.287: 1963). Energikinetik elektron Auger dari kulit L dapat dihitung dari

$$\begin{aligned} K_e &= h\nu_K - E_L \\ &= E_K - E_L - E_L \\ &= E_K - 2E_L \end{aligned}$$

Penangkapan elektron tak dapat dideteksi secara langsung melainkan biasanya dengan mendeteksi elektron Auger yang dipancarkan pada waktu terjadinya penangkapan elektron . Syarat terjadinya penangkapan elektron adalah :

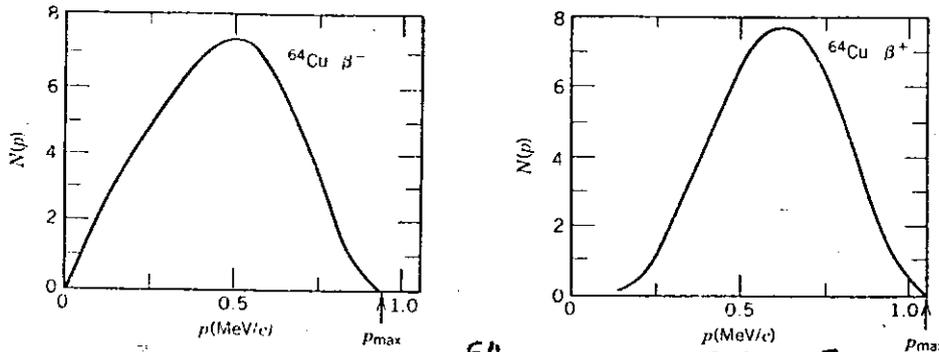
$$Q = (M(Z) - M(Z-1))c^2 > 0$$

Atau

$$M(Z) > M(Z - 1)$$

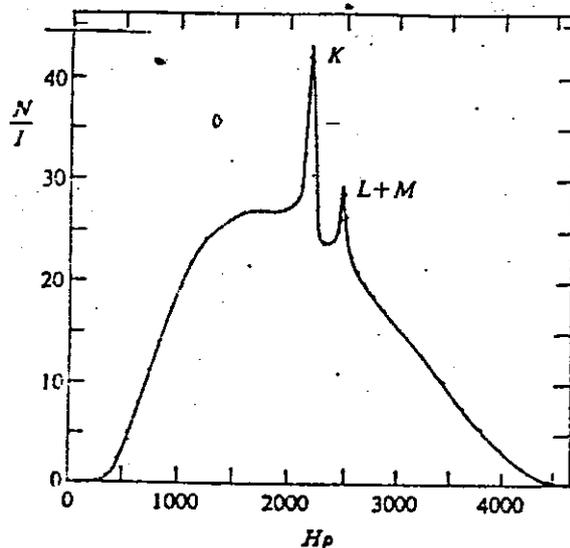
5.2. SPEKTRUM BETA

Spektrum partikel beta yang dipancarkan dalam suatu peluruhan ditentukan dengan alat beta spektrometer. Hasil pengukuran spektrum beta beberapa isotop dapat dilihat dalam gambar dibawah ini .



Gambar 5.4 Spektrum dari ^{64}Cu untuk (a) β^- dan (b) β^+ (Kenneth S. Krane hal.281:1988).

Berbeda dengan spektrum partikel alpha dan gamma ,spektrum beta kontinu . Partikel beta mempunyai energi antara nol sampai suatu harga maksimum .Sebenarnya keadaan inti sebelum dan sesudah meluruh tertentu,tentu energi disintegrasi juga tertentu pula .Oleh sebab itu spektrum beta harus diskrit .Tetapi eksperimen menunjukkan bahwa spektrum beta itu kontinu (lihat gambar dibawah ini.)



Gambar 5.5 Spektrum Beta dari ^{198}Au (Atam Arya hal.244:1966).

MILIK UPT PERPUSTAKAAN
IKIP PADANG

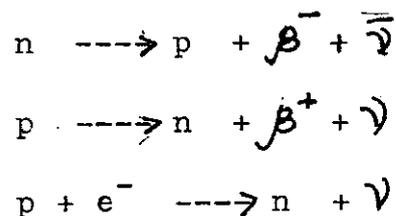
Untuk menerangkan hal ini Pauli telah membuat hipotesis . Menurut Pauli bersma-sama dengan partikel beta terdapat pula partikel lain yang dipancarkan. Partikel ini harus netral, mempunyai spin stengah dan massa diamnya sama dengan nol . Partikel ini sangat sukar dideteksi secara langsung dan dinamakan neutrino .

Untuk memenuhi hukum kekekalan energi maka haruslah :

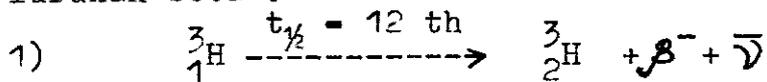
$$\begin{aligned} Q &= E_{\beta} + E_{\nu} \\ &= E_{\text{maks}} \end{aligned}$$

E_{β} dan E_{ν} masing-masing adalah energi partikel beta dan neutrino, sedangkan E_{maks} adalah energi maksimum partikel beta . Apabila $E_{\beta} = 0$ maka E_{ν} akan mencapai maksimum . Dengan hipotesis ini maka bentuk spektrum beta dapat diterangkan, tetapi waktu itu neutrino belum dapat dideteksi secara langsung . Baru setelah adanya liquid scintillator neutrino dapat dideteksi secara langsung, yakni oleh Reines dan Cowan (1953) .

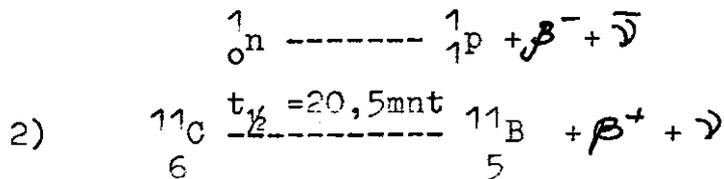
Ketiga macam peluruhan beta yakni peluruhan β^{-} , β^{+} dan penangkapan elektron dapat dianggap sebagai transformasi neutron menjadi proton atau sebaliknya . Sehingga peluruhan beta dapat ditulis :



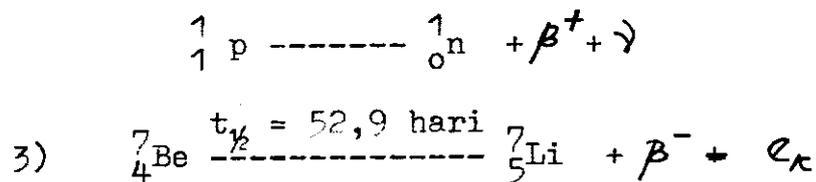
ν dan $\bar{\nu}$ masing-masing adalah neutrino dan anti neutrino. Untuk jelasnya dibawah ini diberikan beberapa contoh peluruhan beta .



