

www.mientayvn.com

Dịch tiếng anh chuyên ngành khoa học tự nhiên và kỹ thuật.

Dịch các bài giảng trong chương trình học liệu mở của học viện MIT, Yale.

Tìm và dịch tài liệu phục vụ cho sinh viên làm seminar, luận văn.

Tại sao mọi thứ đều miễn phí và chuyên nghiệp ???

Trao i tr c tuy n t i:

www.mientayvn.com/chat_box_li.html

Vật lý hạt nhân và ứng dụng

Phạm Quốc Hùng



NXB Đại học quốc gia Hà Nội 2007, 101 Tr.

Từ khoá: Phóng xạ, phóng xạ tự nhiên, tia vũ trụ, phổ gamma, ứng dụng của phóng xạ, phóng xạ, phóng xạ nhân tạo, ứng dụng của phóng xạ nhân tạo, đồng vị phóng xạ, phương pháp neutron, phương pháp gamma, Mễsbauer, hấp thụ, phát xạ, vạch phổ gamma, trường bền trong vật lý rắn, đo hiệu ứng Mễsbauer.

Tài liệu trong Thư viện điện tử ĐH Khoa học Tự nhiên có thể được sử dụng cho mục đích học tập và nghiên cứu cá nhân. Nghiêm cấm mọi hình thức sao chép, in ấn phục vụ các mục đích khác nếu không được sự chấp thuận của nhà xuất bản và tác giả.

Mục lục

Chương 1	Phóng xạ tự nhiên và các ứng dụng	6
1.1	Các đồng vị phóng xạ trong tầng sinh quyển (biosphere).....	6
1.1.1	Phóng xạ trong đất.....	6
1.1.2	Tia vũ trụ.....	11
1.2	Các đại lượng và đơn vị đo liều bức xạ.....	14
1.2.1	Hoạt độ.....	14
1.2.2	Liều bức xạ	14
1.2.3	Liều tương đương sinh học và liều hiệu dụng	14
1.2.4	Xác suất hiệu ứng ngẫu nhiên của bức xạ	16
1.2.5	Liều giới hạn cho phép	16
1.3	Phóng xạ tự nhiên trong môi trường đối với con người.....	16
1.3.1	Chiếu xạ ngoài	16
1.3.2	Chiếu xạ trong.....	18
1.3.3	Liều hiệu dụng tổng cộng(chiếu xạ ngoài và chiếu xạ trong)	21
1.4	Đo hoạt độ phóng xạ nhỏ	22
1.4.1	Khái niệm hoạt độ phóng xạ nhỏ.....	22
1.4.2	Phổ kế gamma phòng thấp.....	24

1.5	Phân tích nguyên tố phóng xạ theo phổ gamma	27
1.5.1	Nguyên tắc của phương pháp	27
1.5.2	Các yếu tố ảnh hưởng đến độ chính xác của kết quả phân tích.....	31
1.5.3	Phân tích các mẫu không cân bằng phóng xạ.....	32
1.6	Phương pháp phóng xạ tự nhiên xác định niên đại	33
1.6.1	Nguyên lý.....	33
1.6.2	Phương pháp uran-chì.....	34
1.6.3	Phương pháp cacbon phóng xạ.....	36
1.7	Phương pháp nhiệt huỳnh quang xác định niên đại	41
1.7.1	Hiện tượng nhiệt huỳnh quang (thermoluminescence)	41
1.7.2	Cơ sở của phương pháp nhiệt huỳnh quang xác định niên đại.....	41
Chương 2	Phóng xạ nhân tạo và ứng dụng	43
2.1.	Chế tạo các đồng vị phóng xạ nhân tạo.....	43
2.1.1.	Dùng máy gia tốc.....	43
2.1.2.	Chiếu xạ bởi neutron trong lò phản ứng.....	43
2.1.3.	Từ các sản phẩm phân hạch.....	45
2.2.	Ứng dụng các nguồn bức xạ gamma, neutron có hoạt độ lớn	46
2.2.1.	Chụp ảnh gamma (Gammagraphy).....	46
2.2.2.	Chiếu xạ gamma (Gamma Irradiation).....	47
2.2.3.	Ứng dụng các hiệu ứng hoá học, vật lý của bức xạ.....	48
2.3.	Phương pháp đồng vị đánh dấu.....	49
2.3.1.	Xác định độ hư mòn	50
2.3.2.	Phương pháp đánh dấu ứng dụng trong y, sinh, nông học, thủy văn... .	51
2.4.	Ứng dụng đồng vị phóng xạ trong các phép đo, kiểm tra liên tục.....	52
2.4.1.	Phép đo bề dày.....	52
2.4.2.	Phép đo mức, thể tích, lưu lượng chất lỏng.....	53
2.5.	Phương pháp neutron.....	54
2.5.1.	Các nguồn đồng vị thông thường	54
2.5.2.	Xác định độ ẩm của đất bằng phương pháp neutron.....	55
2.5.3.	Ứng dụng neutron trong thăm dò, tìm kiếm dầu	56
2.6.	Phương pháp gamma xác định mật độ.....	57
2.6.1.	Xác định mật độ bằng bức xạ gamma truyền qua	57
2.6.2.	Xác định mật độ bằng gamma tán xạ	61
2.7.	Một vài ứng dụng đặc biệt.....	62
Chương 3	Hiệu ứng Mössbauer và ứng dụng	65
3.1	Phát xạ và hấp thụ	65
3.1.1	Bề rộng vạch phổ gamma (bề rộng tự nhiên)	65
3.1.2	Hấp thụ cộng hưởng	66
3.2	Hiệu ứng Mössbauer.....	67
3.3	Hệ số Debye - Waller.....	68
3.4	Hiệu ứng Doppler.....	69
3.5	Các hạt nhân Mössbauer	70
3.6	Kỹ thuật thực nghiệm đo hiệu ứng Mössbauer	71

