

BAB II

TINJAUAN TEORI

1. RADIOAKTIVITAS

Radioaktivitas adalah perubahan keadaan inti atom secara spontan yang disertai radiasi yang berupa zarah dan atau gelombang elektromagnetik. Perubahan dalam inti atom tentu saja membawa perubahan dari satu nuklida menjadi nuklida yang lain atau dari satu unsur menjadi unsur yang lain ini disebut disintegrasi inti atau *peluruhan radioaktif*.

Perubahan-perubahan dalam inti ini akan disertai oleh beberapa mekanisme yang berbeda, yang meliputi pancaran partikel alfa (α), partikel beta (β), positron dan tangkapan elektron orbital. Selanjutnya untuk tiap-tiap reaksi tersebut ada yang disertai radiasi gamma (γ) dan ada yang tidak. Suatu inti atau nuklida yang mengalami proses-proses tersebut di atas disebut *radionuklida*.

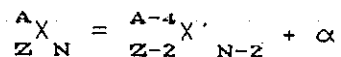
Gejala radioaktivitas semata-mata ditentukan oleh inti atom yang bersangkutan dan tidak dapat dipengaruhi, dipercepat atau diperlambat dengan mengubah kondisi di luar inti atom, seperti suhu, tekanan, bentuk senyawa kimia dan sebagainya. (2,6,10)

Peluruhan radioaktif hanya tergantung pada dua faktor, khususnya kestabilan inti, yang meliputi perbandingan neutron dan proton yang ada pada inti nuklida dan hubungan massa dan energi antara inti induk, inti

hasil peluruhan dan partikel yang dipancarkan. Jadi suatu inti radionuklida yang tidak stabil akan senantiasa meluruh dengan memancarkan beberapa partikel untuk mencapai kestabilannya.

1.1. Peluruhan Alfa (α)

Pancaran spontan partikel alfa (α) dapat ditulis sbb:



Partikel alfa yang dikemukakan oleh *Rutherford* adalah inti dari helium (${}^4\text{He}$), yang terdiri dari dua neutron dan dua proton. Untuk mengetahui proses peluruhannya, kita harus mempelajari kekekalan energi, momentum linier dan momentum angularnya.

Sebagai pertimbangan pertama dalam proses peluruhan alfa adalah kekekalan energi. Dengan menganggap peluruhan inti X mula-mula diam, energi mula-mula sistem adalah energi diam X yaitu $m_x c^2$. Keadaan akhir terdiri dari X' dan α yang masing-masing bergerak untuk memenuhi kekekalan momentum liniernya. Kemudian energi total akhir adalah $m_{x'} c^2 + T_{x'} + m_{\alpha} c^2 + T_{\alpha}$, T adalah energi kinetik akhir dari partikel. Kekekalan energi dapat dituliskan sbb :⁽⁹⁾

$$m_x c^2 = m_{x'} c^2 + T_{x'} + m_{\alpha} c^2 + T_{\alpha} \quad (2.1)$$

atau

$$(m_x - m_{x'} - m_{\alpha}) c^2 = T_{x'} + T_{\alpha} \quad (2.2)$$

Persamaan sebelah kiri dari persamaan (2.2) adalah energi yang dilepas pada peluruhan, yang disebut Q dengan nilai :

$$Q = (m_x - m_{x'} - m_{\alpha}) c^2 \quad (2.3)$$

dan peluruhan akan terjadi spontan hanya jika $Q > 0$. Nilai Q dihitung dari tabel massa atom. Jika massa dengan satuan massa atom (u), dengan mengambil ketetapan $931,502$ MeV/ u maka diperoleh Q dalam MeV.

Nilai Q juga sama dengan energi kinetik total peluruhan

$$Q = T_{x'} + T_{\alpha} \quad (2.4)$$

Jika inti awal dalam keadaan diam, kemudian momentum linier adalah nol dan kekal, maka mengharuskan x' dan α pindah dengan momentum sama dan berlawanan sehingga juga menghasilkan momentum akhir juga sama dengan nol.

$$p_{\alpha} = p_{x'} \quad (2.5)$$

Peluruhan alfa dalam keadaan tertentu menghasilkan energi 5 MeV. Kemudian untuk x' dan α , $T \ll mc^2$ dan dengan menggunakan kinematika non relativistik secara teliti diperoleh $T = p^2/2m$.

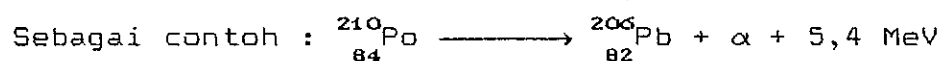
Dan dari persamaan (2.4) dan (2.5) diperoleh energi kinetik, dari partikel alfa adalah :

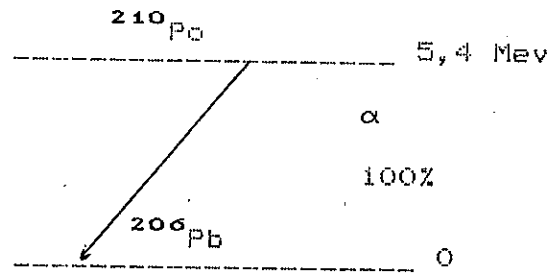
$$T_{\alpha} = \frac{Q}{(1 + m_{\alpha}/m_{x'})} \quad (2.6)$$

Karena perbandingan massanya kecil bila dibandingkan 1 (x' dianggap inti berat), yang akan menghasilkan perbandingan sederhana yang tepat sebagai $4/(A-4)$,⁽⁹⁾ yang mana $A \gg 4$, maka

$$T_{\alpha} = Q(1 - 4/A) \quad (2.7)$$

Secara sederhana proses peluruhan alfa dapat digambarkan sbb :





Gambar 2.1 Skema peluruhan partikel alfa (α)

1.2. Peluruhan Beta (β)

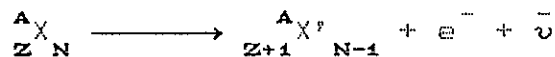
Dasar dari proses peluruhan beta adalah perubahan proton menjadi neutron atau neutron menjadi proton. Dalam inti, peluruhan beta merubah Z dan N menjadi satu satuan $Z \longrightarrow Z \pm 1$, $N \longrightarrow N \mp 1$ sehingga $A = Z + N$ adalah konstan. Peluruhan beta adalah cara yang tepat bagi inti yang tidak stabil untuk menjadi stabil dengan memenuhi A yang konstan dan pendekatan isobar yang stabil.

Proses peluruhan beta dibagi menjadi : **(2,6,9,10,18)**

- Peluruhan beta (β) negatif
- Peluruhan beta (β) positif
- Tangkapan elektron orbital

1.2.1. Peluruhan Beta Negatif (β^-)

Secara umum peluruhan beta negatif dapat dituliskan sbb :



Inti-inti atom pada daerah ini tidak stabil karena mengandung terlalu banyak neutron dibandingkan cacah protonnya. Untuk menstabilkan dirinya sebuah neutron akan

berubah menjadi proton. Perubahan ini diikuti pancaran elektron, yang juga disebut sebagai zarah beta dan anti neutrino ($\bar{\nu}$). Anti neutrino adalah zarah elementer yang mempunyai massa hampir sama dengan nol dan tidak bermuatan listrik sehingga sangat sukar dibuktikan adanya. Anti neutrino dipostulatkan ada agar hukum kekekalan massa dan tenaga dalam peluruhan beta negatif tetap dapat terpenuhi.

Untuk memperoleh nilai Q adalah: ⁽⁹⁾

$$Q_{\beta^-} = [m_N(^A_Z X) - m_N(^A_{Z+1} X') - m_e]c^2 \quad (2.8)$$

m_N adalah massa inti. Untuk merubah massa inti ke dalam tabel massa atom netral, yang dituliskan sebagai $m(^A_Z X)$, diperoleh :

$$m(^A_Z X)c^2 = m_N(^A_Z X)c^2 + Zm_e c^2 - \sum_{i=1}^Z B_i \quad (2.9)$$

B_i adalah energi ikat elektron ke- i .