Proses yang terjadi adalah



Proses yang terjadi adalah



Proses yang terjadi



Perbedaan antara neutrino dan antineutrino dapat kita lihat seperti yang dikatakan oleh Krane (Keneth S.Krane hal.297:1988) :

" We are thus resolved to the fact that ν and $\bar{\nu}$ are different particle, but we have not yet specified just what is fundamental property that distinguishes ν from $\bar{\nu}$. Experimentally, there is one property : all ν have their spin vectors parallel to their momentum vectors, while all $\bar{\nu}$ have spin opposite to momentum."

Sifat seperti ini disebut dengan Helisitas .Menurut Atam

P.Arya mengatakan bahwa (Atam P.Arya hal.249:1966):

"Helicity or spirality is defined as the cosine of the angle between the spin angular-momentum vector and linier momentum vector ."

Dari defenisi itu dapat kita tilis :

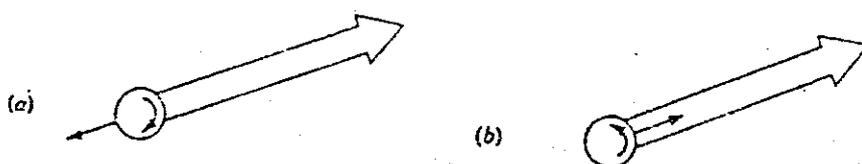
$$\text{Helisitas} = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{\sigma} \cdot \vec{p}|}$$

dimana $\vec{\sigma}$ dan \vec{p} masing-masing adalah spin pauli dan momentum linier . Selanjutnya Atam P.Arya mengatakan (Atam P. Arya hal.249:1966) :

" the neutrino has -1 helicity while the antineutrino has +1 ."

Jadi

$$\text{Helisitas} = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{\sigma} \cdot \vec{p}|} \begin{cases} + 1 & \text{antineutrino} \\ -1 & \text{neutrino} \end{cases}$$

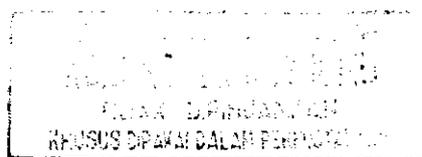


Gambar 5.6 Model dari (a) Neutrino dan (b) Antineutrino (Atam P. Arya hal.249:1966).

Untuk menentukan apakah neutrino atau antineutrino yang dipancarkan dalam peluruhan beta ,maka dapat digunakan hukum kekekalan lepton .

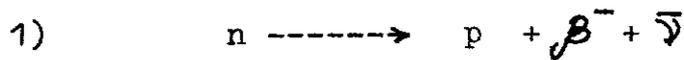
Hukum Kekekalan Lepton

Lepton adalah partikel ringan seperti elektron, positron,neutrino dan sebagainya . Lepton diberi bilangan



yaitu bilangan lepton . Bilangan lepton adalah +1 ,sedangkan antilepton -1 .Partikel-partikel yang bukan termasuk lepton mempunyai bilangan lepton = 0 .

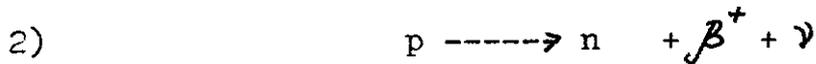
Dalam suatu reaksi jumlah bilangan lepton kekal . Sebagai contoh diberikan beberapa reaksi :



bilangan lepton

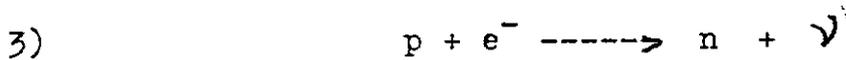
$$0 \qquad \underbrace{0 \quad +1 \quad -1}_{0}$$

jumlah bilangan lepton $0 = 0$



bilangan lepton $0 \qquad 0 \quad -1 \quad +1$

Jumlah bilangan lepton $0 = 0$



bilangan lepton $0 + 1 \qquad 0 + 1$

jumlah bil.lepton $+1 = +1$

5.3.KLASIFIKASI BERBAGAI INTERAKSI DALAM FISIKA

Dalam ilmu fisika dikenal empat macam interaksi ,yakni:

- 1) Interaksi gravitasi
- 2) interaksi elektromagnetik
- 3) interaksi nuklir
- 4) interaksi lemah

Gaya tarik menarik antara dua massa dikenal sebagai gaya gravitasi, gaya yang dialami oleh suatu muatan listrik dalam medan elektromagnetik adalah gaya elektromagnetik .

Sedangkan gaya yang mengikat neutron dan proton dalam inti disebut gaya nuklir. Interaksi inilah yang juga menyebabkan terjadinya peluruhan alpha. Peluruhan beta disebabkan karena adanya suatu interaksi yang sangat lemah dan dinamakan dengan interaksi lemah .

Untuk membandingkan besarnya keempat macam interaksi itu diambil interaksi sebagai standar (Krane hal.285:1988).

Macam Interaksi	Besarnya dibandingkan dengan interaksi nuklir
1. Nuklir	1
2. Elektromagnetik	10^{-2}
3. Lemah	10^{-13}
4. Gravitasi	10^{-39}

Tabel perbandingan Berbagai interaksi

5.4. TEORI ELEMENTER PELURUHAN BETA

Dalam tahun 1934 Fermi telah mengajukan teori peluruhan beta berdasarkan hipotesis Pauli . Suatu teori yang modern telah diajukan Lee dan Yang dalam tahun 1956. Disini dibahas teori elementer yang diajukan oleh Fermi . Dalam teorinya Fermi memakai asumsi ,seperti yang dikatakan oleh Atam P.Arya (Atam P.Arya hal.258:1966) :

" Fermi's theory of beta decay is based on the following assumption :

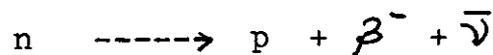
- (a) Because the electron and the neutrino cannot exist inside the nucleus, they must be created at the time of disintegration. According to Fermi there exist an interaction between

the nucleon, electron, and neutrino that causes the transformation of a neutron into a proton with a simultaneous emission of an electron and a neutrino. A beta transition is analogous to a gamma transition with the "electron-neutrino field" acting in place of electromagnetic field.