3.6.1	Nguyên tắc	71
3.6.2	Phổ kế Mürssbauer.....	71
3.7	Nghiên cứu điện từ trường bên trong vật rắn.....	72
3.7.1	Tương tác đơn cực (monopole)	72
3.7.2	Tương tác điện tứ cực (quadrupole electric)	75
3.7.3	Tương tác từ lưỡng cực (dipole magnetic).....	76
3.8	Nghiên cứu dao động nguyên tử trong tinh thể.....	77
3.9	Phân tích pha.....	78
Chương 4 Chuyển dời gamma nội tầng và ứng dụng nghiên cứu trường bên trong vật rắn		
		79
4.1	Bức xạ gamma trong chuyển dời nội tầng	79
4.2	Nguyên tắc của phương pháp đo tương quan góc gamma-gamma.....	80
4.3	Hàm tương quan góc	81
4.4	Tương quan góc gamma-gamma nhiễu loạn và các kiểu đo.....	83
4.5	Nhiễu loạn của tương quan góc gamma - gamma trong điện trường tinh thể vật rắn	84
4.6	Nhiễu loạn của tương quan góc gamma-gamma trong từ trường	87
Chương 5 Sự hủy pôzitron và ứng dụng trong nghiên cứu vật rắn.....		
		93
5.1	Tương tác của pozitron với vật chất.....	93
5.1.1	Pozitron trong vật chất.....	93
5.1.2	Hủy pozitron	94
5.2	Các phương pháp đo hủy pozitron nghiên cứu vật rắn	97
5.2.1	Nguyên tắc chung	97
5.2.2	Phương pháp đo thời gian sống của pozitron	98
5.2.3	Đo phân bố góc của bức xạ hủy.....	100
5.2.4	Đo độ nở rộng Doppler của đỉnh hủy	102

Lời nói đầu

Vật lý hạt nhân ứng dụng là một trong các giáo trình bắt buộc thuộc khung chương trình đào tạo Cử nhân khoa học vật lý, chuyên ngành Vật lý hạt nhân và cử nhân Công nghệ hạt nhân, chuyên ngành ứng dụng và Năng lượng của Trường Đại học KHTN thuộc ĐHQGHN.

Giáo trình mang tên như vậy thực ra cần phải chứa đựng rất nhiều nội dung, từ các ứng dụng vi mô đến các ứng dụng có quy mô Công nghệ như điện hạt nhân. Tuy nhiên, giáo trình phải được biên soạn phù hợp với thời lượng cho từng môn học theo quy định của khung chương trình. Mặt khác, theo khung đã có một số giáo trình khác viết về những ứng dụng của Vật lý hạt nhân như: Các phương pháp phân tích hạt nhân, Cơ sở điện hạt nhân, Máy gia tốc. Do vậy giáo trình “Vật lý hạt nhân ứng dụng” này chỉ bao gồm những nội dung sau đây:

Chương 1- Trình bày những vấn đề liên quan đến các ứng dụng của phóng xạ tự nhiên.

Chương 2 - Một số ứng dụng liên quan đến phóng xạ nhân tạo.

Ba chương sau liên quan đến ứng dụng của một số hiệu ứng, quá trình hạt nhân trong các nghiên cứu vật rắn hoặc trong các lĩnh vực khác.

Chương 3 - Hiệu ứng Mürssbauer và ứng dụng.

Chương 4 - Chuyên dời gamma nối tầng (cascade) và ứng dụng nghiên cứu trường bên trong vật rắn.

Chương 5 - Sự huỷ pozitron và ứng dụng nghiên cứu vật rắn.

Giáo trình này đã được sửa chữa và bổ sung sau một số năm dùng để giảng dạy cho sinh viên tại trường Đại học Khoa học Tự nhiên nhưng chắc chắn vẫn còn nhiều khiếm khuyết.

Tôi rất mong nhận được ý kiến đóng góp xây dựng của bạn đọc, các đồng nghiệp và các em sinh viên để giáo trình được hoàn thiện hơn.

Tác giả

Chương 1

Phóng xạ tự nhiên và các ứng dụng

1.1 Các đồng vị phóng xạ trong tầng sinh quyển (biosphere)

Từ tro bụi của các vụ nổ của các ngôi sao, khoảng 4,5 tỷ năm trước đây đã hình thành Mặt Trời và hệ thống hành tinh của chúng ta. Trong đám tro bụi đó, có một lượng rất lớn các nguyên tố phóng xạ. Theo thời gian, đa số các nguyên tố phóng xạ này phân rã và trở thành các nguyên tố bền, chúng là thành phần chính của hệ thống hành tinh của chúng ta ngày nay. Tuy nhiên, trong vỏ Trái Đất vẫn còn những nguyên tố phóng xạ, đó là những nguyên tố phóng xạ có thời gian bán rã cỡ tuổi của Trái Đất hoặc lớn hơn. Các đồng vị phóng xạ này cùng với sản phẩm phân rã của chúng là nguồn chính của bức xạ ion hoá tự nhiên tác dụng lên mọi sinh vật trên Trái Đất. Một nguồn của các bức xạ ion hoá tự nhiên khác là các tia vũ trụ khi chúng đi vào tầng khí quyển và bề mặt Trái Đất.

Năng lượng nhiệt toả ra trong quá trình phân rã của các nguyên tố phóng xạ, cùng với năng lượng hấp dẫn chính là nguồn gốc của nhiệt độ cao ở trong lòng Trái Đất. Người ta ước tính công suất nhiệt tạo thành của uran tự nhiên là vào khoảng 8,7 mW/tấn.

1.1.1 Phóng xạ trong đất

Từ định luật phân rã phóng xạ

$$N = N_0 \exp\left(-\ln 2 \cdot \frac{t}{T_{1/2}}\right)$$

ta dễ dàng tính được tỷ số N/N_0 các nguyên tử của các đồng vị phóng xạ hiện có ở thời điểm t trong Trái Đất so với chúng khi hình thành trái đất, phụ thuộc vào thời gian bán rã $T_{1/2}$ của đồng vị đó như sau:

$T_{1/2}$	N/N_0
10^8 năm	$1,4 \cdot 10^{-4}$
10^9 năm	$4,1 \cdot 10^{-2}$
$4,6 \cdot 10^9$ năm	0,5
$>10^{10}$ năm	$>0,73$

a) Các dãy phóng xạ tự nhiên

Các nguyên tố phóng xạ tạo thành 3 dãy phóng xạ, đứng đầu là các đồng vị ^{238}U , ^{232}Th và ^{235}U :

- Dãy Thori, đứng đầu là ^{232}Th , ($T_{1/2}=1,41 \cdot 10^{10}$ năm, $N/N_0=0,8$), cuối cùng là ^{208}Pb , các đồng vị của dãy này có số $A=4n$, tức là bội số của 4.