Dalam syarat-syarat massa atom, ⁽⁹⁾

$$Q_{\beta^-} = \{ [m(^A_Z X) - Zm_e] - [m(^A_{Z+1} X') - (Z+1)m_e] - m_e \} c^2 + \left\{ \sum_{i=1}^Z B_i - \sum_{i=1}^{Z+1} B_i \right\} \quad (2.10)$$

Mengingat bahwa massa elektron hilang dalam persamaan ini, maka dengan mengabaikan perbedaan energi ikat elektron kita dapatkan :

$$Q_{\beta^-} = [m(^A_Z X) - m(^A_{Z+1} X')]c^2 \quad (2.11)$$

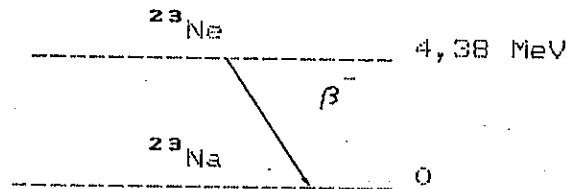
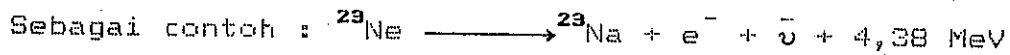
dalam hal ini adalah massa atom netral. Nilai Q adalah energi yang dibagi oleh elektron dan neutrino

$$Q_{\beta^-} = T_e + T_{\bar{\nu}} \quad (2.12)$$

bila masing-masing adalah dalam keadaan maksimum, dan yang lain mendekati nol, maka :

$$(T_e)_{\max} = (T_{\bar{\nu}})_{\max} = Q_{\beta^-} \quad (2.13)$$

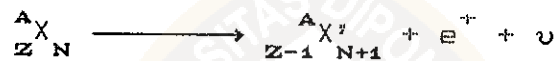
Secara skematis peluruhan beta negatif (β^-) dapat digambarkan sbb :



Gambar 2.2 Skema peluruhan beta negatif (β^-)

1.2.2. Peluruhan Beta Positif (β^+)

Secara umum peluruhan beta positif dapat dituliskan sbb :



Dalam hal ini proton akan berubah menjadi neutron dengan memancarkan sebuah beta positif atau positron dan sebuah neutrino (ν). Positron adalah zarah elementer yang mempunyai massa sama dengan massa elektron tetapi bermuatan listrik positif. Neutrino adalah zarah yang sama dengan anti neutrino hanya arah spinnya berbeda. (10)

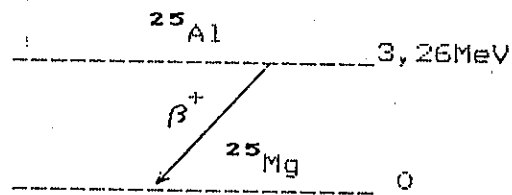
Dengan perhitungan yang serupa dengan di atas maka didapatkan nilai Q : (9)

$$Q_{\beta^+} = [m({}^A_Z X) - m({}^A_{Z-1} X') - 2m_e]c^2 \quad (2.14)$$

yang menggunakan massa atomik lagi dan terlihat bahwa dalam kasus ini massa elektron tidak hilang.

Secara skematis peluruhan beta positif dapat digambarkan sbb :

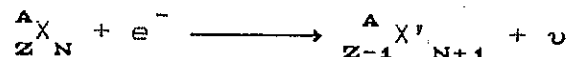
Sebagai contoh : $^{25}\text{Al} \longrightarrow ^{25}\text{Mg} + e^+ + \nu + 3,26 \text{ MeV}$



Gambar 2.3 Skema peluruhan beta positif (β^+)

1.2.3. Tangkapan Elektron ($\beta\beta$)

Secara umum proses tangkapan elektron (Elektron Capture) dapat ditulis sbb :



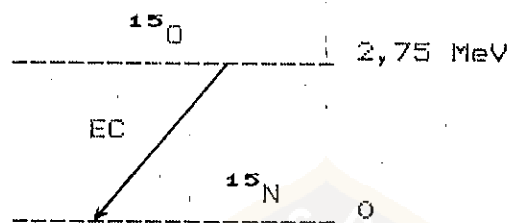
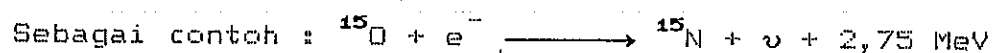
Perhitungan nilai Q harus memperhitungkan bahwa X' adalah atom dalam keadaan tereksitasi dengan segera setelah tangkapan. Jika tangkapan berasal dari kulit yang lebih dalam, hal ini terjadi pada kulit K, sebagai hasilnya pada kulit tersebut terjadi lowongan elektronik. Lowongan ini segera diisi oleh elektron dari kulit yang lebih tinggi sehingga menimbulkan transisi yang cenderung menurun dan memancarkan sinar X yang bersifat khas. Ketika satu atau beberapa sinar X dipancarkan, energi total sinar X sama dengan energi ikat dari tangkapan elektron.

Kemudian massa atom X' segera setelah peluruhan lebih besar dari massa atom X' pada keadaan dasar. B_n adalah energi ikat tangkapan elektron kulit ke- n , maka nilai Q adalah: ⁽⁹⁾

$$Q_e = [m({}^A X) - m({}^A X')]c^2 - B_n \quad (2.15)$$

Sinar X yang dipancarkan dapat berinteraksi dengan elektron dalam orbital atom dan menyerahkan seluruh tenaganya pada elektron itu sehingga elektron akan terlepas dan terpancarkan keluar dari sistem atom. Elektron semacam ini disebut *elektron Auger*.⁽¹⁸⁾

Secara skematis tangkapan elektron dapat digambarkan sbb :



Gambar 2.4 Skema tangkapan elektron

1.3. Peluruhan Gamma (γ)

Sebagian besar peluruhan alfa dan beta dalam kenyataannya sebagai reaksi inti, meninggalkan inti dalam keadaan tereksitasi. Peluruhan dalam keadaan eksitasi ini dengan cepat menjadi keadaan dasar setelah memancarkan satu sinar gamma (γ) atau lebih. Sinar gamma mempunyai energi yang khas antara 0,1 hingga 10 MeV, karakteristik dari perbedaan energi ini diantaranya disebabkan karena keadaan inti yang mana sesuai dengan panjang gelombang antara 10^4 hingga 100 fm. Panjang gelombang ini jauh lebih pendek dari panjang gelombang radiasi elektromagnetik yang lain, seperti sinar tampak yang

mempunyai panjang gelombang 10^6 kali lebih panjang dari sinar gamma. ⁽⁹⁾

Dengan menganggap peluruhan inti dengan massa m dalam keadaan diam, dari keadaan eksitasi dasar T_i ke keadaan akhir T_f . Dalam kekekalan momentum linier, inti akhir tidak akan diam, tetapi harus mempunyai momentum lompatan (recoil) p_R dan sesuai dengan energi kinetik T_R , dengan menganggap non relativistik ($T_R = p_R^2/2m$). Kekekalan energi total dan momentum adalah:

$$T_i = T_f + T_\gamma + T_R \quad (2.16)$$

$$0 = p_R + p_\gamma \quad (2.17)$$

Hal ini menunjukkan bahwa $p_R = -p_\gamma$ yang mengandung pengertian bahwa lompatan nukleon dan momentum sinar gamma adalah sama dan berlawanan. Dengan mendefinisikan $\Delta T = T_i - T_f$ dan dalam hubungan non relativistik $T_\gamma = cp_\gamma$, maka :

$$\Delta T = T_\gamma + \frac{T_\gamma^2}{2mc^2} \quad (2.18)$$

Sehingga penyelesaiannya adalah :

$$T_\gamma = mc^2 \left[-1 + \left(1 + 2 \frac{\Delta T}{mc^2} \right)^{1/2} \right] \quad (2.19)$$

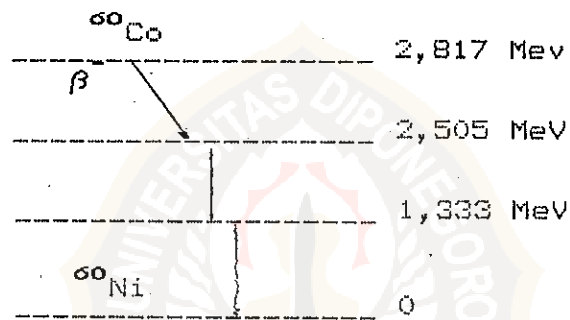
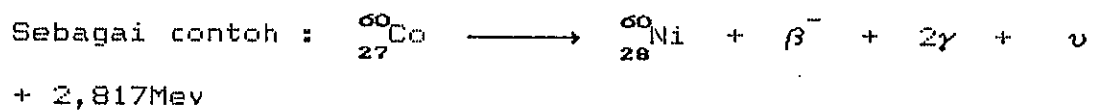
Perbedaan energi ΔT adalah khas dalam orde MeV, yang mana energi diam mc^2 dalam orde $A \times 10^8$ MeV, A adalah nomer massa. Apabila $\Delta T \ll mc^2$ dan ketelitiannya dalam orde 10^{-4} sampai 10^{-5} kita hanya dapat memenuhi satu dari tiga syarat dalam perluasan akar kuadrat, sehingga ⁽⁹⁾

$$T_\gamma \approx \Delta T - \frac{(\Delta T)^2}{2mc^2} \quad (2.20)$$

persamaan diatas dengan memperhitungkan persamaan (2.18) dengan pendekatan $\Delta T \approx T_\gamma$.