(b) The interaction is very weak and has a very short range. At most the range is of the order of nuclear dimensions, or it may be a "point" interaction. This interaction may depend on the spin states of the particles but not on their linear or angular momentum. The interaction is completely symmetric in emission and absorption, as well as in the sign of the charge."

Asumsi Fermi ini dapat disimpulkan sebagai berikut :

- 1) Karena elektron/positron dan neutrino tidak ada di dalam inti maka mereka harus dibentuk dahulu pada waktu disintegrasi :



Menurut Fermi ada interaksi antara nukleon dengan medan yang menyebabkan transformasi dari neutron ke proton. Jadi ada interaksi antara medan elektron-neutrino dengan nukleon. Hal ini analog dengan transisi gamma, dimana medan elektromagnetik berinteraksi dengan nukleon.

- 2) Interaksinya lemah dan berjangkauan pendek.

Kebolehjadian pemancaran partikel beta persatuan waktu dengan momentum antara p dan $p+dp$ dapat dihitung dari:

$$N(p)dp = \frac{2\pi}{h} \left| \langle f | H_{op} | i \rangle \right|^2 \frac{dn}{dE_{\beta}}$$

$H_{if} = \langle f | H_{op} | i \rangle$ adalah elemen matriks untuk transisi tersebut dan H_{op} adalah operator interaksi yang menyebabkan interaksi. dn/dE_{β} adalah faktor statistik yang

menyatakan jumlah keadaan akhir persatuan energi atau rapat energi persatuan volume .

Jumlah total keadaan partikel yang dikeluarkan dengan momentum antara p dan $(p + dp)$ sebanding dengan volume kulit bola dalam ruang momentum dengan jari-jari p dan tebal dp atau sebanding dengan $4\pi p^2 dp$. Ingat kembali prinsip ketidak pastian Heisenberg $\Delta x \Delta p \geq \hbar$, maka ketidak pastian kedudukan partikel adalah

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \geq \hbar^3$$

Selanjutnya kita anggap $\Delta x \Delta y \Delta z = 1$ dan $\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = \hbar^3$

Dengan demikian jumlah satuan sel yang ada dalam volume $4\pi p^2 dp$ adalah $4\pi p^2 dp / \hbar^3$, maka jumlah elektron yang dipancarkan dengan momentum antara p_β dan $p_\beta + dp_\beta$ dan neutrino dengan momentum antara p_γ dan $p_\gamma + dp_\gamma$ adalah

$$dn_e = 4\pi p_\beta^2 dp_\beta / \hbar^3$$

dan

$$dn_\gamma = 4\pi p_\gamma^2 dp_\gamma / \hbar^3$$

Total jumlah keadaan elektron dan neutrino adalah

$$dn = 16 \pi^2 / \hbar^6 (p_\beta^2 p_\gamma^2 dp_\beta dp_\gamma)$$

Sedangkan energinya

$$E_\beta + E_\gamma = E_{\text{maks}}$$

Anggap massa diam neutrino adalah nol dan E adalah

$$E_\gamma = p c$$

Dari persamaan-persamaan diatas dihasilkan

$$(m_0^2 c^4 + p_\beta^2 c^2)^{1/2} + p_\nu c = (m_0^2 c^4 + p_{\beta \text{ maks}}^2 c^2)^{1/2}$$

dan

$$dE_\nu = c dp_\nu = -dE_\beta$$

Dengan demikian kita akan mendapatkan

$$\frac{dn}{dE_\beta} = \frac{p_\beta^2 (E_{\text{maks}} - E_\beta)^2}{4\pi^4 c^3 h^6} dp_\beta$$

Untuk menentukan H_{op} , Fermi telah memakai analogi dari elektrostatis. Dalam elektrostatis, energi potensial dinyatakan dengan

$$V = e\phi$$

dimana e adalah muatan elektron dan ϕ potensial.

Berdasarkan analogi itu, Fermi telah mengambil

$$H_{\text{op}} = g \phi_\beta \phi_\nu$$

dan g adalah suatu konstanta interaksi lemah, ϕ_β dan ϕ_ν masing-masing adalah fungsi gelombang elektron dan neutrino. Neutrino dapat dianggap sebagai partikel bebas, karena interaksinya lemah sekali, jadi :

$$\phi_\nu = e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}}$$

dan $\vec{q} = \vec{p}_\nu / h$, sedangkan p_ν adalah momentum linier neutrino. Elektron yang dipancarkan mempunyai kecepatan tinggi, sehingga efek elektrostatis (interaksi Coulomb) diabaikan.

Maka

$$\phi_{\beta} = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

dimana $\vec{k} = \vec{p}_{\beta} / \hbar$, p_{β} adalah momentum linier partikel beta.

Dari persamaan diatas didapat :

$$|H_{if}|^2 = g^2 \left| \langle f | e^{i(\vec{k} + \vec{q}) \cdot \vec{r}} | i \rangle \right|^2$$

Sehingga

$$N(p) dp = \frac{g^2 |M|^2}{2i^3 c^3 \hbar^7} (E_{\text{maks}} - E_{\beta})^2 p_{\beta}^2 dp_{\beta}^2$$

Dengan .

$$M = \langle f | e^{i(\vec{k} + \vec{q}) \cdot \vec{r}} | i \rangle$$

Konstanta g dapat ditentukan dan hasilnya adalah (Atam P. Arya hal.261:1966) :

$$g = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ erg cm}^3$$

Untuk perbandingan harga konstanta gandengan untuk interaksi lemah, interaksi elektromagnetik dan interaksi nuklir. Untuk interaksi lemah, konstanta gandengan mempunyai harga $g^2/\hbar c \approx 10^{-13}$, untuk interaksi elektromagnetik $e^2/\hbar c \approx 10^{-2}$, dan untuk interaksi nuklir $f^2/\hbar c \approx 1$.