- Dãy Uran-Actini, bắt đầu là ^{235}U , ($T_{1/2}=7,47 \cdot 10^8$ năm, $N/N_0=0,011$), kết thúc là ^{207}Pb , $A=4n+3$.

- Dãy Uran 238, bắt đầu là ^{238}U , ($T_{1/2}=4,47.10^9$ năm, $N/N_0=0,8$), kết thúc là ^{206}Pb , $A=4n+2$

Có một dãy thứ tư nữa, đó là dãy $4n+1$, bắt đầu là ^{235}U , có $T_{1/2}=2,2.10^6$ năm, nhỏ hơn tuổi của quả đất chừng 2000 lần, do đó đến nay trong đất hầu như không còn các đồng vị của dãy này.

Tất cả các đồng vị “con cháu” của các đồng vị “mẹ” của các dãy đều có thời gian bán rã $T_{1/2}$ rất nhỏ so với các đồng vị mẹ, do đó các dãy đều cân bằng phóng xạ, tức là hoạt tính phóng xạ của mọi đồng vị phóng xạ trong mỗi dãy đều như nhau.

Bảng 1.1, 1.2 và 1.3 giới thiệu các đại lượng đặc trưng cho đồng vị của các dãy phóng xạ tự nhiên. Trong cột thứ nhất có ghi thêm độ phổ cập (abundance) của một số đồng vị trong thành phần tự nhiên của nguyên tố. Ba cột cuối là năng lượng trung bình giải phóng trong các quá trình phân rã α , β , và biến hoán electron $\langle e \rangle$, thí dụ electron Auger, bức xạ gamma và bức xạ hãm Bremsstrahlung $\langle IB \rangle$. Các giá trị trung bình này được sử dụng để tính liều bức xạ ion hoá.

Bảng 1.1
Dãy ^{232}Th (4n)

Hạt nhân (độ phổ cập %)	$T_{1/2}$	Loại phân rã	Năng lượng trung bình trong 1 phân rã (keV)		
			$\langle \alpha \rangle$	$\langle \beta \rangle + \langle e \rangle$	$\langle \gamma \rangle + \langle IB \rangle$
^{232}Th (100%)	1,41.10 ¹⁰ năm	α	4010	-	-
^{228}Ra	5,75 năm	β^-	-	-	15
^{228}Ac	6,1 h	β^-	-	480	990
^{228}Th	1,91 năm	α	5400	20	3
^{224}Ra	3,7 ngày	α	5680	2	10
^{220}Rn	56 s	α	6290	-	-
^{216}Po	150 ms	α	6780	-	-
^{212}Pb	10,6 h	β^-	-	175	145
^{212}Bi	1,01 h	β^- (64%)	2170	510	105
		α (36%)			
^{212}Po	300 ns	α	8780	-	-
^{208}Tl	3,05 phút	β^-	-	600	3375
^{208}Pb (52,4%)	bền				

Bảng 1.2
Dãy Uran ^{238}U (4n+2)

Hạt nhân (độ phổ cập %)	$T_{1/2}$	Loại phân rã	Năng lượng trung bình trong 1 phân rã (keV)		
			$\langle\alpha\rangle$	$\langle\beta\rangle + \langle e\rangle$	$\langle\gamma\rangle + \langle\text{IB}\rangle$
^{238}U (99,28%)	$4,47 \cdot 10^9$ năm	α	4190	10	1
^{234}Th	24,1 ngày	β^-	-	16	9
$^{234\text{m}}\text{Pa}$	1,2 phút	β^-	-	820	14
^{234}Pa	6,7 h	β^-	-	480	1903
^{234}U (0,0055%)	$2,45 \cdot 10^5$ năm	α	4770	-	-
^{230}Th	$7,5 \cdot 10^4$ năm	α	4670	-	-
^{226}Ra	1600 năm	α	4770	4	7
^{222}Rn	3,83 ngày	α	5490	-	-
^{218}Po	3,1 phút	α (99,98%)	6000	-	-
		β^- (0,02%)			
^{218}At	1,6 s	α (99,9%)	6690	-	-
		β^- (0,1%)			
^{214}Pb	27 phút	β^-	-	295	250
^{214}Bi	20 phút	β^- (99,98%)	-	660	1510
		α (0,02%)	1,4	-	-
^{214}Po	164 μs	α	7690	-	-
^{210}Tl	1,3 phút	α	1200	95	2700
^{210}Pb	22,3 năm	β^-	-	34	5
^{210}Bi	5,01 ngày	β^-	-	390	-
^{210}Po	138,38 ngày	α	5300	-	-
^{206}Tl	4,2 phút	β^-	-	540	-
^{206}Pb (24,1%)	bền				

Bảng 1.3
Dãy Uran-Actini ^{235}U (4n+3)

Hạt nhân (độ phổ cập %)	$T_{1/2}$	Loại phân rã	Năng lượng trung bình trong 1 phân rã (keV)		
			$\langle\alpha\rangle$	$\langle\beta\rangle + \langle e\rangle$	$\langle\gamma\rangle$
^{235}U (0.71%)	$7,04 \cdot 10^8$ năm	α	4380	43	155
^{231}Th	1,06 ngày	β^-	-	173	29
^{231}Pa	$3,3 \cdot 10^4$ năm	α	4920	48	40
^{227}Ac	21,3 năm	β^- (98,6%)			
		α (1,4%)	67	12	-
^{227}Th	18,7 ngày	α	5900	54	110
^{223}Fr	22 phút	β^-	-	395	63
^{223}Ra	11,4 ngày	α	5700	73	135
^{219}Rn	4,0 s	α	6810	6	56
^{215}Po	1,78 ms	α	7390	-	-
^{211}Pb	36 phút	β^-	-		68
^{215}At	100 μs	α	8020	-	-
^{211}Bi	2,1 phút	α (99,7%)	6550		
		β^- (0,3%)		10	47
^{211}Po	520 ms	α	7400	-	8
^{207}Tl	4,8 phút	β^-	-	494	3
^{207}Pb (22,1%)	bền				

b) Các đồng vị phóng xạ khác

Ngoài các đồng vị thuộc 3 dãy phóng xạ tự nhiên, còn có 18 đồng vị thuộc 16 nguyên tố, có thời gian bán rã lớn nên còn tồn tại đến bây giờ trong Trái Đất. Bảng 1.4 trình bày các đồng vị đó và một số đặc trưng của chúng.