Sebenarnya energi sinar gamma mengurangi pendapatan maksimum dari energi peluruhan ΔT . Hal ini adalah koreksi loncatan (recoil) dari energi yang pada umumnya diabaikan, jumlah koreksi ini sampai 10^{-5} yang biasanya jauh lebih kecil dibanding percobaan yang berubah-ubah dengan mengukur energi. Ada satu keadaan dalam kasus ini, adalah efek *Mossbauer*.

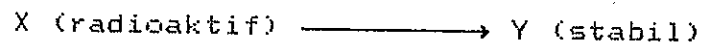
Secara skematis peluruhan gamma (γ) dapat digambarkan sbb :



Gambar 2.5 skema peluruhan gamma (γ)

2. KINETIKA PELURUHAN

Agar gejala radioaktivitas dapat dinyatakan secara kuantitatif, ditinjau suatu peluruhan radioaktif sederhana sbb :



Dalam hal ini X disebut induk dan Y adalah anak luruhnya. Peristiwa semacam ini dapat disamakan dengan reaksi monomolekuler dalam kinetika kimia. Laju reaksi peluruhan atau perubahan cacah inti atom induk per satuan waktu sebanding dengan cacah inti atom induk yang ada pada saat

itu. Apabila cacah atom induk pada saat t adalah N , maka dapat dituliskan : ^(2,18)

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (2.21)$$

λ adalah tetapan radioaktif dan biasanya dinyatakan dalam dimensi T^{-1} (per satuan waktu).

Bila persamaan (2.21) diintegrasikan maka didapatkan

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.22)$$

N_0 adalah cacah inti induk pada saat $t = 0$.

2.1. Waktu Paro ($t_{1/2}$)

Laju peluruhan suatu radionuklida biasanya dinyatakan secara karakteristik dengan suatu tetapan yang disebut *waktu paro* ($t_{1/2}$), yang dapat didefinisikan sebagai waktu yang diperlukan suatu radionuklida untuk meluruh menjadi separuh bagian dari jumlah semula. Waktu paro ini khas untuk tiap-tiap radionuklida dan tidak dapat dipengaruhi oleh mekanisme apapun seperti reaksi kimia ataupun reaksi fisika. Jadi waktu paro dari radionuklida tidak dapat diubah dan mempunyai jangkauan dari mikro detik hingga jutaan tahun. ^(1,2,6,18)

Dari definisi waktu paro tersebut, maka dapat diperoleh suatu hubungan antara banyaknya radionuklida sebelum dan sesudah n kali waktu paro adalah :

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1}{2^n} \quad (2.23)$$

A_0 adalah banyaknya aktivitas mula-mula, A adalah aktivitas setelah mengalami n kali waktu paro.

Apabila persamaan diatas digambarkan pada kertas semi logaritma yang menggambarkan hubungan antara aktivitas terhadap waktu paro, dan kemudian dalam beberapa waktu didapatkan suatu hasil yang identik dengan persamaan (2.22) yaitu

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t_{1/2}} \quad (2.24)$$

λ adalah konstanta peluruhan. Sehingga didapat hubungan

$$\begin{aligned} \frac{A}{A_0} &= \frac{1}{2} = e^{-\lambda t_{1/2}} \\ \lambda t_{1/2} &= \ln 2 \\ t_{1/2} &= \frac{0,693}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.25)$$

$t_{1/2}$ adalah waktu paro suatu radionuklida.

2.2. Aktivitas

Radionuklida memancarkan sinar radioaktif ke segala arah dengan jumlah disintegrasi yang khas untuk tiap-tiap unsur. Cacah ini bukanlah merupakan besaran yang dapat langsung diukur. Oleh sebab itu didefinisikan suatu besaran yang dapat langsung diukur yaitu aktivitas. Aktivitas suatu radionuklida pada saat t adalah cacah disintegrasi per satuan waktu yang terjadi pada saat t tersebut. Aktivitas pada saat t biasanya dilambangkan dengan A dan tidak lain adalah laju peluruhan radioaktif dN/dt . Persamaan (2.21) dapat ditulis sebagai :

$$A = -\lambda N \quad (2.26)$$

Dengan cara yang sama untuk menurunkan persamaan (2.22) bisa didapatkan :

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2.27)$$

A_0 adalah aktivitas pada saat $t = 0$.

Apabila harga λ disubstitusikan dengan menggunakan persamaan (2.25) maka :

$$A = A_0 \cdot e^{-0,693t/t_{1/2}} \quad (2.28)$$

Sama halnya dengan plot cacah atom versus waktu peluruhan, plot aktivitas versus waktu peluruhan akan menghasilkan liku eksponensial pada kertas grafik biasa dan garis lurus pada kertas semilog. ⁽¹⁸⁾

2.3. Satuan Aktivitas

Secara internasional telah disepakati suatu satuan aktivitas yang disebut *becquerel*, disingkat Bq. Satu bequerel didefinisikan sebagai satu disintegrasi inti per detik (dps).

$$1\text{Bq} = 1 \text{ dps}$$

Kelipatan dari satuan ini adalah :

$$1 \text{ kilo bequerel} = 1 \text{ kBq} = 1.000 \text{ Bq}$$

$$1 \text{ mega bequerel} = 1 \text{ MBq} = 1.000.000 \text{ Bq}$$

Disamping satu bequerel, masih dipergunakan satuan lama yang disebut satuan *curie* disingkat Ci. Satu curie sama dengan $3,7 \times 10^{10}$ Bq.

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$$

Kelipatan satuan curie yang biasa dipakai adalah :

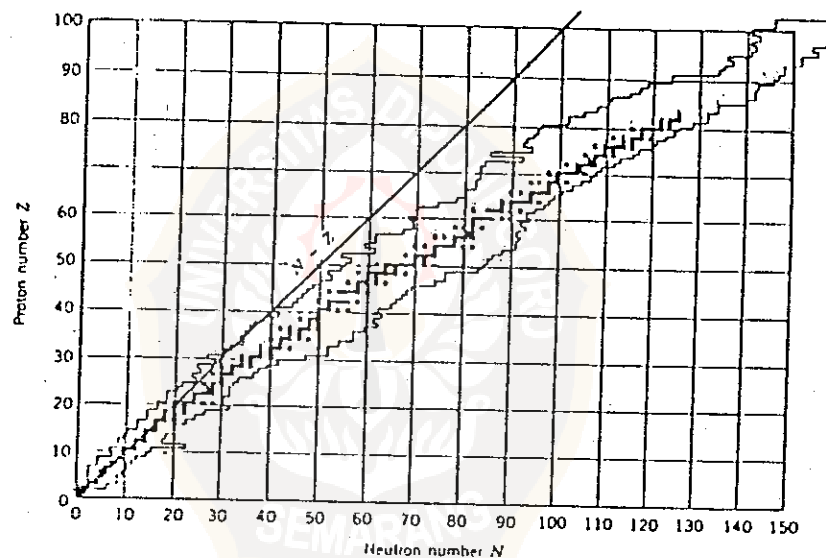
$$1 \text{ mili curie} = 1 \text{ mCi} = 3,7 \times 10^7 \text{ Bq}$$

$$1 \text{ mikro curie} = 1 \text{ } \mu\text{Ci} = 3,7 \times 10^4 \text{ Bq}$$

$$1 \text{ nano curie} = 1 \text{ nCi} = 37 \text{ Bq.}$$

2.4. Kestabilan Inti

Suatu inti atom tidak selalu stabil. Untuk mendapatkan kestabilan intinya, suatu inti atom akan meluruh dengan memancarkan sinar alfa, beta maupun gamma sehingga diperoleh jumlah proton dan neutron yang hampir sama. Untuk inti ringan ($Z < 20$) hampir semua nuklida tersebut cenderung stabil, tapi untuk inti berat jumlah neutron bertambah besar, sehingga cenderung untuk tidak stabil. Tingkat energi dalam inti diisi menurut urutan