5.5. TRANSISI YANG DIPERBOLEHKAN

Kebolehjadian pemancaran partikel beta tergantung pada harga M. Kita uraikan deret

$$e^{i(\vec{k} + \vec{q}) \cdot \vec{r}} = 1 + i(\vec{k} + \vec{q}) \cdot \vec{r} - \frac{((\vec{k} + \vec{q}) \cdot \vec{r})^2}{2!} + \dots$$

Biasanya nilai k dan q kecil, sedangkan fungsi gelombang hanya mempunyai arti didalam inti, sehingga untuk partikel

dengan energi beberapa Mev berlaku :

$$(\vec{k} + \vec{q}) \cdot \vec{r} \approx 1/10$$

Sehingga

$$e^{i(\vec{k} + \vec{q}) \cdot \vec{r}} \approx 1$$

Jadi

$$\begin{aligned} M &= \langle f | i \rangle \\ &= \int \psi_f^* \psi_i \, d\tau \end{aligned}$$

ψ_i dan ψ_f masing-masing adalah fungsi gelombang sistim awal dan akhir inti.

Meskipun ψ_i dan ψ_f tidak tahu tetapi diketahui bahwa fungsi gelombang tersebut adalah eigenfunction dari operator spin inti I , Jadi :

$$M = 0, \text{ kecuali jika } I_i \text{ dan } I_f \text{ tak berubah atau}$$

$$\Delta I = 0$$

Keadaan tersebut dinamakan transisi yang diperbolehkan.

Jadi kaidah seleksi Fermi adalah

$$\Delta I = 0 ; \text{ tidak}$$

disini tidak berarti tidak ada perubahan paritas .

5.6. KURIE PLOT

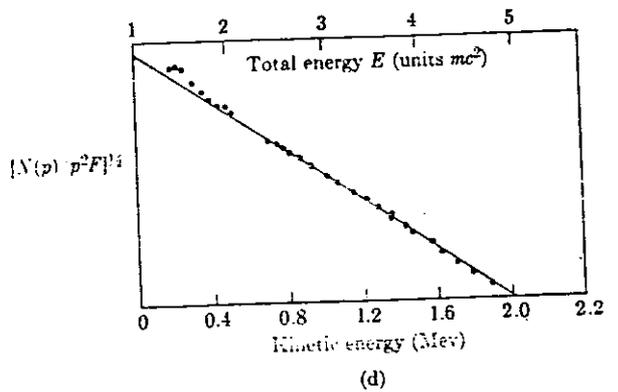
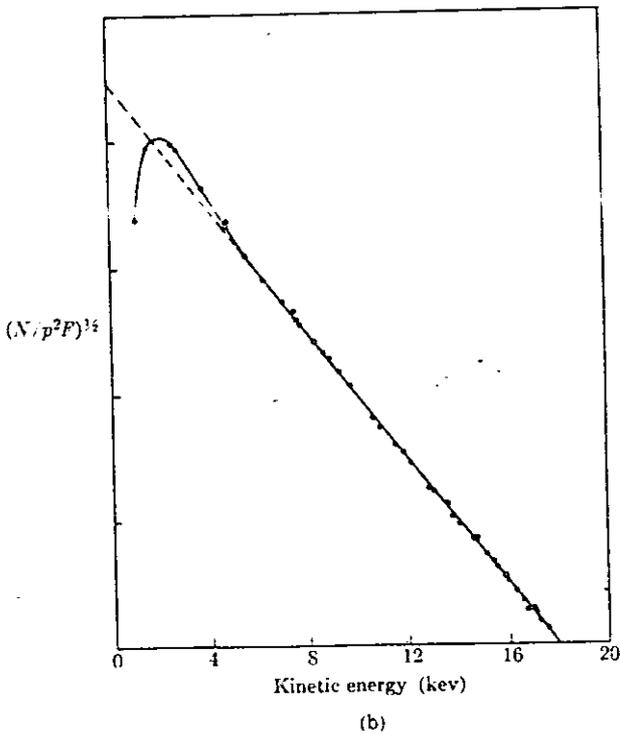
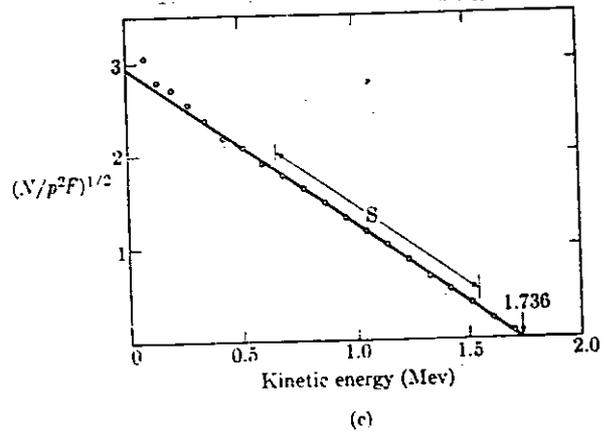
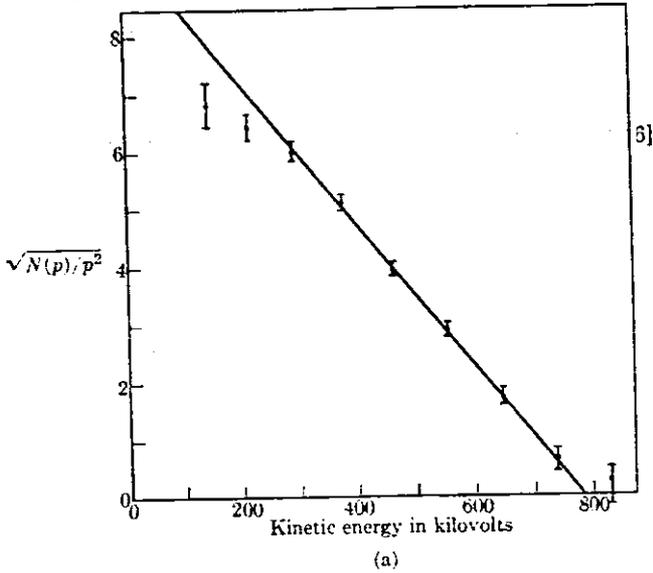
Untuk transisi yang diperbolehkan berlaku :

$$\frac{N(p)^{1/2}}{p^2} = C (E_{\text{maks}} - E_\beta)$$

dimana

$$C = \frac{g |M|}{(2\pi^3 c^3 \hbar^7)^{1/2}}$$

Apabila digambarkan grafik $\frac{N(p)}{p^2}^{\frac{1}{2}}$ lawan E , akan didapat garis lurus yang berpotongan dengan sumbu E dan menghasilkan E_{maks} . Grafik ini dinamakan Fermi-Kurie Plot atau Kurie plot saja. Gambar dibawah ini Kurie plot untuk peluruhan neutron, ^3H , ^{15}O dan ^{114}In .