Bảng 1.4

Hạt nhân	Độ phổ cập %	$T_{1/2}$ (năm)	Loại phân rã	Năng lượng trung bình trong 1 phân rã (keV)		
				$\langle\alpha\rangle$	$\langle\beta\rangle + \langle e\rangle$	$\langle\gamma\rangle + \langle\text{IB}\rangle$
^{40}K	0,0117	$1,28 \cdot 10^9$	β^- 89%	-	455	157
			ε 11%			
^{50}V	0,250	$1,3 \cdot 10^{15}$	$\varepsilon > 70\%$	-	?	~1100
			$\beta^- < 30\%$			
^{82}Se	9,2	$1,4 \cdot 10^{17}$	$\beta\beta^-$	-	?	?
^{87}Rb	27,84	$4,8 \cdot 10^{10}$	β^-	-	82	-
^{113}Cd	12,2	$9 \cdot 10^{15}$	β^-	-	91	-
^{115}In	95,7	$4,4 \cdot 10^{14}$	β^-	-	153	-
^{123}Te	0,91	$1,3 \cdot 10^{13}$	ε	-	3	-
^{130}Te	33,8	$2,5 \cdot 10^{21}$	$\beta\beta^-$	-	?	?
			ε 67%			
^{138}La	0,1	$1,1 \cdot 10^{15}$	ε 67%	-		
			β^- 33%		28	1240

^{144}Nd	23,8	$2,1 \cdot 10^{15}$	α	1830	-	-
^{147}Sm	15,0	$1,1 \cdot 10^{11}$	α	2230	-	-
^{148}Sm	11,2	$7 \cdot 10^{15}$	α	1960	-	-
^{152}Gd	0,2	$1,1 \cdot 10^{14}$	α	2140	-	-
^{176}Lu	2,6	$3,6 \cdot 10^{10}$	β^-	-	115	490
^{174}Hf	0,16	$2 \cdot 10^{15}$	α	2500	-	-
^{187}Re	6,26	$5 \cdot 10^{10}$	β^-	-	10	-
^{186}Os	1,6	$2 \cdot 10^{15}$	α	2800	-	-
^{190}Pt	<0,02	$6 \cdot 10^{11}$	α	3180	-	-

Cần chú ý rằng hoạt độ phóng xạ A của một đồng vị phóng xạ được tính theo hệ thức

$$A = N\lambda = \frac{N}{\tau} = \frac{N \cdot \ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0,693N}{T_{1/2}},$$

trong đó N là số nguyên tử (hạt nhân) phóng xạ có trong mẫu, λ là hằng số phân rã của hạt nhân phóng xạ đó, τ và $T_{1/2}$ là thời gian sống trung bình và thời gian bán rã của hạt nhân phóng xạ, liên hệ với nhau theo hệ thức

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}.$$

Trong một dãy phóng xạ ở trạng thái cân bằng phóng xạ

$$N_1\lambda_1 = N_2\lambda_2 = \dots = N_i\lambda_i$$

thì số nguyên tử (hạt nhân) của một đồng vị nào đó tỷ lệ với thời gian bán rã của nó

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{(T_{1/2})_1}{(T_{1/2})_2}$$

Thí dụ, trong đất, số hạt nhân ^{226}Ra so với số hạt nhân ^{238}U được tính như sau:

$$\frac{N_{^{226}\text{Ra}}}{N_{^{238}\text{U}}} = \frac{1600 \text{ n} \cdot \text{m}}{4,47 \cdot 10^9 \text{ n} \cdot \text{m}} = 3,6 \cdot 10^{-7}$$

Như vậy, nói chung hoạt độ phóng xạ trong đất của các đồng vị phóng xạ nêu trong các bảng 1.1, 1.2, 1.3 và 1.4 có giá trị rất nhỏ. Nguyên nhân là do hàm lượng của chúng trong đất rất nhỏ, hoặc là do thời gian bán rã của chúng rất dài.

Tuy vậy, dưới góc độ phóng xạ môi trường, người ta quan tâm đến một số đồng vị có hoạt độ phóng xạ trong đất lớn. Từ thực nghiệm người ta đã xác định được hàm lượng trung bình của các đồng vị phóng xạ trong đất. Từ các giá trị này có thể xác định được hoạt độ phóng xạ trung bình của các đồng vị phóng xạ trong đất, đại lượng này thường đo bằng đơn vị Bec-ơ-ren trên tấn (Bq/T).

Ngoài ra, đối với các đồng vị phóng xạ, người ta còn dùng một đại lượng có tên là hoạt độ riêng của đồng vị, thường tính theo đơn vị Bq/g.

Thí dụ về tính toán các đại lượng trên:

- Hoạt độ riêng của đồng vị ^{40}K (Hoạt độ của một đơn vị khối lượng, chẳng hạn của 1g ^{40}K)

Cần nhớ lại 1Bq là 1 phân rã/s, nguyên tử gam của ^{40}K là 40 g, một nguyên tử gam của ^{40}K có $6,023 \cdot 10^{23}$ nguyên tử.