Gambar 2.6. Diagram neutron - proton untuk nuklida stabil.

tertentu, sama seperti tingkat energi atom, supaya terjadi suatu konfigurasi dengan energi minimum, sehingga kemantapan akan maksimum. ⁽²⁾

Enam puluh persen dari nuklida stabil mempunyai Z genap dan N genap, nuklida-nuklida ini disebut *nuklida*

genap-genap. Hampir semua yang lainnya mempunyai Z genap dan N ganjil (*nuklida genap-ganjil*) atau Z ganjil dan N genap (*nuklida ganjil-genap*), dengan jumlah jenis masing-masing kurang lebih sama. Hanya lima buah *nuklida ganjil-ganjil* mantap yang diketahui : ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{Be}$, ${}^{14}_7\text{N}$ dan ${}^{180}_{73}\text{Ta}$.⁽²⁾

Semua inti dengan $Z > 83$ dan $A > 209$ bertransformasi spontan menjadi inti lebih ringan melalui pancaran sebuah atau lebih partikel alfa. Sedangkan batasnya yaitu ${}^{209}_{89}\text{Bi}$ adalah nuklida mantap. Derajat ketakmantapan, seperti yang dinyatakan oleh waktu paro peluruhan, bervariasi dalam kisaran yang cukup besar untuk nuklida berat, variasi ini dapat dimengerti dengan memakai model kulit dari inti. Dalam bentuknya yang sekarang, teori ini mengungkapkan bahwa nuklida dengan Z antara 110 dan 114 bisa berumur panjang (umur paronya sampai jutaan tahun).

3. RADIASI LINGKUNGAN

Radiasi lingkungan dapat berasal dari sumber alam atau sumber radiasi buatan manusia. Zat radioaktif alam yang berupa debu atau gas umumnya berasal dari kulit bumi yang banyak mengandung radionuklida alam antara lain : ${}^{40}\text{K}$, ${}^{238}\text{U}$ dan ${}^{232}\text{Th}$ beserta peluruhannya. Kadar radionuklida tersebut bergantung pada tingkat radioaktivitas batu-batuan dan sifat proses yang terlibat dalam pembentukan tanah.⁽¹⁾

Karena radiasi alam berasal dari batu-batuan dan

proses dalam tanah, maka akan berlangsung secara terus-menerus sedang yang berasal dari sumber buatan manusia biasanya tidak berlangsung tetap dan tidak melibatkan daerah yang sangat luas.

Walaupun radiasi pengion dapat merusak dan mengganggu keselamatan lingkungan namun sebaliknya radiasi dapat pula dipakai untuk maksud-maksud damai yang berkaitan dengan kesejahteraan hidup manusia. Tindakan secara dini telah banyak dilakukan untuk memperkecil cemaran radioaktif di lingkungan dan mengenai efek radiasi yang ditimbulkannya dengan cara mempelajari sifat radionuklida didalam lingkungan dan tubuh manusia.

3.1. Sumber Radiasi Alam

Sumber radiasi alam terjadi secara terus menerus, sehingga sangat mempengaruhi pencacahan dan menyebabkan efek yang merusak terhadap lingkungan. Karena radiasi ini ditimbulkan oleh gejala alam, maka sangat sulit sekali untuk mengurangi secara alami. Sumber radiasi ini dapat berasal dari radiasi kosmis dan radiasi dari bumi.

3.1.1. Radiasi Kosmis

Sinar kosmis terdiri dari dua komponen, yaitu sinar kosmis primer dan sekunder. Sinar kosmis primer berasal dari sistem galaksi dan tata surya, yang sebagian besar tersusun dari partikel bermuatan positif. Diluar atmosfer bumi, kosmis terdiri dari proton, partikel alfa dan inti

berat. Partikel ini mempunyai energi dari beberapa MeV hingga 10^{17} eV. (4)

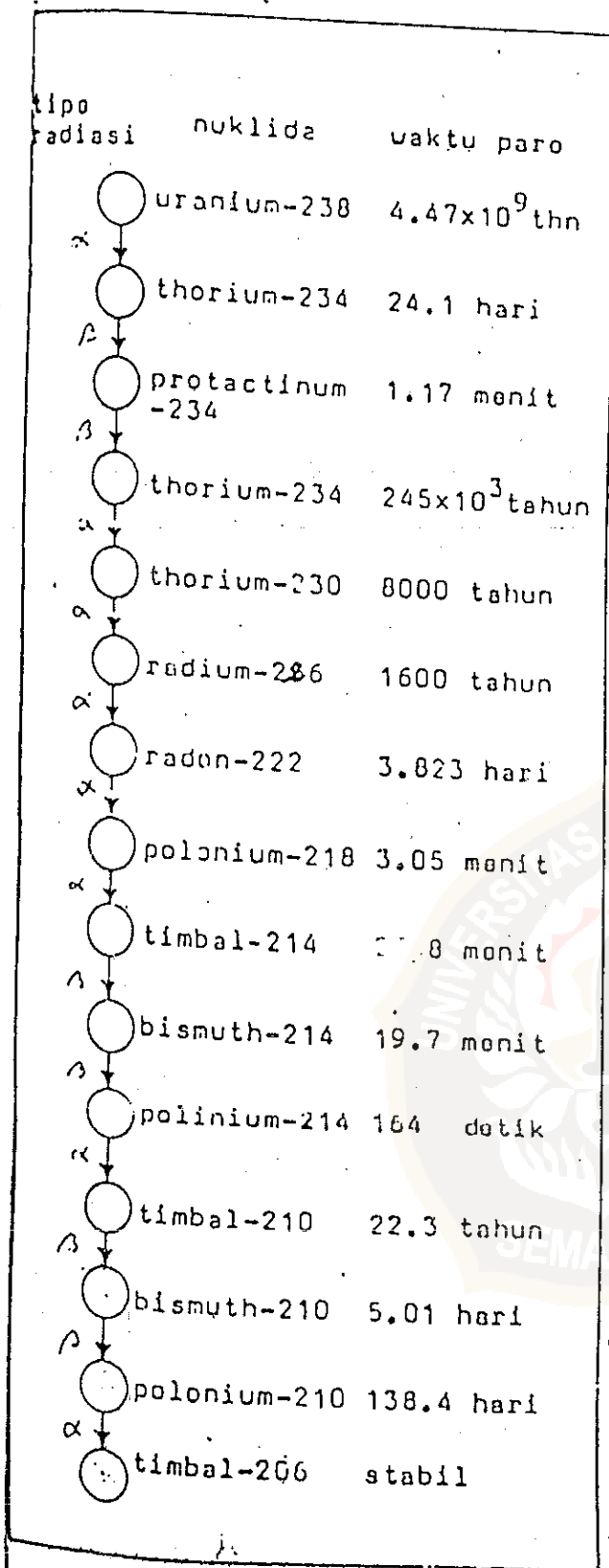
Jika sinar kosmis primer masuk ke atmosfer bumi, maka akan berinteraksi dengan partikel-partikel penyusun atmosfer bumi hingga akan terjadi kosmis sekunder. Beberapa hasilnya dipancarkan meson (hard component), elektron dan foton (soft component) dan neutron (nucleonic component). Selanjutnya partikel-partikel sekunder lainnya masih akan berinteraksi lagi sehingga akan menimbulkan banyak partikel.

Radiasi kosmis sekunder akan sangat mempengaruhi dalam pencacahan latar rendah, karena sinar ini mempunyai energi yang cukup tinggi untuk mencapai permukaan bumi dan menimbulkan pulsa pada detektor pada saat pencacahan.

