

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 BERKUALITAS
1991

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

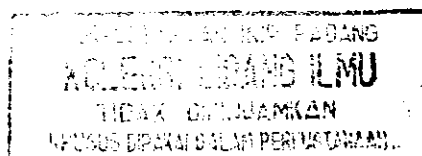
Dalam kongres Tenth General Assembly Of The Union of Pure and Applied Physic tahun 1960 telah ditetapkan massa ^{12}C sebagai standar . Massa atom ^{12}C adalah 12,000 000 amu . Perbandingan skala massa fisika dengan skala massa ^{12}C adalah :

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

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

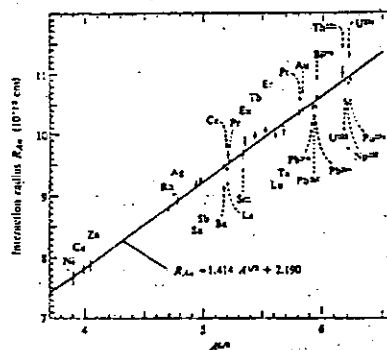
Dengan cara ini diukur jari-jari gaya inti (nuclear force radius) yang didefenisikan sebagai jarak dari pusat inti kejarak jangkauan gaya inti . Jangkauan gaya inti ini sedikit lebih panjang dari ukuran inti . Cara-cara yang masuk dalam kategori ini adalah :

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):

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

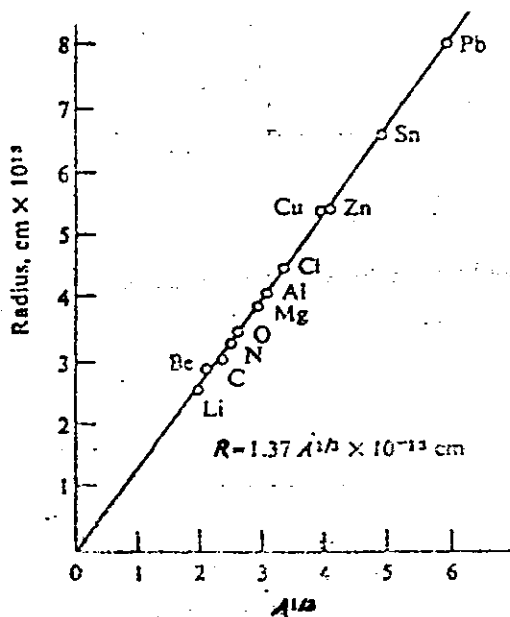
3) Hamburan Neutron Cepat .

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 momentum 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 :

$$\mu_l = g_l l \mu_B$$

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 :

$$p_x = p_y = p_z = 0$$

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

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

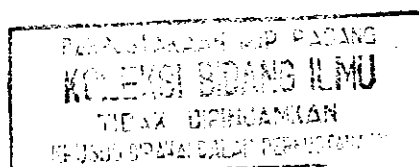
Jadi pada umumnya dapat dikatakan bahwa apabila $\rho(\vec{r})$ simetris bola maka hanya ada monopol listrik saja . Apabila $\rho(\vec{r})$ bukan simetris bola maka multipol yang adalah monopol + kuadrupol + hexadekapol + ... atau $2n$ dengan $n = 0, 2, 4, \dots$ bilangan genap .

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 :

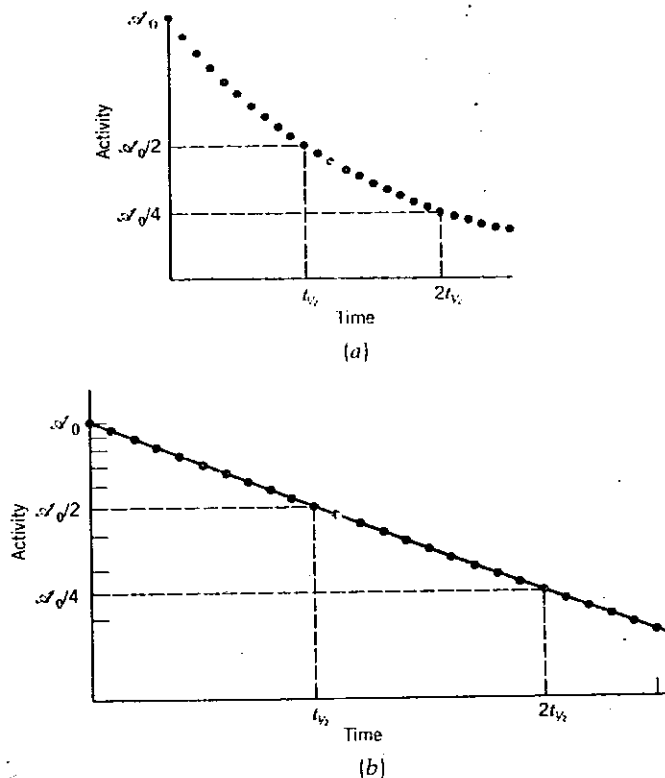
$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}$$