Gambar 5.7 Kurie Plot untuk peluruhan (a) Neutron (b) Tritium, (c) ^{15}O dan (d) ^{114}In (Kaplan 366, 367:1968)

5.7. PENGARUH INTERAKSI COULOMB PADA PELURUHAN BETA

Interaksi Coulomb mempengaruhi pemancaran β^- dan β^+ . Untuk β^- , interaksi Coulomb menghalangi pancaran, sedangkan untuk β^+ justru mendorongnya. Pengaruh ini dapat dilihat dalam spektrum pancaran β^- dan β^+ . Koreksi interaksi Coulomb dinyatakan dengan faktor Coulomb $F(Z, p)$:

$$F(Z, p) = \frac{2\pi\delta}{1 - e^{-2\pi\delta}}$$

dan

$$\delta = + \frac{Ze^2 E_{\text{maks}}}{\hbar c^2 p}$$

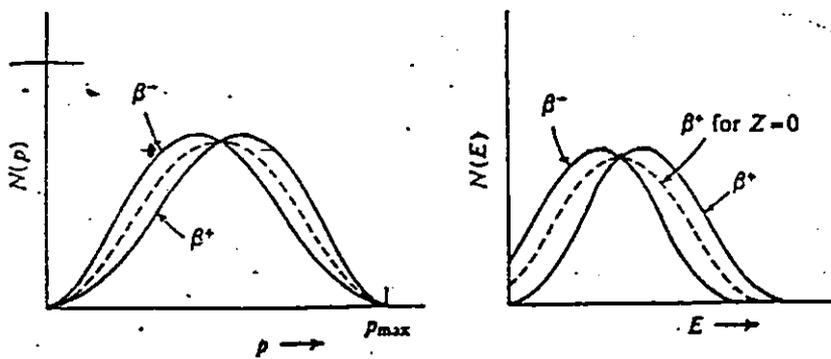
Tanda (+) untuk pemancaran elektron (β^-) sedangkan tanda (-) untuk pemancaran positron (β^+).

Maka kebolehdjian pemancaran partikel beta jika pengaruh interaksi Coulomb diperhitungkan menjadi (Atam P. Arya hal. 262:1966) :

$$N(p)dp = \frac{g^2 |M|^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} F(Z, E) (E_{\text{maks}} - E_{\beta})^2 p_{\beta}^2 dp_{\beta}$$

Dan Kurie plot setelah dikoreksi menjadi :

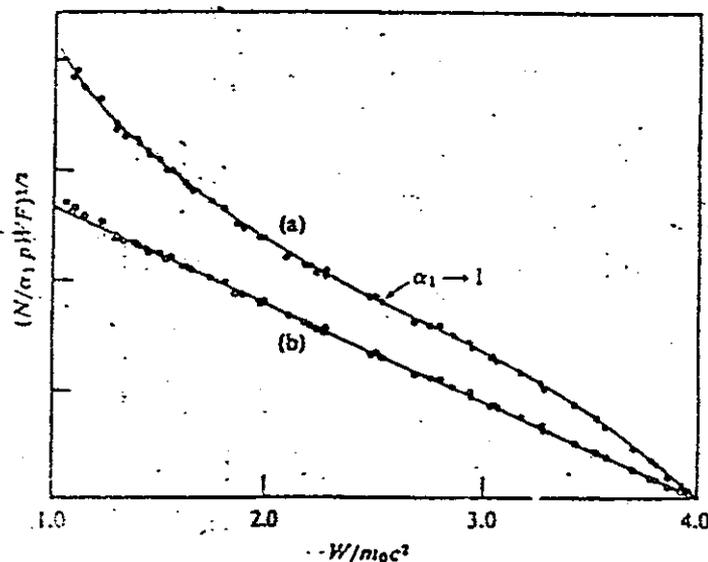
$$\left[\frac{N(p)}{F(Z, E)p^2} \right]^{1/2} = C (E_{\text{maks}} - E_{\beta})$$



Gambar 5.8. Pengaruh Interaksi Coulomb Pada bentuk spektrum β^- dan β^+ (Atam P.Arya hal.263: 1966).

5.8. TRANSISI TERLARANG

Adakalanya pemancaran beta tidak memberikan Kurie plot yang lurus seperti transisi yang diperbolehkan. Hal ini disebabkan karena elemen matriks tergantung pada energi (E). Gambar dibawah ini menunjukkan peluruhan ^{91}Y , dimana Kurie-plotnya tidak merupakan garis lurus.



Gambar 5.9. Kurie Plot Untuk ^{91}Y (Atam P.Arya hal. 265:1966).

Transisi ini dinamakan transisi terlarang pertama (First-forbidden transtion).Hal ini dapat diterangkan sebagai berikut :

$$\begin{aligned}
 M &= \langle f | e^{i(\vec{k}+\vec{q})\cdot\vec{r}} | r \rangle \\
 &= \langle f | i \rangle + \langle f | i(\vec{k}+\vec{q})\cdot\vec{r} | i \rangle - \frac{\langle f | ((\vec{k}+\vec{q})\cdot\vec{r})^2 | i \rangle}{2!} + \dots
 \end{aligned}$$

Misalkan $\langle f | i \rangle = 0$.Karena kaidah seleksi tak dipenuhi ($\Delta I \neq 0$) maka suku kedua dan ketiga belum tentu sama dengan nol , dan hal ini memungkinkan adanya transisi, walau pun menurut kaidah seleksi transisi itu dilarang.

Jadi jika suku pertama sama dengan nol, sedangkan suku kedua tidan sama dengan nol maka transisi tersebut dinamakan transisi terlarang pertama. Jika suku pertama dan kedua sama dengan nol ,sedangkan suku ketiga tidak maka transisi itu disebut dengan transisi terlarang kedua dan seterusnya.