Vậy hoạt độ của 1 g ^{40}K được tính như sau:

$$\frac{1\text{g} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \cdot \ln 2}{40\text{g} \cdot 1,28 \cdot 10^9 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600\text{s}} = 2,58 \cdot 10^5$$

Ta nói hoạt độ riêng của ^{40}K là $2,58 \cdot 10^5$ Bq/g

- Nếu biết hàm lượng trung bình trong đất của ^{40}K là 2,84.10-4% g/g (hay 2,84.10-6 g/g) thì hoạt độ trung bình của đồng vị đó trong đất được tính như sau: Tính cho một tấn đất.

$$\frac{10^6 \text{g} \cdot 2,84 \cdot 10^{-6} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \cdot \ln 2}{40\text{g} \cdot 1,28 \cdot 10^9 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600\text{s}} = 7,3 \cdot 10^5 \text{ Bq / T}$$

Bảng 1.5

Hoạt độ riêng và hoạt độ trung bình trong đất của vài đồng vị

Đồng vị	Hoạt độ riêng (Bq/g)	Hàm lượng (g/g)	Hoạt độ trung bình (Bq/T)
^{40}K	$2,5 \cdot 10^5$	$2,84 \cdot 10^{-6}$	$7,3 \cdot 10^5$
^{87}Rb	$3,17 \cdot 10^3$	$6,40 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^5$
^{232}Th	$4,06 \cdot 10^3$	$9,70 \cdot 10^{-6}$	$3,94 \cdot 10^4$
^{235}U	$8,00 \cdot 10^4$	$2,06 \cdot 10^{-8}$	$1,65 \cdot 10^3$
^{238}U	$1,24 \cdot 10^4$	$2,88 \cdot 10^{-6}$	$3,57 \cdot 10^4$

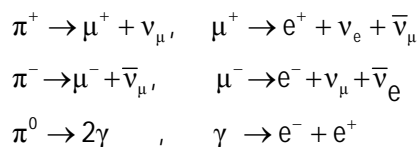
Trong bảng 1.5 là một số số liệu của các đồng vị phóng xạ tự nhiên có hoạt độ trung bình trong đất vượt quá 100 Bq/T. Các đồng vị này được quan tâm đến khi tính liều phóng xạ tự nhiên và các hiệu ứng phóng xạ tự nhiên với con người.

1.1.2 Tia vò trụ

a) Nguồn gốc và thành phần của tia vò trụ.

Khi đi vào khí quyển của Trái Đất, tia vò trụ sơ cấp bao gồm proton (chiếm 86%), hạt alpha (13%), còn lại là các hạt có số khối $A > 4$.

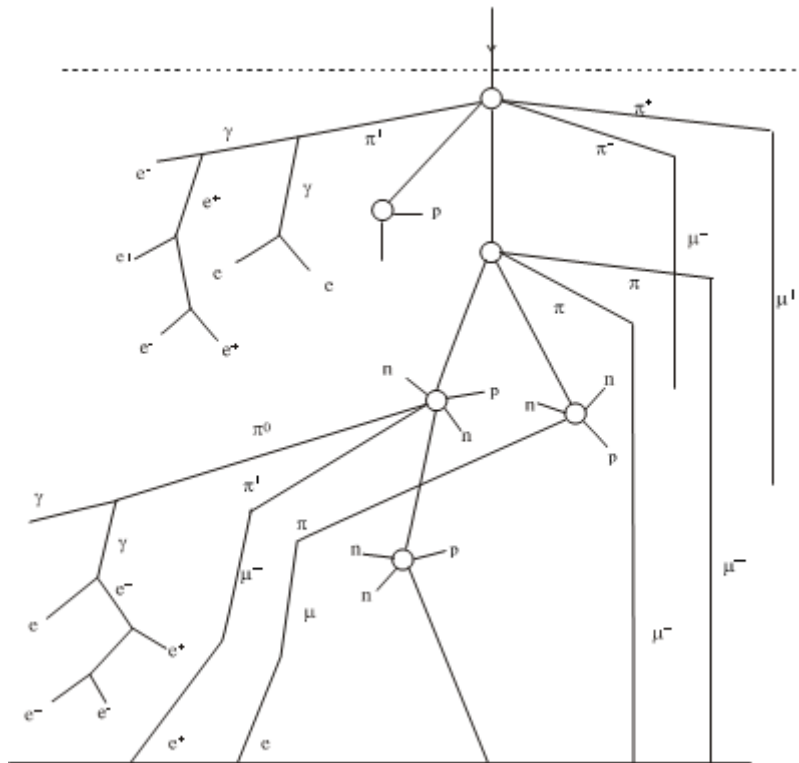
Các proton và các hạt khác trong thành phần của các tia vò trụ sơ cấp có năng lượng rất lớn (từ 10^{10} đến 10^{20} eV). Tương tác với hạt nhân nguyên tử của bầu khí quyển, chủ yếu là với ôxy và nitơ, tia vò trụ sơ cấp tạo thành các piôn (π^+, π^-, π^0), notron và proton năng lượng nhỏ hơn (đó là p thứ cấp). Khi tới mặt đất (mặt biển) thì số lượng hạt p chỉ còn 0,5% trong thành phần của tia vò trụ. Các hạt pion tiếp tục tương tác với khí quyển tạo thành n, p. Mặt khác, chúng cũng phân rã



Như vậy, khi đi tới mặt đất, thành phần của tia vò trụ gồm có: các hạt muon chiếm 60%, notron 23%, electron 16%, proton 0,5%, các hạt piôn dưới 0,5%. Các hạt thứ cấp này của

thành phần tia vũ trụ thường được phân thành 3 loại: Các hạt cứng (năng lượng lớn), mềm (năng lượng nhỏ hơn) và các neutron.

Hình dưới đây minh họa quá trình tương tác của tia vũ trụ khi đi vào khí quyển của Trái Đất.



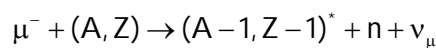
Hình 1.1
Thành phần tia vũ trụ ở mặt đất

b) Thành phần cứng

Đó là các hạt tích điện muon và proton có khả năng đâm xuyên lớn.

Các hạt muon:

Năng lượng biến đổi trong khoảng từ vài trăm MeV đến vài trăm GeV. Ngoài quá trình phân rã của các hạt μ^+ , μ^- như đã trình bày ở trên, còn có các quá trình khác: Đó là sự tạo thành các nguyên tử μ . Trong quá trình này, các hạt μ^- sau khi bị làm chậm bởi tương tác với vật chất (ion hoá, phát ra photon hãm...) thì bị chiếm



Quá trình chiếm hạt μ^- để tạo thành các nguyên tử μ này xảy ra đồng thời với quá trình phân rã của các hạt μ^- . Trong vật chất càng nặng, xác suất xảy ra quá trình tạo các nguyên tử μ càng lớn so với quá trình phân rã của μ^- . Các hạt nhân của nguyên tử μ $(A-1, Z-1)^*$, trở về trạng thái cơ bản sẽ phát ra một hoặc nhiều neutron, đôi khi cả p hoặc α ; các gamma còn sẽ phát ra trong quá trình các nguyên tử μ trở về trạng thái cơ bản.