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 :

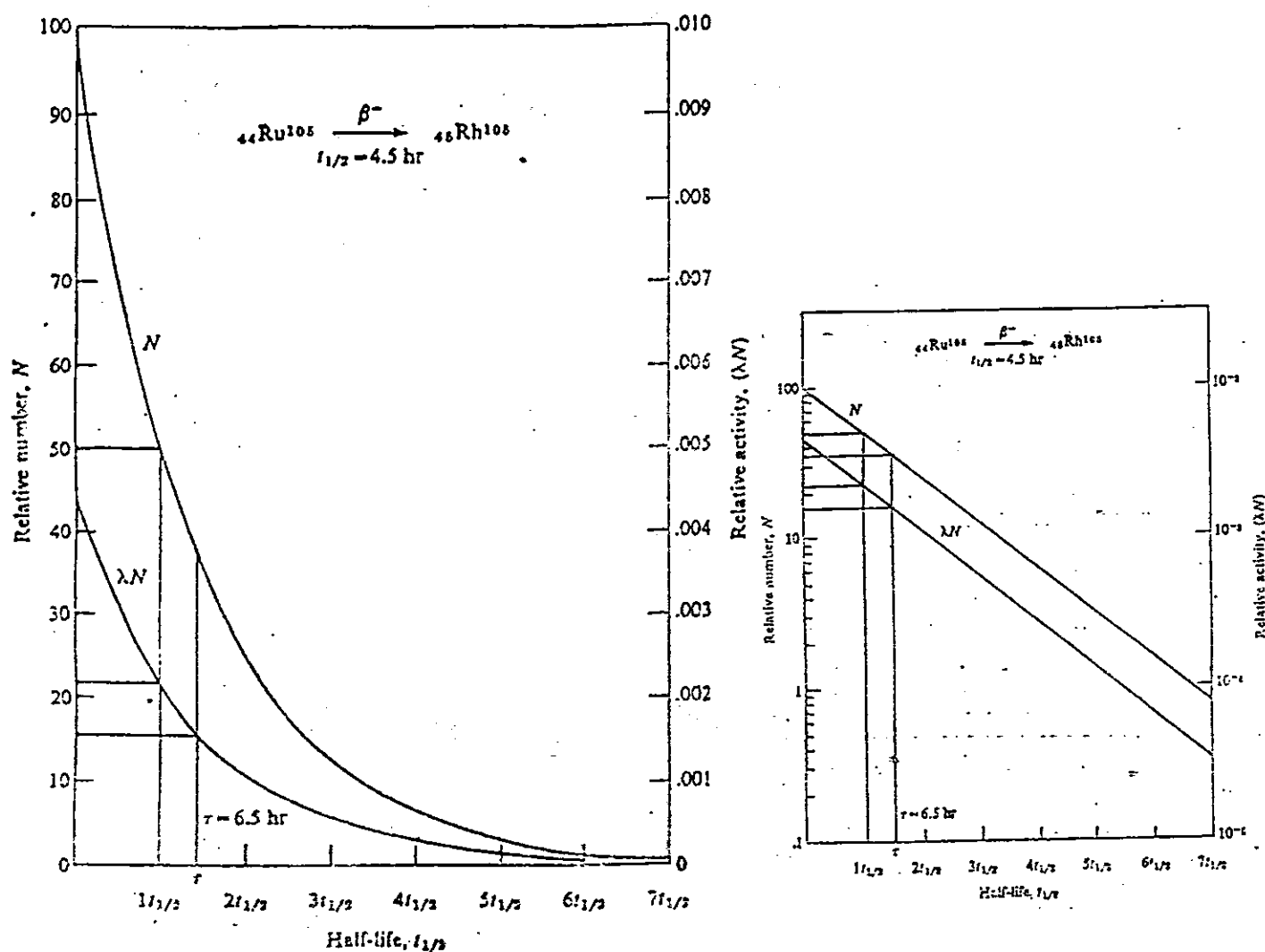
$$\tau = \frac{\int_0^{N_0} t dN}{\int_0^{N_0} dN}$$

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.