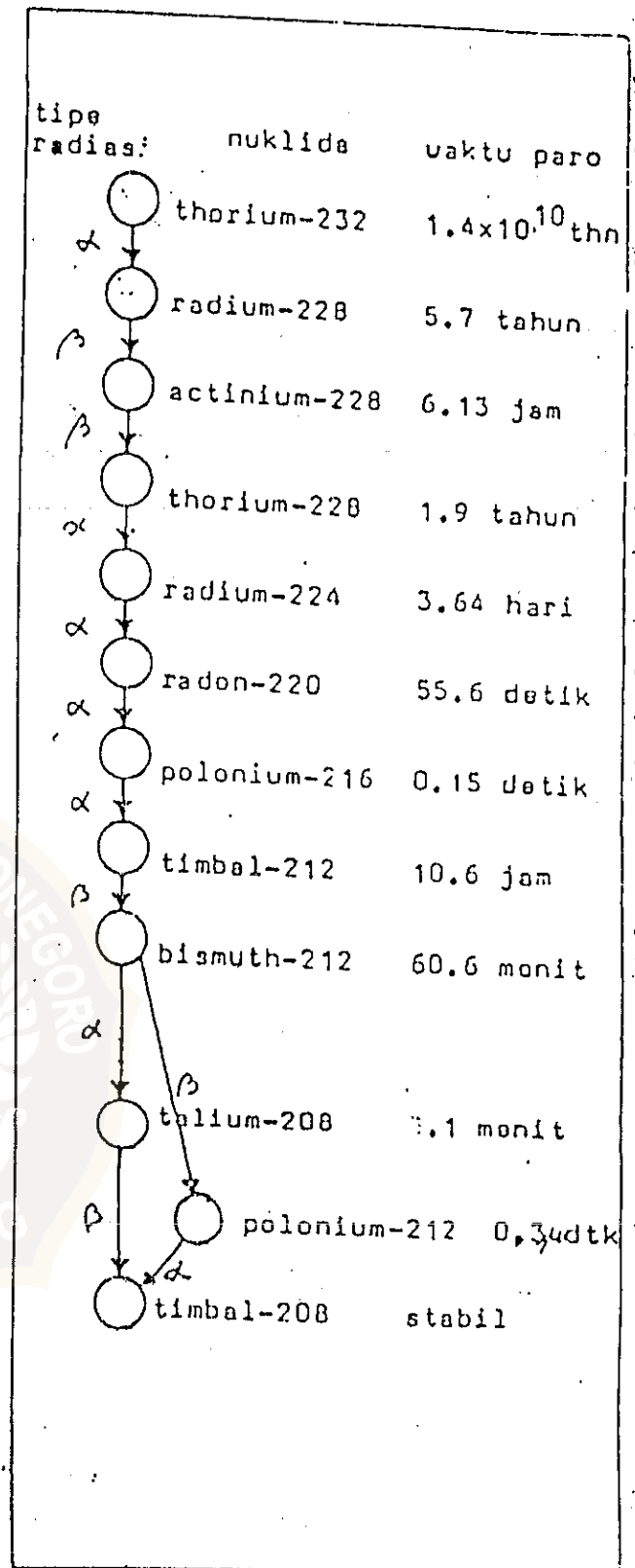
3.1.2. Radiasi Dari Bumi

Sumber radiasi dari permukaan bumi ini dapat berasal dari deret uranium (^{238}U), deret thorium (^{232}Th), ^{40}K , ^{14}C dan ^{87}Rb . Unsur-unsur ini terbentuk di kulit bumi bersama-sama terbentuknya bumi dan dikenal dengan *radionuklida primordial*.

Paparan radiasi dari tiap tempat dapat berbeda-beda. Ada beberapa tempat tertentu yang tanah dan batuananya mengandung uranium dan thorium berkadar tinggi, yang mana radionuklida ini umumnya terdapat di batuan fosfat yang dipergunakan untuk pupuk. Apabila ada uranium dan thorium, ^{226}Ra dan ^{222}Rn tersebar di atmosfer karena difusi.



Peluruhan U-238



Peluruhan thorium-232

Gambar 2.7. Peluruhan ^{238}U dan ^{232}Th

Radiasi dari bumi yang berada di udara terutama disebabkan gas radon dan thoron hasil peluruhan deret uranium dan thorium (gambar 2.7). Kedua gas tersebut terbentuk secara alamiah dan terlarut dalam udara, dan bila hujan maka air hujan akan mengandung zat radioaktif ini. Sedangkan air tanah akan mengandung zat radioaktif dari dalam tanah.

3.2. Radiasi Buatan Manusia

Radiasi buatan manusia telah banyak digunakan seperti pesawat sinar X, akselerator, radioisotop dan bahan bakar nuklir. Pemakaian radiasi terdiri dari tiga kategori yaitu: untuk keperluan medis, industri atau eksploitasi sumber alam dan penelitian.

3.2.1. *Keperluan Medis*

Untuk keperluan medis ini dapat dibagi dalam dua hal yaitu untuk diagnostik dan terapi. Kegiatan ini mengandung resiko karena menggunakan peralatan dengan sinar X dan sinar gamma. Sehingga saat mengoperasikan peralatan harus memperhitungkan kesehatan dan keselamatan baik pasien maupun operator.

3.2.2. *Industri atau Eksploitasi sumber alam*

Sumber radiasi yang lain adalah disebabkan dari kegiatan manusia dalam memenuhi kebutuhan antara lain : pembangunan reaktor untuk pembangkit tenaga listrik dan

penelitian, produksi bahan bakar nuklir, pemakaian deposit fosfat alam dari batuan fosfat untuk pupuk fosfat, pabrik kaos lampu, dsb.

Pada penambangan batubara dan uranium dengan pembuatan terowongan-terowongan untuk berbagai keperluan bahan non migas dan komoditas industri, kontribusi dosis terbesar adalah dari radon dan thoron karena konsentrasi yang tinggi dan tersebar di udara.

Semua yang tersebut diatas yang mempunyai potensi bahaya radiasinya terbesar adalah dari reaktor. Apabila terjadi kecelakaan sejumlah besar zat radioaktif berupa gas, cairan dan padatan terlepas ke lingkungan yang menyebabkan pencemaran lingkungan. Namun demikian dengan prosedur yang sudah baku dan sistem pengamanan yang memadai, maka kecelakaan reaktor dapat dihindari semaksimal mungkin.

3.2.3. *Penelitian*

Penggunaan zat radioaktif untuk penelitian diberbagai bidang seperti pertanian, kedokteran, proses radiasi dan sebagainya sedikit banyak akan terlepas ke lingkungan, sehingga menyebabkan terjadinya pencemaran lingkungan, sehingga akan mempengaruhi pencacahan sampel aktivitas rendah.

3.2.4. Percobaan Senjata Nuklir

Ledakan senjata nuklir mengakibatkan semua energi dilepas dari proses fisi maupun fusi atau kombinasi keduanya. Energi yang dibebaskan adalah sangat besar.

Jumlah besar material hasil fisi maupun fusi yang berupa debu dan gas juga dihamburkan bebas ke atmosfer dan tersebar di lapisan atmosfer yang disebut jatuhan atau *fall out* dan akan mengendap di permukaan bumi.

3.2.5. Kecelakaan Radiasi

Jika terjadi kecelakaan radiasi yang mengakibatkan terlepasnya zat radioaktif ke lingkungan, konsentrasi di atmosfer sangat tergantung pada tiga faktor yaitu :⁽¹⁾

- Faktor kekuatan ledakan
- Faktor meteorologi
- Faktor garis lintang bumi

Faktor kekuatan sumber radiasi akan menentukan tinggi awan aerosol radioaktif, oleh karena tinggi dari troposfir di daerah kutub lebih rendah dari pada di daerah tropis, maka ukuran kekuatan awan masuk ke daerah stratosfir bergantung pula pada garis lintang bumi dan kekuatan ledakan. Sedangkan faktor meteorologi akan menentukan kecepatan dan arah penyebarannya. Tingkat konsentrasi pencemaran juga ditentukan oleh cepat dan lemahnya angin yang bertiup serta gradien turbulensi udara.

3.2.6. Pembuangan Limbah Radioaktif

Penyimpanan limbah lestari untuk limbah yang beraktivitas rendah dan sedang dilakukan dengan berbagai cara antara lain ditanam dibawah permukaan tanah.

Penyimpanan limbah radioaktif yang kurang sempurna menyebabkan terlepasnya zat radioaktif melalui udara, laut atau sungai sehingga menyebabkan pencemaran radioaktif di lingkungan.

3.3. Pemantauan Lingkungan

Pemantauan dilakukan untuk mengetahui kondisi ekosistem dari pencemaran lingkungan sampai pada manusia. Beberapa macam contoh perlu diamati seperti udara, tanah, air, tumbuhan dan radiasi eksterna. Kegiatan tersebut adalah merupakan salah satu cara untuk mengatasi secara dini mengenai tingkat pencemaran udara disuatu tempat baik yang berasal dari sumber radioaktif alam maupun yang berasal dari buatan manusia.