Các proton:

Ở độ cao mực nước biển, cường độ dòng hạt p của tia vò trụ là khoảng $1,7 \text{ p/m}^2 \cdot \text{s}$, tức là nhỏ hơn chừng 100 lần so với dòng hạt μ (khoảng $190 \text{ } \mu/\text{m}^2 \cdot \text{s}$). Phổ năng lượng của các hạt p có cực đại ở giá trị 1 MeV.

Giống như hạt μ , proton tương tác với vật chất qua các quá trình: ion hoá, va chạm đàn hồi hoặc không đàn hồi với các nuclôn. Tuy nhiên, khác với các hạt μ , khi tương tác với vật chất, đặc biệt là với chì, các hạt p tạo thành rất nhiều notron.

Một tính toán mô phỏng đối với một chùm $5 \cdot 10^4 \text{ p}$, có năng lượng ban đầu là 1 GeV, tác dụng với bia chì có độ dày khác nhau, đã cho kết quả như sau:

Sau khi đi qua 15 cm chì, khoảng $5 \cdot 10^5$ notron được tạo thành, chỉ có 25% proton của chùm hạt đi qua bề dày 15 cm chì.

Như vậy, mặc dù cường độ chùm hạt p của tia vò trụ chỉ nhỏ (1/100 so với chùm hạt μ) nhưng không thể bỏ qua vai trò của nó trong phong phóng xạ tự nhiên vì chúng tạo ra nhiều notron.

c) Thành phần mềm

Đó là các electron và bức xạ gamma.

- Các electron:

Ở độ cao mực nước biển, các electron (16% trong thành phần của tia vò trụ) tương tác với vật chất qua các quá trình ion hoá, hãm và phát ra bức xạ gamma. Chúng mất dần năng lượng và bị hấp thụ trong vật chất.

Kết quả tính toán mô phỏng cho thấy: khi đi qua 15 cm chì, khoảng 99,4% electron của tia vò trụ bị hấp thụ. Cần chú ý rằng trong quá trình đi qua chì thì photon (bức xạ hãm Bremsstrahlung) được phát ra.

- Bức xạ gamma:

Ở độ cao mực nước biển, dòng bức xạ gamma rất phức tạp, tùy thuộc vào vùng năng lượng khảo sát: Dưới 3 MeV thì chủ yếu là bức xạ gamma của các đồng vị phóng xạ tự nhiên trong môi trường. Trong vùng năng lượng $3 \div 10 \text{ MeV}$ thì bức xạ gamma sinh ra từ quá trình hấp thụ các notron và từ phản ứng (α, n) . Trên 10 MeV thì chủ yếu là bức xạ gamma có nguồn gốc từ tia vò trụ.

Kết quả tính toán mô phỏng đối với một dòng bức xạ gamma 10 MeV cho thấy: 15 cm chì hấp thụ hầu hết các tia gamma. Khi năng lượng tia gamma càng lớn, quá trình chúng đi qua 15 cm chì không xảy ra tương tác nào có xác suất càng nhỏ, ngược lại, quá trình các tia gamma tương tác với vật chất và suy giảm năng lượng xảy ra với xác suất càng lớn.

- Notron:

Ở mức mặt biển, notron có nguồn gốc tia vò trụ chiếm 23% trong thành phần tổng cộng của tia vò trụ. Cường độ dòng notron ở mức mặt biển vào khoảng $75 \text{ notron/m}^2 \cdot \text{s}$. Năng lượng trải từ 1 đến 10^6 GeV .

Kết quả tính toán mô phỏng và thực nghiệm cho thấy:

Sau 15 cm chì, chỉ có 15% notron sinh ra từ tương tác của các hạt p, π và μ , còn 85% notron có nguồn gốc từ tia vò trụ, với năng lượng rất lớn.

Như vậy ngay cả khi dùng một lớp vỏ che chắn là 15cm chì thì các neutron vẫn đi qua.

Nếu dùng một hệ che chắn đặc biệt để giảm phóng xạ cho các detector ghi bức xạ hạt nhân (sẽ nói ở phần 1.4) thì cũng chỉ giảm được 15% số neutron của tia vỏ trụ. Trong thực tế, người ta đã làm những phòng thí nghiệm ở sâu dưới mặt đất.

Như chúng ta đã thấy, môi trường tự nhiên chúng ta đang sống luôn luôn có phóng xạ, đó là phóng xạ tự nhiên. Ở đây chưa nói gì đến phóng xạ nhân tạo do con người tạo nên.

Phóng xạ tự nhiên của môi trường có tác động nguy hiểm gì tới sức khoẻ của con người hay không?

Để đánh giá một cách định lượng, ta cần nhớ lại một số đại lượng và đơn vị đo liều lượng phóng xạ.

1.2 Các đại lượng và đơn vị đo liều bức xạ

1.2.1 Hoạt độ

Trong hệ SI, đơn vị đo hoạt độ là Becquerel (Bq)

$$1\text{Bq} = 1 \text{ phân rã / s}$$

Hiện nay người ta vẫn dùng đơn vị Curie (Ci)

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

Giữa hai đơn vị này có mối liên hệ

$$1 \text{ Ci} = 37 \text{ GBq. } (3,7 \cdot 10^9 \text{ Bq})$$

$$1 \text{ Bq} = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ Ci} = 27 \text{ pCi}$$

Hoạt độ riêng

Người ta còn dùng một đại lượng có tên là hoạt độ riêng (specific activity) khi muốn biểu thị hoạt độ phóng xạ tính cho 1 đơn vị khối lượng, thí dụ Ci/kg, hoặc tính cho một đơn vị thể tích, thí dụ pCi/l, pCi/m³.