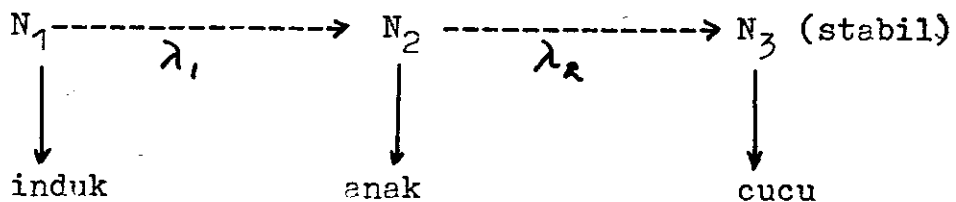
Dalam gambar ini kita lihat plot secara linier dan semilog.



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).

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

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

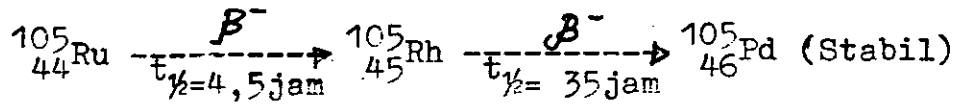
Hasil akhir adalah

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

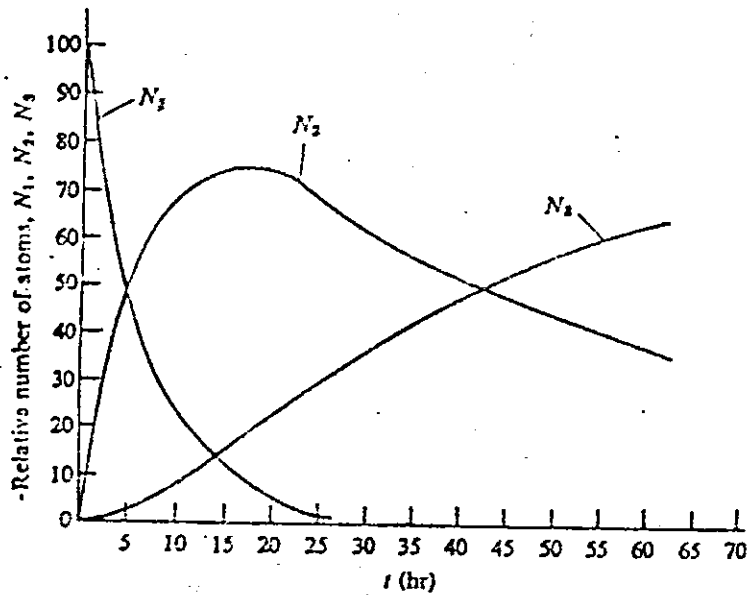
Dengan jalan yang sama dapat kita turunkan :

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

Sebagai contoh dari radioaktif 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 :

$$1. \lambda_1 < \lambda_2$$

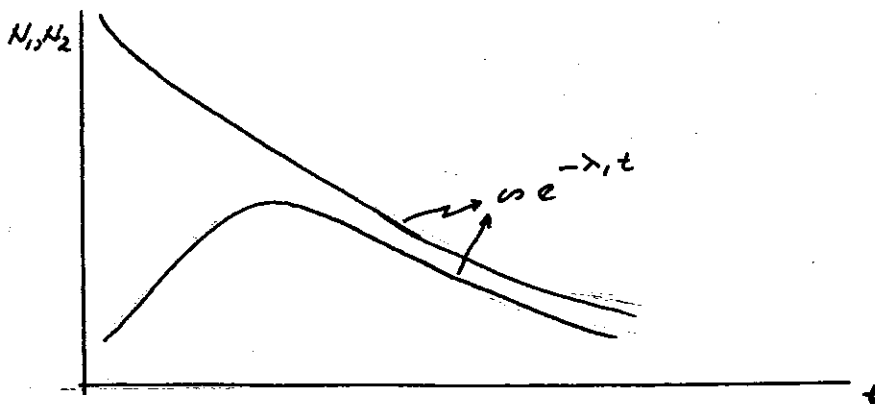
Ini berarti umur rata-rata induk lebih lama dari anaknya dan $e^{-\lambda_2 t}$ mencapai nol lebih cepat dari $e^{-\lambda_1 t}$. Dengan demikian suku $e^{-\lambda_2 t}$ dapat diabaikan.