5.9. LAJU PELURUHAN

$N(p)dp$ adalah keboleh jadian pemancaran beta perdetik dengan momentum antara p dan $p + dp$.Maka laju peluruhan dapat dihitung dari :

$$\begin{aligned}
 \lambda &= \frac{1}{\tau} = \int_0^{p_{maks}} N(p)dp \\
 &= \frac{g^2 |M|^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, E_{maks})
 \end{aligned}$$

dan

$$f(Z, E_{\text{maks}}) = \int_0^{P_{\text{maks}}} F(Z, E) \left(\frac{E_{\text{maks}} - E}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{p}{mc} \right)^2 \frac{dp}{mc}$$

Apabila $\frac{P_{\text{maks}}}{mc} \gg 1$ atau $\frac{E_{\text{maks}}}{mc} \gg 1$ dan $F(Z, E) \approx 1$, maka dapat dibuktikan bahwa :

$$f(Z, E_{\text{maks}}) \approx \text{tetapan} \times E_{\text{maks}}^3$$

atau

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \propto E_{\text{maks}}^5$$

Sehingga dapat kita tulis :

$$f \tau = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{g_m^2 m^5 c^4 |M|^2} = \frac{\text{tetapan}}{|M|^2}$$

Jika $t_{1/2}$ adalah waktu paruh peruluan beta, maka dapat dituliskan :

$$f t_{1/2} = \frac{\text{tetapan}}{|M|^2}$$

$f t_{1/2}$ dinamakan komparatif half life (Atam P.Arya ha.267:1966), yakni waktu paruh yang telah dikoreksi dengan Z dan E .

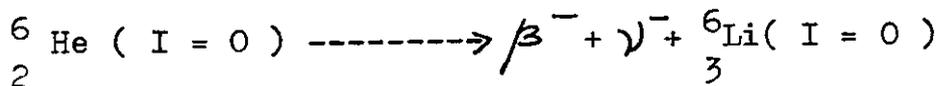
5.0. KAJIAN SELEKSI GAMOW - TELLER

Beberapa inti menunjukkan transisi diperbolehkan, walaupun kaidah seleksi tak dipenuhi . Menurut Atam P.Araya (Atam

P.Arya hal.272:1966):

" if they are emitted antiparallel, the total spin is zero we call them Fermi transitions. Similarly if they are emitted with spins parallel, resulting in a total of 1, we called them Gamow-Teller transition ."

Dari yang dikemukakan diatas jelas bagi kita beda transisi Fermi dan transisi Gamow-Teller .Sekarang kita lihat contoh berikut yaitu pada peluruhan ${}^6_2\text{He}$:



Disini $\Delta I=1$ (kaidah seleksi Fermi tidak terpenuhi).

Hal ini dapat diterangkan dengan kaidah seleksi Gamow-Teller. Menurut Gamow-Teller ,interaksinya berbeda dengan yang telah diajukan Fermi sehingga elemen matriksnya

$$M = \int \psi_f^* \vec{\sigma} \psi_i d\tau$$

Hal ini memberikan kaidah seleksi baru. Kaidah seleksi itu adalah kaidah seleksi Gamow-Teller ,dimana :

$$\Delta I = 0, \pm 1 \quad (\text{bukan } 0 \rightarrow 0) ; \text{"tidak" .}$$

Disini bukan $0 \rightarrow 0$ berarti transisi dengan I_i (awal)= 0 ke I_f (akhir) = 0 terlarang mutlak .

BAB VI

PELURUHAN GAMMA

6.1. TEORI PELURUHAN GAMMA

Inti-inti yang dihasilkan dari peluruhan alpha dan beta biasanya berada dalam tingkat eksitasi . Transisi ketingkat dasar menimbulkan pemancaran sinar gamma . Peluruhan gamma disebabkan oleh adanya interaksi medan elektromagnetik dengan nukleon . Secara klasik, radiasi elektromagnetik dipancarkan apabila ada muatan yang berosilasi atau arus yang mengalir secara periodik . Jumlah foton yang dipancarkan perdetik persatuan sudut ruang dengan frekuensi $\nu = \omega/2\pi$ adalah :

$$Q(\theta, \varphi) = \frac{r^2}{\hbar \omega} \vec{S}$$

\vec{S} adalah harga rata-rata vektor poynting . Untuk menentukan $Q(\theta, \varphi)$ maka \vec{S} harus ditentukan terlebih dahulu . Apabila sumber radiasi berupa arus yang berubah secara periodik, maka harga rata-rata vektor poynting adalah :

$$\vec{S} = \frac{\vec{k} k}{2\pi r^2 c} \left| \int \vec{J}_l(r') e^{ik \cdot r'} d\tau' \right|^2$$

\vec{r} dan \vec{r}' masing-masing adalah koordinat medan dan sumber . Dalam mekanika kuantum $\vec{J}(\vec{r}, t)$ tidak kontinu, melainkan terdiri dari partikel-partikel dengan massa m , muatan e dan momentum \vec{p} sehingga

$$Q(\theta, \varphi) = \frac{w}{2\pi \hbar c^3} \left| \langle f | H_{op} | i \rangle \right|^2$$

dan

$$H_{op} = \sum_{s=1}^N e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'_s} \frac{e_s}{M_s} (p'_{\perp op})_s$$

sedangkan

$$p'_{\perp op} = \frac{\hbar}{i} \nabla'_{\perp}$$

Untuk radiasi ini, dimensi radiator $\ll r$, sehingga

$$\begin{aligned} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} &= 1 - i(\vec{k} \cdot \vec{r}') - \frac{1}{2}(\vec{k} \cdot \vec{r}')^2 + \dots \\ &= \left(\frac{-i \vec{k} \cdot \vec{r}'}{(\ell-1)!} \right)^{\ell-1} ; \ell = 1, 2, 3, \dots \end{aligned}$$

Maka

$$Q(\theta, \varphi) = \frac{w}{2\pi \hbar c^3} \left| \sum \int \psi_f^* \frac{(-i \vec{k} \cdot \vec{r}')^{\ell-1}}{(\ell-1)!} \frac{e_s}{M_s} (p'_{\perp op}) \psi_i \sigma \tau \right|^2$$

Jadi $Q(\theta, \varphi)$ terdiri dari radiasi multipol listrik 2^ℓ dan multipol magnetik $2^{\ell-1}$

$Q_1(\theta, \varphi)$ adalah multipol listrik

$Q_2(\theta, \varphi)$ adalah kuadrupol listrik + dipol magnetik

dan seterusnya

Dalam persamaan tersebut belum dimasukan radiasi dari dipol magnetik intrinsik (berasal dari spin).

6.2. RADIASI DARI DIPOL LISTRIK

Kebolehjadian peluruhan gamma dengan radiasi dipol listrik adalah :

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \int \frac{1}{4\pi} Q_{\ell}(\theta, \varphi) d\Omega$$

Untuk dipol listrik harga $\ell = 1$, sehingga

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{1}{\tau} = \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{\hbar c^3} |\langle f | e \vec{r}' | i \rangle|^2 \\ &= \frac{4\omega^3 e^2}{3\hbar c^3} |\langle f | \vec{r}' | i \rangle|^2 \end{aligned}$$

dimana $e \vec{r}'$ adalah momen dipol listrik.