1.2.2 Liều bức xạ

Liều hấp thụ trung bình D_T trong mô T được tính bằng năng lượng bức xạ truyền cho một đơn vị khối lượng mô. Trong hệ SI, đơn vị đo liều hấp thụ là Gray (Gy)

$$1\text{Gy} = 1 \text{ J/kg.}$$

Trước đây, thường dùng đơn vị là rad (radiation absorbed dose)

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g, } (1\text{J}=10^7 \text{ erg})$$

Giữa hai đơn vị có mối liên hệ

$$1 \text{ Gy}=100 \text{ rad.}$$

1.2.3 Liều tương đương sinh học và liều hiệu dụng

Cùng một liều hấp thụ nhưng tác dụng sinh học của bức xạ còn tùy thuộc vào loại bức xạ và loại mô (cơ quan sinh học) bị chiếu xạ.

Đặc trưng cho sự phụ thuộc vào loại bức xạ, người ta dùng đại lượng có tên gọi là hệ số phẩm chất hay trọng số bức xạ ω_R . Như vậy, liều tương đương sinh học của mô (cơ quan) T nào đấy của cơ thể trong một trường bức xạ được tính theo hệ thức

$$H_T = \sum_R \omega_R D_{T,R}$$

trong đó, tổng được lấy theo tất cả các loại bức xạ trong trường bức xạ.

Đối với các photon, electron, muon, năng lượng bất kỳ thì $\omega_R = 1$.

Giá trị ω_R của các loại bức xạ được ghi trong bảng 1.6.

Bảng 1.6
Trọng số của các loại bức xạ

Bức xạ	Năng lượng	ω_R
Notron	<10 keV	5
	10 keV ÷ 100 keV	10
	100 keV ÷ 2 MeV	20
	2 MeV ÷ 20 MeV	10
	> 20 MeV	5
Proton		5
α , hạt nặng khác		20
γ , β , μ		1

Liều hiệu dụng E được tính theo hệ thức

$$E = \sum_T \omega_T H_T,$$

trong đó ω_T là hệ số mô, tổng được lấy theo tất cả các mô chịu tác dụng của bức xạ. $\sum_T \omega_T = 1$ đối với toàn bộ cơ thể.

Trong bảng 1.7 ghi giá trị hệ số mô của các mô khác nhau.

Bảng 1.7
Hệ số mô

Mô (cơ quan)	ω_T
Da	0,01
Phổi	0,12
Dạ dày	0,12
Gan	0,05

Đơn vị liều tương đương sinh học và liều hiệu dụng là Sievert (Sv). Biết liều hấp thụ D_T tính theo Gy, sử dụng các hệ số bức xạ ω_R và hệ số mô, ta có thể tính được liều tương đương hay liều hiệu dụng.

Thí dụ: Liều hiệu dụng đối với phổi gây bởi bức xạ α là:

$$E(\text{Sv}) = 20 \cdot 0,12 \cdot D (\text{Gy}) = 2,4 D (\text{Gy})$$

Chó ý rằng giá trị các hệ số ω_R và ω_T là giá trị gần đúng, do đó giá trị tính liều tương đương sinh học và liều hiệu dụng theo các hệ thức trên cũng chỉ là giá trị gần đúng.

1.2.4 Xác suất hiệu ứng ngẫu nhiên của bức xạ

Bức xạ có thể gây các hiệu ứng ngẫu nhiên đối với cơ thể người. Nhìn dưới góc độ phóng xạ thì hai tác dụng quan trọng nhất là gây ung thư ác tính và biến đổi gen.

Theo cơ quan quốc tế về an toàn phóng xạ ICRP thì xác suất gây ung thư ác tính là 5.10^{-2} / Sv. Còn xác suất gây hư hỏng gen thì nhỏ hơn 10 lần, tức là $0,5.10^{-2}$ /Sv.

1.2.5 Liều giới hạn cho phép

ICRP (năm 1991) đã đưa ra khuyến cáo: Liều hiệu dụng E giới hạn (cho phép) đối với các nhân viên chuyên nghiệp là 20 mSv/năm, đó là giá trị trung bình trong 5 năm, trong đó không có năm nào vượt quá 50 mSv/năm. Đối với dân chúng thì liều hiệu dụng cho phép là 1 mSv/năm, tính trung bình cho 5 năm liên tục, trong đó không có năm nào bị chiếu xạ nhiều đột xuất.

Những năm gần đây, mức liều giới hạn cho phép đó còn được ICRP đề nghị giảm xuống thấp nữa.

Đối với các mô hoặc cơ quan của người, ICRP cũng đưa ra những khuyến cáo cụ thể: Chẳng hạn, liều tương đương sinh học giới hạn cho phép đối với nhân viên chuyên nghiệp bị chiếu xạ vào mắt là 150 mSv/năm, vào da là 500 mSv/năm ... Đối với dân chúng thì mức độ cho phép thấp hơn 10 lần.

1.3 Phóng xạ tự nhiên trong môi trường đối với con người

Trong môi trường, mọi sinh vật đều bị chiếu xạ ngoài và chiếu xạ trong.

Chiếu xạ ngoài gây bởi các chất phóng xạ có ở môi trường xung quanh con người, kể cả bức xạ ion hoá của tia vũ trụ. Chiếu xạ trong có nguồn gốc từ các chất phóng xạ thâm nhập vào trong cơ thể con người bằng nhiều con đường khác nhau.

1.3.1 Chiếu xạ ngoài

a) Bức xạ gamma từ các nguồn phóng xạ trong đất, đá

Đây là nguồn chiếu xạ chủ yếu trong số các nguồn chiếu xạ ngoài của môi trường đối với con người.

Từ các kết quả nghiên cứu thực hiện trên nhiều khu vực, lãnh thổ khác nhau trên thế giới, người ta đã đánh giá suất liều hấp thụ trung bình ở độ cao 1 m trên mặt đất đối với con người vào khoảng từ 20 đến 150 nGy/h. Trong phổ suất liều hấp thụ trung bình đó, người ta đánh giá một giá trị trung bình là 55 nGy/h, tương đương với liều hiệu dụng trung bình một người phải chịu là 0,41 mSv/năm. Tuy theo từng vị trí trên Trái Đất, giá trị đó có khác nhau, thí dụ như ở Mỹ là 0,28 mSv/năm, ở Thôly Sý là 0,64 mSv/năm. Có một số khu vực trên thế giới, sẽ nói đến ở phần sau, giá trị đó vượt trội hơn rất nhiều.