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:

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

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

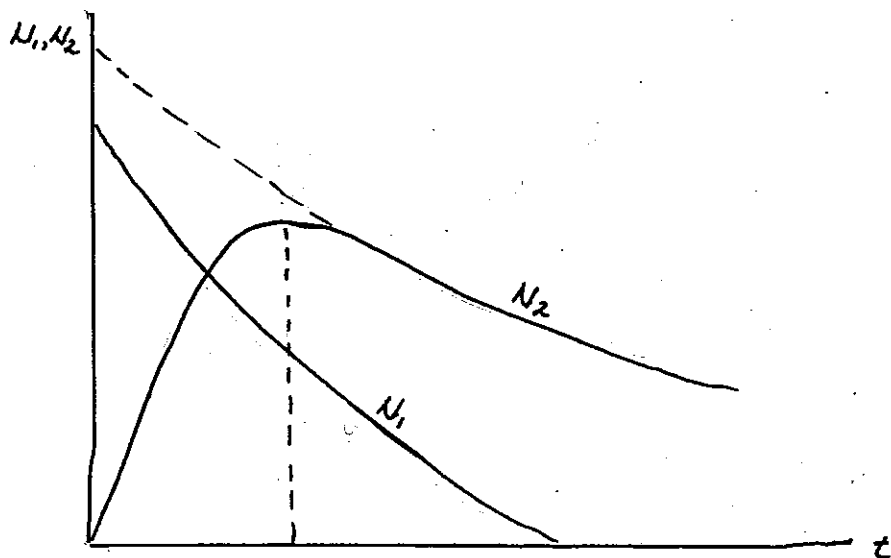
2. $\lambda_2 < \lambda_1$

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

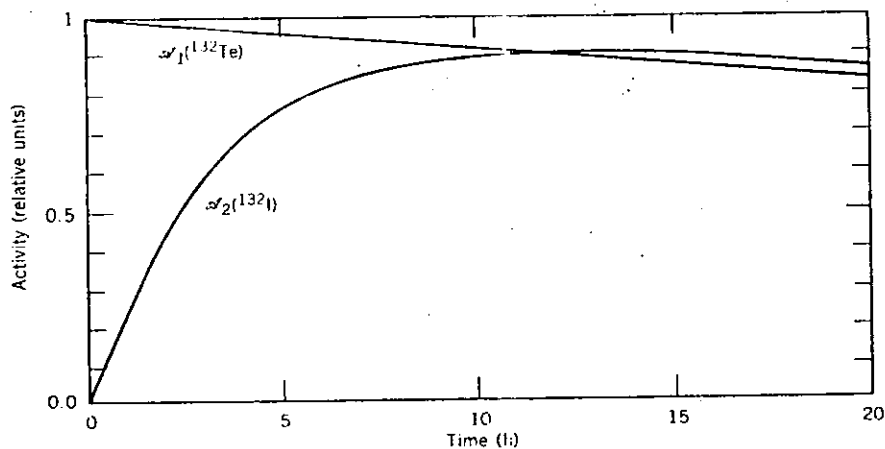
$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

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

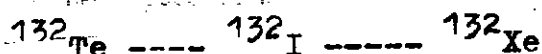
$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} = \text{tetap}$$

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

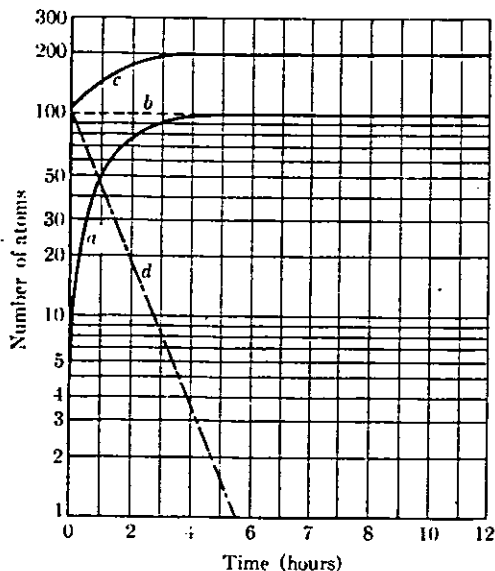
$$dN_1/dt = 0 = -\lambda_1 N_1$$

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 :

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

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



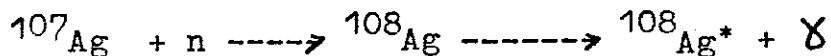
Gambar 3.7 Keseimbangan Sekuler
(a)Aktivitas Induk (b)Aktivitas induk pada $t =$ (c)Aktivitas total dan (d) Aktivitas Anak.
(Kaplan hal.246:1963).