Agar dapat membuktikan bahwa tingkat zat radioaktif buatan manusia (dari instalasi nuklir) dari waktu ke waktu tidak membahayakan lingkungan, terlebih dahulu perlu diketahui tingkat radioaktivitas sebelum instalasi itu dibangun sebagai data dasar untuk mengevaluasi tingkat radioaktivitas dari sebaran radionuklida dan dosis radiasi yang mungkin diterima oleh penduduk disekitar instalasi nuklir. ⁽⁴⁾

4. INTERAKSI RADIASI DENGAN MATERI

Interaksi radiasi dengan materi terjadi karena adanya pancaran radiasi oleh sumber radiasi. Macam-macam pancaran radiasi ini antara lain adalah neutron, proton, partikel alfa, partikel beta, sinar gamma, dsb. (2,6,9) Tetapi dalam hal ini yang akan dibahas adalah interaksi partikel alfa, partikel beta dan sinar gamma dengan materi. Hal ini dimaksudkan untuk mengetahui bentuk spektrum yang didapat dari masing-masing interaksi tersebut.

4.1. Interaksi Radiasi α dengan Materi

Partikel alfa dipancarkan oleh unsur yang mempunyai nomor atom tinggi. Dan partikel alfa sendiri mempunyai dua proton dan dua neutron. Karena jumlah proton dan jumlah neutron yang seimbang ini maka partikel alfa (yang juga merupakan inti helium) sangat stabil. Dengan kestabilannya tersebut, maka kecenderungan bagi unsur berat untuk memancarkan partikel alfa dalam peluruhannya semakin kuat.

Dalam interaksinya dengan materi, partikel alfa sangat efektif untuk berinteraksi dengan elektron karena mempunyai massa dan muatan yang relatif besar. Interaksi ini dapat terjadi dengan cara ionisasi maupun dengan eksitasi.

Ionisasi terjadi jika elektron memperoleh energi cukup untuk meninggalkan atom dan menjadi partikel bebas dengan

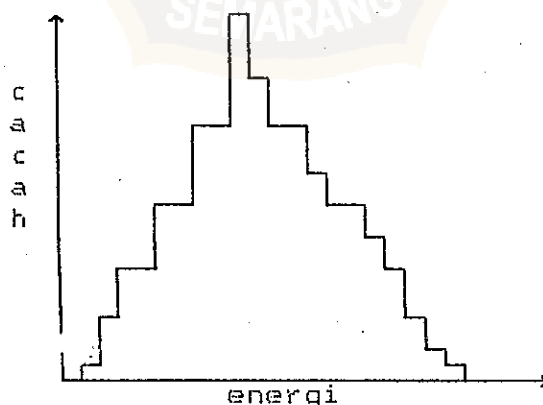
energi kinetik sebesar :⁽¹⁴⁾

$$T_e = (\text{energi yang diberikan partikel}) - (\text{potensial ionisasi})$$

Elektron dibebaskan dari atom seperti halnya perpindahan partikel bermuatan lainnya. Pada energi tinggi hal ini dapat menyebabkan ionisasi pada atom yang lain.

Eksitasi terjadi jika elektron mendapatkan energi yang cukup untuk berpindah ke tingkat energi yang lebih tinggi. Hal ini merupakan perpindahan dari tingkat energi E_1 ke tingkat energi E_2 yang menghasilkan atom yang tereksitasi. Dalam jangka waktu yang relatif pendek yaitu dalam orde 10^{-8} sampai 10^{-10} detik,⁽¹⁴⁾ elektron akan berpindah kembali ke tingkat energi yang lebih rendah sehingga menimbulkan suatu lowongan. Ketika elektron jatuh ke energi rendah akan melepaskan energi sebesar $E_2 - E_1$ dalam bentuk sinar X.

Karena partikel alfa yang dipancarkan oleh inti atom mempunyai besar tenaga yang tertentu sehingga spektrumnya merupakan spektrum diskrit.

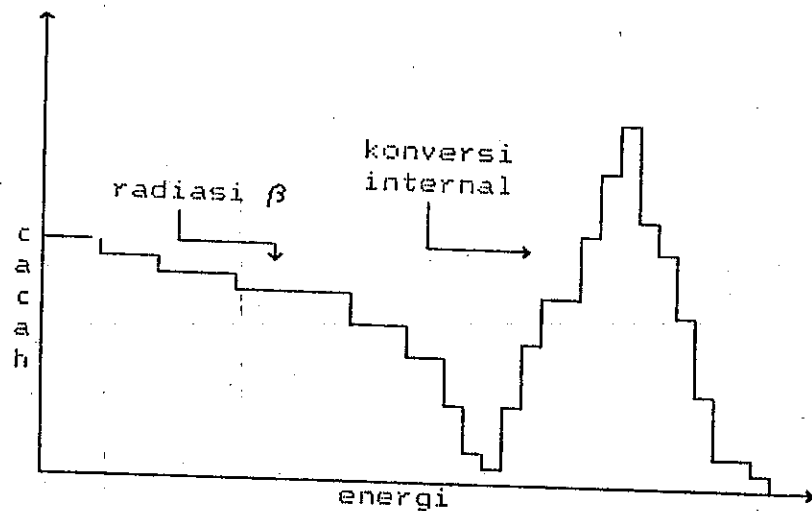


Gambar 2.8. Spektrum partikel alfa

4.2. Interaksi Radiasi β Dengan Materi

Peluruhan beta akan disertai partikel antineutrino sehingga energi pada peluruhan itu didistribusikan pada inti hasil, partikel beta dan antineutrino. Dalam pendistribusian energi antara partikel beta dan antineutrino terjadi secara sembarang, sehingga bagi partikel beta sendiri mempunyai energi dari tingkat rendah sampai tinggi. Karena distribusi inilah maka spektrum partikel beta adalah kontinyu. ^(4,5)

Karena peluruhan ini maka inti target akan menjadi tereksitasi yang dapat secara spontan berubah ke tingkat energi yang lebih rendah dengan memancarkan sinar gamma yang mempunyai energi sebesar $h\nu$ dan ada kemungkinan menumbuk elektron yang ada di sekitarnya. Elektron yang berinteraksi ini mempunyai energi sebesar $h\nu - E_K$, $h\nu - E_L$, ..., dimana E_K , E_L , ... adalah energi ikat elektron pada kulit K, L, Proses ini dinamakan *perubahan internal* yang analog dengan perubahan fotolistrik karena energi gamma yang diemisikan. Energi yang didapat dari transisi inti yang pertama adalah radiasi gamma yang kemudian menimbulkan fotoelektron. Fotoelektron ini akan dapat menimbulkan muatan yang dapat dicacah. Sedangkan bentuk spektrum yang terlihat adalah diskrit sebab ditimbulkan oleh radiasi gamma. Dalam spektrometri beta, puncak yang ditimbulkan oleh perubahan internal ini biasanya dipakai sebagai kalibrasi tenaga.



Gambar 2.9. Spektrum partikel Beta

4.3. Interaksi Radiasi γ Dengan Materi

Interaksi antara radiasi gamma dengan materi adalah khas untuk tiap-tiap radionuklida. Interaksi ini akan mengalami satu atau lebih dari tiga proses yaitu efek fotolistrik, efek Compton dan produksi pasangan.

4.3.1. Efek Fotolistrik

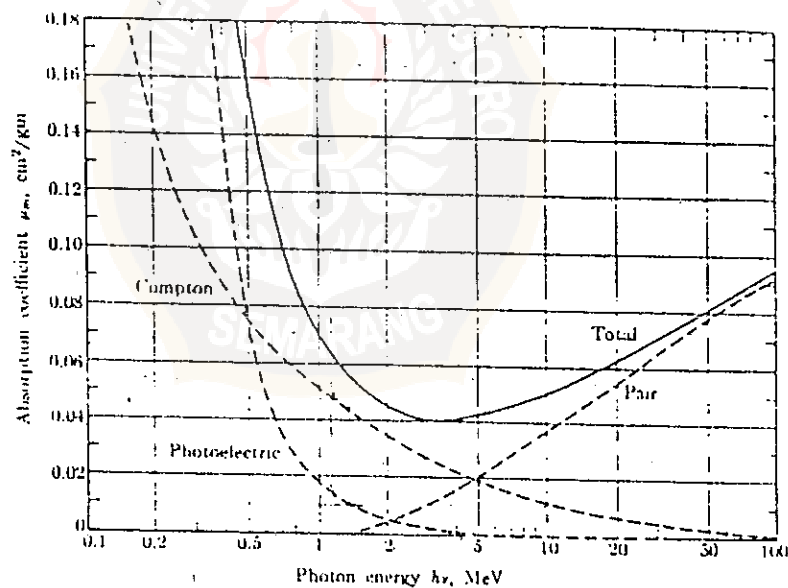
Menurut konsep Planck, bahwa tiap-tiap sinar gamma adalah foton yang mempunyai energi $E_{\gamma} = h\nu$. Foton-foton tersebut dapat mempengaruhi elektron dari atom. Pada proses ini semua energinya akan hilang, dan sebagian energi foton digunakan untuk perpindahan elektron yang sering disebut *work function* (Φ), dan sebagian energi yang lain digunakan sebagai energi kinetik elektron (T).