6.3. RADIASI DARI DIPOL MAGNETIK INTRINSIK .

Karena nukleon mempunyai dipol magnetik yang ditimbulkan oleh spin nukleon, maka

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{\hbar c^3} |\langle f | \mu \sigma | i \rangle|^2$$

μ adalah momen magnetik spin dan σ adalah vektor spin pauli.

Dapat diturunkan, bahwa

$$\frac{1}{\tau} \text{ listrik} = \frac{e^2}{\hbar c} \omega \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{R^{2\ell}}{((\ell-1)!)^2}$$

dan

$$\frac{1}{\tau} \text{ maks,} = \frac{1}{\tau} \text{ list, } \ell \times 5 \cdot 10^{-3} \text{ A}^{-2/3}$$

R adalah jari-jari inti .

6.4. KAIDAH SELEKSI PELURUHAN GAMMA .

Heitler telah menunjukkan bahwa suatu multipol listrik atau magnetik 2^L , memancarkan foton dengan momentum sudut orbital sebesar $L\hbar$. Ada dua kaidah seleksi yang harus dipenuhi oleh peluruhan gamma, yaitu

A. Kaidah Seleksi Momentum Sudut.

Menurut hukum kekekalan momentum sudut awal harus sama dengan momentum sudut akhir. Jika $L\hbar$ adalah momentum sudut foton dan I_i dan I_f adalah spin-spin keadaan awal dan akhir, dimana

$$I_i - I_f = L$$

atau

$$(I_i + I_f) \gg L \gg (I_i - I_f)$$

Sebagai contoh $I_i = 3$ dan $I_f = 2$ maka $L = 5, 4, 3, 2, 1$.

Ini berarti foton yang dipancarkan mempunyai momentum sudut : $1\hbar$, $2\hbar$, $3\hbar$, $4\hbar$, $5\hbar$. Biasanya foton yang dipancarkan memiliki momentum sudut yang terendah (sebagai contoh $1\hbar$), karena kemungkinan transisi untuk multipol yang besar turun dengan cepat. Begitu juga untuk $I_i = 7/2$ dan $I_f = 3/2$ kebanyakan sinar gamma mempunyai momentum sama dengan $2\hbar$. Radiasi multipol tingginya $3\hbar, 4\hbar$ dan $5\hbar$ mempunyai kemungkinan transisi yang sangat rendah.

B. Kaidah Seleksi Paritas .

Menurut hukum kekekalan paritas bahwa paritas awal sistem harus sama dengan paritas akhir sistem. Untuk paritas genap dinyatakan dengan + dan yang ganjil dengan -. Pada pemancaran gamma paritas keadaan awal dinyatakan dengan fungsi gelombang ψ_i dan akhir dengan ψ_f . Kita nyatakan paritas-paritas π_i , π_f dan π_L . Dengan demikian jika π_L paritasnya genap maka paritas π_i dan π_f keduanya harus genap atau ganjil.

Sehingga

$$\pi_i(+)=\pi_L(+)\pi_f(+)$$

atau

$$\pi_i(-)=\pi_L(+)\pi_f(-)$$

Jika ganjil (-) maka paritas π_i dan π_L memiliki paritas yang berlawanan.

$$\pi_i(+)=\pi_L(-)\pi_f(-)$$

$$\pi_i(-)=\pi_L(-)\pi_f(+)$$

Menurut mekanika kuantum pertukaran paritas untuk fungsi gelombang $\psi_i \psi_f$ dinyatakan dengan $(-1)^L$ untuk transisi multipol listrik murni dan $-(-1)^L$ untuk transisi multipol magnetik murni (-1 berarti pertukaran dalam paritas, + tidak bertukar).

Sebagai contoh, untuk transisi E1 disini terjadi pertukaran paritas dimana π_i dan π_f memiliki paritas yang berlawanan. Sedangkan untuk M1, π_i dan π_f memiliki paritas yang sama. Tabel dibawah ini merupakan kesimpulan dari kaidah seleksi momentum sudut dan paritas.

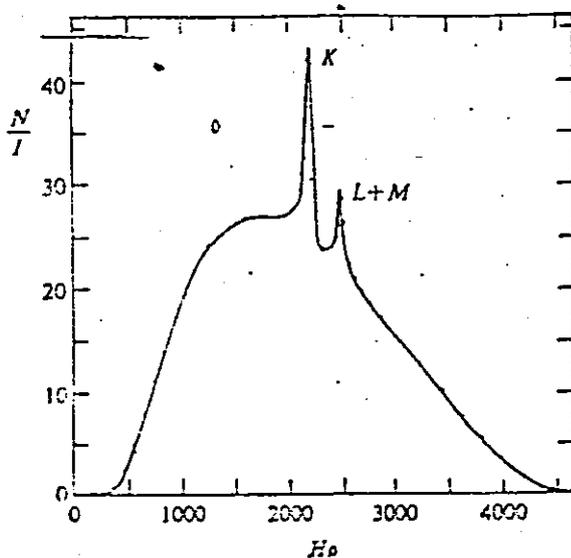
TABLE 9.1
SELECTION RULES FOR RADIATIVE
TRANSITIONS

Type	Notation	Angular Momentum L (or Spin Change ΔI)	Parity Change
Electric dipole	E1	$1\hbar$	Yes -1
Magnetic dipole	M1	$1\hbar$	No -1
Electric quadrupole	E2	$2\hbar$	No -1
Magnetic quadrupole	M2	$2\hbar$	Yes -1
Electric octupole	E3	$3\hbar$	Yes -1
Magnetic octupole	M3	$3\hbar$	No -1
Electric 2^L -pole	EL	$L\hbar$	$(-1)^L$
Magnetic 2^L -pole	ML	$L\hbar$	$-(-1)^L$

Tabel Kaidah Seleksi untuk Peluruhan Gamma (Atam P.Arya hal. 327:1966).

6.5. KONVERSI DALAM (INTERNAL CONVERSION).

Dalam spektrum beta, sering dilihat adanya puncak-puncak tajam yang ditimbulkan oleh elektron-elektron yang dipancarkan atom, misalnya spektrum beta dari ^{198}Au (gambar dibawah ini). Pada gambar ini terdapat dua puncak tajam, diatas spektrum yang kontinu.