3.5. RADIOAKTIVITAS BUATAN

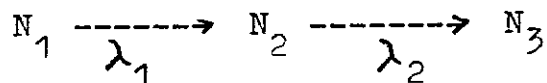
Dengan penembakan inti oleh partikel nuklir dapat dihasilkan radioisotop . Sebagai contoh diberikan penembakan ^{23}Na dengan deuteron yang dipercepat dalam siklotron :



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 :



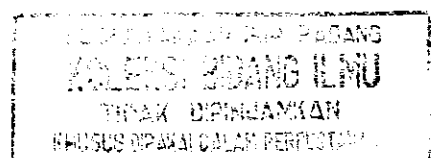
Walaupun λ_1 kecil sekali tapi karena N_{10} sangat besar maka $N_{10} \lambda_1$ terbatas .

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 $t = \infty$.

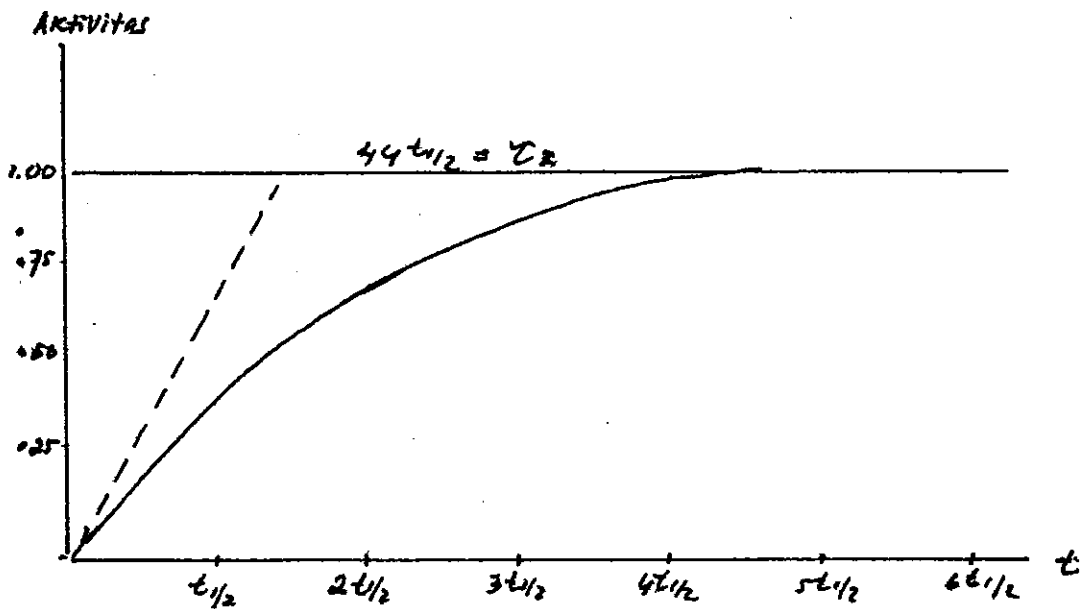
Untuk jelasnya marilah kita lihat contoh berikut :

^{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 $t = \infty$ tetapi cukup 2 atau 3 x $t_{1/2}$ saja.

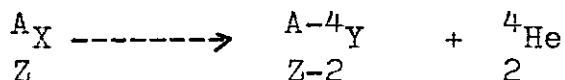


Gambar 3.8 Aktivitas sebagai fungsi waktu untuk ^{24}Na

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 :

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

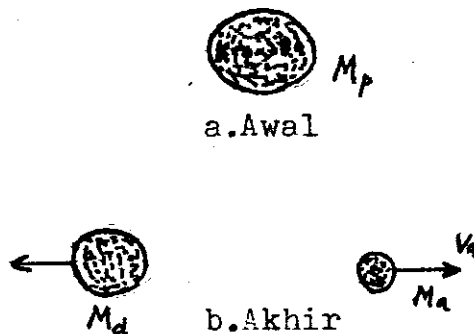
$$M_p c^2 = M_d c^2 + m_a c^2 + K_d + K_a$$

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 .