Hubungan antara energi foton dan elektron adalah :

$$E = h\nu = T + \Phi \quad (2.29)$$

Efek fotolistrik merupakan mekanisme yang penting untuk energi foton rendah, yang kurang dari 1 MeV, akan tetapi energi foton tersebut harus lebih besar dari Φ agar dapat terjadi proses tersebut. Untuk energi foton E yang rendah, foton akan berinteraksi dengan elektron pada kulit terluar dari atom, dan dengan naiknya energi foton E , maka kecenderungan foton untuk berinteraksi dengan elektron

Bila elektron berpindah dari suatu orbit yang lebih dalam, tempatnya akan diisi oleh elektron dari orbit yang lebih luar, maka transisi semacam ini akan dipancarkan suatu foton lagi. Jika elektron berpindah dari kulit K, pada kulit yang lebih dalam semakin meningkat.

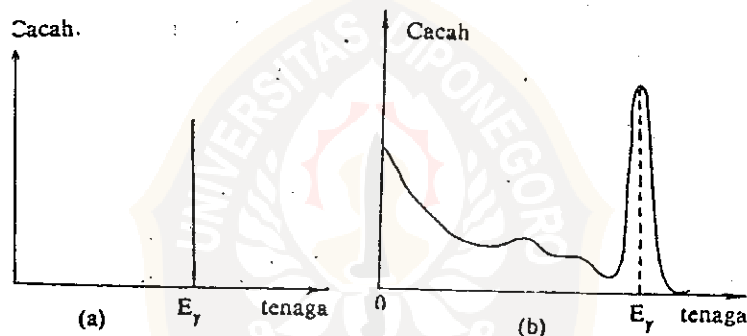


Gambar 2.10 Koefisien serapan massa total sinar gamma pada timah dan sumbangan dari efek fotolistrik, efek compton dan produksi pasangan.

akan timbul sinar X karakteristik. Sinar X ini sering juga disebut dengan *radiasi fluoresensi*.

Gambar 2.10 menunjukkan koefisien serapan dari timah ($Z = 82$) sebagai fungsi dari energi foton dan berbagai sumbangan kedalamnya dari efek fotolistrik, efek Compton dan produksi pasangan. Untuk elemen garis putus-putus, sumbangan dari efek fotolistrik per bagian begitu berkurang disebabkan oleh syarat Z^5 .

Pada proses fotolistrik terjadi serapan seluruh energi gamma, jadi distribusi tinggi pulsa pada peristiwa inipun terjadi secara karakteristik. Sehingga dalam spektrumnya akan berbentuk diskrit pada energi tertentu.



Keterangan: (a). Spektrum teoritis

(b). Spektrum sesungguhnya

Gambar 2.11. Spektrum gamma yang berasal dari serapan fotolistrik.

4.3.2. Efek Compton

Teori hamburan sinar gamma oleh elektron begitu lengkap dan khas untuk energi foton yang besar dibandingkan energi ikat dari elektron, bahwa elektron dapat dianggap bebas. Pada gambar 2.12 menunjukkan

bagaimana hamburan Compton terjadi. Tumbukan antara foton dengan elektron dapat dianggap bahwa foton merupakan partikel dan kehilangan sejumlah energinya yang besarnya sama dengan energi kinetik T yang diterima elektron, walaupun sebenarnya kita mengamati dua foton yang berbeda. Jika foton mula-mula mempunyai frekuensi ν , maka foton terhambur mempunyai frekuensi lebih rendah ν' , sehingga :

Kehilangan energi foton = Energi yang diterima elektron

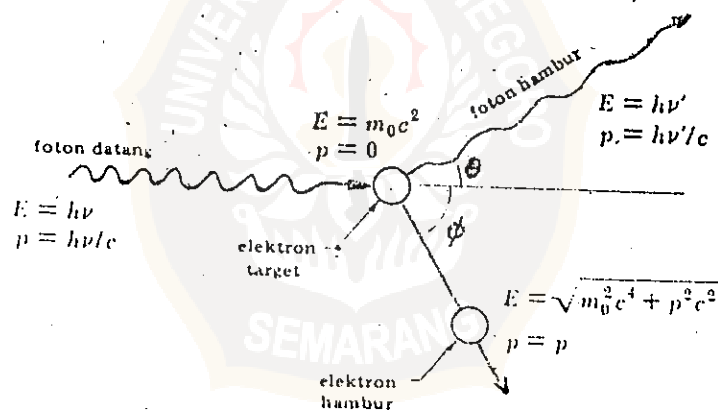
$$h\nu - h\nu' = T \quad (2.30)$$

Hubungan energi dengan momentum tak bermassa :

$$E = pc$$

Karena energi foton adalah $h\nu$, momentumnya :

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} \quad (2.31)$$



Gambar 2.12. Hamburan Compton

Menurut hukum kekekalan momentum, bila momentum foton mula-mula $h\nu/c$, momentum foton terhambur $h\nu'/c$ dan momentum elektron mula-mula dan akhir adalah 0 dan p , maka dalam arah foton mula-mula :

Momentum mula-mula = momentum akhir

$$\frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + p \cos\phi \quad (2.32)$$

dan tegak lurus pada arah ini :

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin\theta - p \sin\phi \quad (2.33)$$

Bila persamaan (2.32) dan (2.33) dikalikan dengan c maka :

$$pc \cos\phi = h\nu - h\nu' \cos\theta$$

$$pc \sin\phi = h\nu' \sin\theta$$

dengan mengeliminasi sudut ϕ dari kedua persamaan tersebut didapat :

$$p^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') \cos\theta + (h\nu')^2 \quad (2.34)$$

Dari kedua persamaan tersebut diatas untuk energi total partikelnya :

$$E = T + mc^2$$

$$E = (m^2 c^2 + p^2 c^2)^{1/2}$$

Sehingga :

$$(T + mc^2)^2 = m^2 c^2 + p^2 c^2$$

$$p^2 c^2 = T^2 + 2mc^2 T$$

Karena $T = h\nu - h\nu'$ maka didapatkan

$$p^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') + (h\nu')^2 + 2mc^2(h\nu - h\nu') \quad (2.35)$$

Apabila persamaan (2.34) dan (2.35) disubstitusikan didapat :

$$2mc^2(h\nu - h\nu') = 2(h\nu)(h\nu')(1 - \cos\theta) \quad (3.36)$$

Sehingga diperoleh perbandingan antara energi foton terhambur dan foton mula-mula : ^(2,10)

$$\frac{h\nu'}{h\nu} = \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.37)$$

$$\alpha = h\nu/mc^2$$

Karena $\nu/c = 1/\lambda$ dan $\nu'/c = 1/\lambda'$ maka dari persamaan

(2.36) diperoleh :

$$\frac{mc}{h} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = \frac{1 - \cos\theta}{\lambda\lambda'}$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta) \quad (2.38)$$

Persamaan ini adalah *formula hamburan Compton*.