Gambar 6.1 Bentuk Spektrum Beta pada ^{198}Au
(Atam P.Arya hal.244:1966).

KOLEKSI BUKU MILIK UPT PERPUSTAKAAN
TIDAK DIPINJAMKAN IKIP PADANG
KHUSUS DIPINJAM DARI PERPUSTAKAAN

Konversi energi eksitasi nuklir menjadi energi kinetik elektron terjadi melalui interaksi elektromagnetik antara elektron dan nukleon. Jadi tanpa pemancaran gamma dulu. Hal ini dapat dilihat pada RaC, dimana transisinya $0 \rightarrow 0$, Jadi tidak ada sinar gamma yang dipancarkan. Walaupun demikian terjadi juga konversi dalam. Energi kinetik elektron yang dipancarkan dapat dihitung dari

$$E_i = W - B_i$$

E_i adalah energi elektron konversi, W adalah energi disintegrasi dan B_i energi ikat elektron yang dipancarkan. Pancaran gamma dan konversi dalam saling bersaing, maka dapat dituliskan

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e$$

dan

$$\lambda_e = \lambda_K + \lambda_L + \lambda_M + \dots$$

Apabila suatu sumber memancarkan N_γ foton, N_e elektron konversi persatuan waktu, maka koefisien konversi didefinisikan sebagai berikut

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma}$$

Harga α adalah antara 0 sampai 1.

Karena $N_e = N_K + N_L + N_M + \dots$ maka persamaan diatas dapat dituliskan :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{N_K + N_L + N_M + \dots}{N_\gamma} \\ &= \frac{N_K}{N_\gamma} + \frac{N_L}{N_\gamma} + \frac{N_M}{N_\gamma} + \dots \\ &= \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M \\ \tau &= \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_\gamma + \lambda_e} = \frac{1/\lambda_\gamma}{1 + \lambda_e/\lambda_\gamma} = \frac{\tau_\gamma}{1 + \alpha} \end{aligned}$$

Sehingga

$$\tau_\gamma = \tau (1 + \alpha)$$

Persamaan ini berarti bahwa perkiraan umur rata-rata teoritis untuk model partikel tunggal (titik) harus dikoreksi dengan umur rata-rata dari transisi elektron konversi. Di bawah ini tabel umur rata-rata dari sinar gamma secara teoritis.

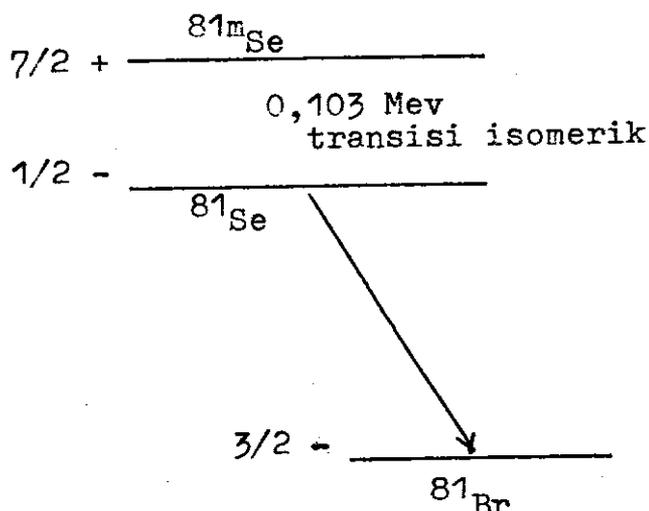
TABLE 15-9
APPROXIMATE THEORETICAL VALUES OF THE
MEAN LIFE FOR GAMMA-DECAY

Type of radiation	Change in angular momentum of nucleus, L : in units of \hbar	Mean life, sec		
		Gamma-ray energy		
		1.00 Mev	0.20 Mev	0.05 Mev
E1	1	3×10^{-16}	3×10^{-14}	2×10^{-12}
M1	1	3×10^{-14}	3×10^{-12}	2×10^{-10}
E2	2	7×10^{-12}	3×10^{-8}	3×10^{-5}
M2	2	8×10^{-10}	3×10^{-6}	4×10^{-3}
E3	3	6×10^{-7}	5×10^{-2}	8×10^2
M3	3	7×10^{-5}	6	9×10^4
E4	4	6×10^{-2}	1×10^5	3×10^{10}
M4	4	7	1×10^7	3×10^{12}
E5	5	8×10^4	4×10^{12}	2×10^{19}
M5	5	9×10^6	4×10^{14}	2×10^{21}

Tabel Umur Rata-Rata Secara Teoritis pada peluruhan Gamma (Kaplan hal.433:1963).

6.6. ISOMER NUKLIR .

Dalam banyak kasus peluruhan inti dengan memancarkan gamma memiliki kemungkinan transisi yang sangat tinggi dan waktu paruh yang sangat kecil (10^{-8} detik). Tapi ada pula (100 inti) yang mempunyai waktu paruh antara 10^{-8} detik sampai beberapa tahun . Inti-inti ini disebut isomer nuklir (nuclear isomers). Salah satu contoh dari transisi isomerik dapat dilihat dari skema dibawah ini .



Gambar 6.2 Transisi Isomerik $7/2+ \rightarrow 1/2-$

pada ^{81m}Se dengan pemancaran gamma dengan energi $0,103 \text{ Mev}$ (Atam R.Arya hal.332:1966).

Transisi $7/2+ \rightarrow 1/2-$ dalam ^{81m}Se dengan ΔI yang besar yakni $\Delta I = 3$ menghasilkan λ yang kecil, sehingga waktu paruhnya besar . Inilah yang disebut dengan transisi isomerik .

DAFTAR PUSTAKA

- Arya, Atam P., Fundamentals of Nuclear Physics, Boston:
Allyn And Bacon Inc., 1966 .
- Cork ,James M., Radioactivity and Nuclear Physics,
D. Van Nostrand Co. Inc., 1947 .
- Evan ,Robley D.,The Atomic Nucleus , New York : Mc Graw-
Hill Book Co. Inc. ,1955 .
- Feather N., Nuclear Physics , London : Cambridge At The
University Press , 1936 .
- Kaplan, Irving ,Nuclear Physics ,London : Addison-Wesley
Publishing Co. Inc.,1963 .
- Krane, Kenneth S., Introductory Nuclear Physics ,
New York : John Wiley & Son , 1988 .