Dari persamaan (2.37) dengan mengingat (2.30) diperoleh energi loncatan elektron yang tergantung pada θ adalah :

$$T = h\nu \frac{\alpha(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.39)$$

Terlihat bahwa T akan berharga maksimum pada sudut $\theta = 180^\circ$ (foton mengalami hambur balik) maka :

$$T_{\text{mak}} = h\nu \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} \quad (2.40)$$

Untuk memperolehampang lintang hamburan Compton, Klein dan Nishina telah menghasilkannya dengan memakai teori mekanika kuantum yang menggunakan persamaan Dirac untuk elektron. Jika I adalah intensitas foton terhambur pada sudut θ dan jarak r dari hamburan elektron, dan I_0 intensitas tumbukan, maka :

$$I = \frac{I_0}{r^2} \left[\frac{h\nu'}{h\nu} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right] \quad (2.41)$$

$d\sigma$ adalahampang lintang per elektron untuk jumlah foton terhambur kedalam sudut ruang $d\Omega$ dalam arah θ . Dengan pendapat Klein-Nishina diperoleh untukampang lintang ini adalah :⁽⁴⁰⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2\theta \right) \quad (2.42)$$

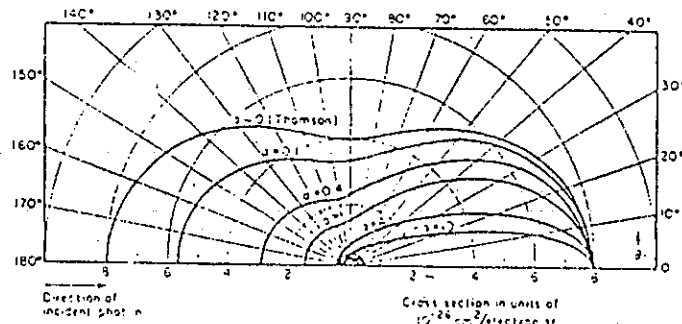
$r_0 = e^2/mc^2$. Dengan mensubstitusikan persamaan (2.37) ke persamaan (2.42) diperoleh $d\sigma$ sebagai fungsi dari θ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^2} [1 + \cos^2\theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]}] \right\} \quad (2.43)$$

Untuk energi rendah, $\alpha \ll 1$ dikenal dengan persamaan

Thomson :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2\theta) \quad (2.44)$$



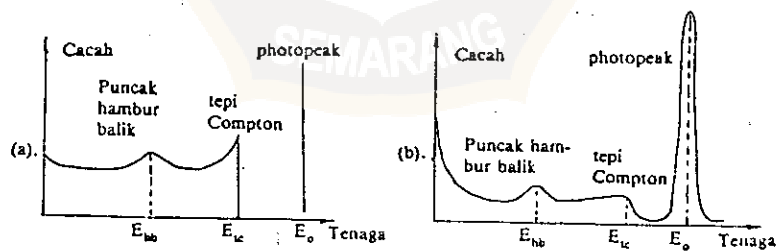
Gambar 2.13 Tampang lintang diferensial per satuan sudut

ruang untuk jumlah foton terhambur pada sudut θ

Dengan mengintegrasikan persamaan (2.43) ke semua nilainya diperoleh :

$$\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad (2.45)$$

σ adalah tampang lintang untuk jumlah foton yang berpindah



Keterangan : (a). Spektrum teoritis

(b). Spektrum sebenarnya

Gambar 2.14. Spektrum gamma yang berasal dari serapan compton

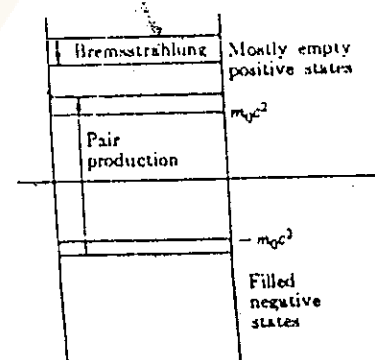
dari pusat berkas atau energi yang pindah darinya, masing-masing foton bila terhambur, energi pada pusat berkas akan berkurang $h\nu$.

Dalam proses hamburan Compton ini elektron sebagai pembentuk pulsa adalah elektron Compton yang besar energinya tergantung pada sudut hamburannya. Sehingga dalam spektrum energi gamma dapat tersebar dari energi rendah sampai energi tinggi yang berbentuk kontinyu.

4.3.3. Produksi pasangan

Proses yang ketiga dari serapan sinar gamma adalah proses produksi pasangan, yang mana positron dan elektron terbentuk dengan energi total sama dengan energi foton. Hal ini dapat dijelaskan jika energi foton melebihi $2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$, yang merupakan jumlah dari energi diam dua partikel yang terbentuk.

Untuk mengetahui proses produksi pasangan dapat dipelajari dengan teori relativitas Dirac. Persamaan Dirac memberikan penyelesaian dengan tanda negatif untuk energi elektron, dan menganggap bahwa tingkat energi negatif terisi, sehingga tidak tampak, sebab secara tidak langsung kemungkinan elektron mengubah gerakan pada tingkatnya. Hal



Gambar 2.15. Diagram tingkat energi Dirac.

ini diselesaikan dengan prinsip eksklusi Pauli bahwa semua tingkat negatif terisi hanya dengan mengubah elektron dalam tingkat energi negatif untuk melintasi lebar pita $2mc^2$ sehingga menjadi elektron energi positif bebas dalam satu lowongan pada tingkat energi positif. Lowongan (hole) terbentuk dalam tingkat negatif yang ditinggalkan oleh elektron sehingga tampak sebagai positron.

Dalam proses produksi pasangan, energi yang diberikan oleh foton diperlukan elektron untuk melintasi pita kosong, sebagaimana terlihat pada gambar 2.15.

Dalam gambar yang sama ditunjukkan pula proses bremsstrahlung, yang mana satu elektron turun ke tingkat energi yang lebih rendah dengan memancarkan foton. Proses produksi pasangan dan proses bremsstrahlung sangat mirip, hanya saja yang satu adalah proses serapan, dan yang lain proses pancaran.

Kesetimbangan energi pada proses produksi pasangan :

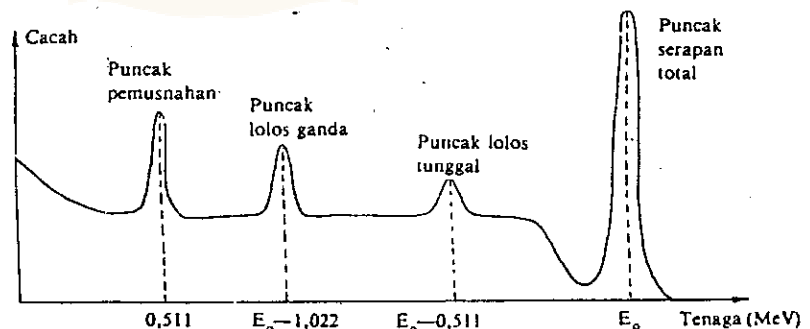
$$E = T_+ + mc^2 + T_- + mc^2 \quad (2.46)$$

T_+ dan T_- adalah energi dari positron dan elektron, yang masing-masing mempunyai energi sebesar $0,5E - 511 \text{ KeV}$. Bila tenaga sinar gamma mula-mula (E) dibagi antara elektron dan positron, maka elektron akan segera meyerahkan tenaganya kepada kristal detektor, sedangkan positron akan bergabung dengan elektron lain dengan mengalami pemusnahan. Akibatnya akan dipancarkan dua foton gamma yang bertolak belakang (membentuk sudut 180°) yang masing-masing tenaganya adalah 511 KeV . Kedua sinar

gamma ini dapat berinteraksi lebih lanjut dengan detektor melalui proses fotolistrik maupun hamburan Compton. Dapat juga terjadi salah satu atau ke dua sinar gamma itu meloloskan diri keluar dari detektor.

Jika hanya satu yang berhasil meloloskan diri dari detektor, maka akan timbul pulsa yang tingginya setara dengan energi $(E-511)\text{KeV}$ yang puncaknya disebut *puncak lolos tunggal* ("single escape peak"). Jika ke dua foton anihilasi tersebut dapat meloloskan diri seluruhnya maka akan timbul *puncak lolos ganda* ("double escape peak") yang mempunyai energi sebesar $(E-1,022)\text{MeV}$. Tapi bila ke dua sinar gamma tersebut tidak ada yang lolos maka puncak yang dihasilkan akan sama dengan energi sebesar E .

Disamping proses tersebut di atas masih ada puncak yang ditimbulkan dari interaksi pembentukan pasangan antara sinar gamma dengan perisai pasif. Sebagian dari foton anihilasi yang mempunyai energi 511 KeV akan tertangkap oleh detektor sehingga menimbulkan puncak pada energi 511 KeV yang disebut *puncak anihilasi* atau *puncak pemusnah*.



Gambar 2.16. Spektrum sinar gamma yang berasal dari efek pembentukan pasangan.

Meskipun batas minimum untuk terjadinya pembentukan pasangan adalah 1,022 MeV, gejala ini biasanya tidak teramati untuk tenaga sinar gamma dibawah 1,5 MeV.

Kebolehan terjadinya puncak-puncak lolos juga dapat tergantung pada volume kristal detektor. Makin besar volume kristal makin kecil kemungkinan bagi foton anihilasi untuk meloloskan diri ke luar detektor.