Trong thành phần của các nguồn chiếu xạ ngoài từ bức xạ gamma của các đồng vị phóng xạ từ đất thì ^{40}K chiếm 35%, các đồng vị phóng xạ của dãy ^{238}U chiếm 25%, và của dãy ^{232}Th là 40%.

b) Phóng xạ của tia vũ trụ

Bức xạ vô trụ từ Mặt Trời có năng lượng rất nhỏ, đóng góp của nó vào liều hấp thụ đối với người không đáng kể, có thể bỏ qua.

Liều hấp thụ do phóng xạ của tia vô trụ chủ yếu là của tia vô trụ từ thiên hà, không phải của Mặt Trời. Đó là các tia vô trụ, như đã trình bày trong phần 1.1.2, khi đến mặt đất thì bao gồm hai thành phần: các hạt mang điện, và thành phần thứ hai là các neutron.

Ở độ cao mực nước biển, liều hấp thụ gây bởi thành phần bức xạ ion hoá là 27 nGy/h, tương ứng với liều hiệu dụng là 240 $\mu\text{Sv}/\text{năm}$. Liều này tăng theo độ cao so với mực nước biển (cứ 100 m tăng 4 μSv). Trên 25 km thì liều đó có giá trị gần như không đổi, vào khoảng 80 $\mu\text{Gy}/\text{h}$. Người ta thấy rằng: Hiệu ứng địa từ bắt đầu hoạt động đáng kể ở độ cao từ 5 km trở lên, do đó ở độ cao từ 25 km thì liều hấp thụ ở địa cực lớn hơn 6 lần so với ở xích đạo.

Thành phần neutron của tia vô trụ, ở mực nước biển, cho suất liều hấp thụ là $4 \cdot 10^{-4}$ Gy/h, tương ứng với liều hiệu dụng là 20 $\mu\text{Sv}/\text{năm}$. Cũng giống như thành phần bức xạ ion hoá, liều hấp thụ, liều hiệu dụng đối với thành phần neutron tăng theo độ cao so với mực nước biển, đạt cực đại là $2 \cdot 10^{-7}$ Gy/h ở độ cao 20 km.

Sự phụ thuộc vào độ cao z của suất liều đối với cả hai thành phần của tia vô trụ, cho vùng độ cao $z < 2$ km, phù hợp tương đối tốt với hệ thức thực nghiệm sau đây:

$$H_i(z) = H_i(0)[0,21 \cdot \exp(-1,65 z) + 0,80 \exp(0,45 z)]$$

đối với thành phần các hạt mang điện,

và $H_n(z) = H_n(0) \exp(1,04 z)$ đối với thành phần neutron, trong đó z tính bằng km.

Như vậy, $H_i(0) = 240 \mu\text{Sv}/\text{năm}$, $H_n(0) = 20 \mu\text{Sv}/\text{năm}$.

Người ta thấy rằng: Sống ở độ cao 1000 m thì chịu một liều hấp thụ do phóng xạ của tia vô trụ thấp hơn 40% so với trường hợp sống ở độ cao 2000 m và cao hơn gấp 2,4 lần so với trường hợp sống ở độ cao mực nước biển. Đi máy bay sẽ chịu thêm một liều bức xạ do tia vô trụ: Từ Paris đến New York (7,5 giờ, ở độ cao 11 km) chịu một liều bổ sung là 16 μSv . Nếu bay bằng máy bay siêu âm (2,6 giờ, ở độ cao 19 km) thì chịu một liều bổ sung là 12 μSv .

Tính trung bình theo các nhóm người sống trên Trái Đất thì liều hiệu dụng hàng năm do tia vô trụ được đánh giá là 355 μSv , trong đó thành phần đóng góp của bức xạ ion hoá là 300 μSv , còn 55 μSv là của thành phần neutron.

c) Các vùng có dị thường của phóng xạ tự nhiên.

Có khoảng 5% dân số thế giới sống ở các khu vực có phóng xạ tự nhiên cao, thuộc các nước: Italia, Braxin, Pháp, Ấn Độ, Trung Quốc, Nigêria, Madagatsca.

Ở vùng Đông nam Ấn Độ, thuộc hai tỉnh Kerala và Tamil Naru, có một mỏ monazit, trải trên một khu vực rộng 500 m dài 25 km. Khoảng 70.000 người sống trên dải đất đó chịu một liều phóng xạ lớn gấp trăm lần so với mức bình thường. Nguyên nhân là do mỏ monazit đó có chứa thori với hàm lượng cao tới 10^{-3} g/g (mức bình thường vào khoảng 10^{-4} , 10^{-5} g/g).

Ở Braxin, tại bang Espirito Santo và Rio de Janerio có một mỏ monazit, liều phóng xạ tự nhiên ở đó cao hơn mức bình thường đến 400 lần. Gần 12.000 dân địa phương của thành phố nhỏ Guarapari và 30.000 khách du lịch vắng lai ở khu vực đó chịu một liều phóng xạ tự nhiên cao hơn mức bình thường từ 50 đến 100 lần. Tại bang Minas Gerais, trên núi sắt (Morro do Ferro), gần Pocos de Caldas có mỏ apatit có hàm lượng cao của uran và thori tạo nên suất liều cao hơn mức bình thường tới 1000 lần.

Tại tỉnh Quảng Đông, Trung Quốc, vùng mỏ mô-na-zit còn tạo nên phong phóng xạ cao.

Ở thành phố Ramsar của Iran, trên một vùng rộng vài km, liều hấp thụ trong không khí cao hơn mức bình thường hàng ngàn lần. Nguyên nhân là do nguồn nước tại đây rất giàu đồng vị ^{226}Ra .

1.3.2 Chiều xạ trong

Các chất phóng xạ tự nhiên xâm nhập vào cơ thể qua con đường ăn uống và hít thở tạo nên một nguồn chiếu xạ trong đối với cơ thể. Quá trình chuyển hoá làm cho một số đồng vị được thải ra ngoài và một số còn lưu lại trong cơ thể.

Hai tổ chức quốc tế là UNSCEAR (United Nation Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiations) và ICRP (International Commission on Radiological Protection) đã tính liều hiệu dụng hàng năm gây bởi chiếu xạ trong đối với con người:

Do tính chất phức tạp của các đặc trưng của các đồng vị trong các dãy phóng xạ tự nhiên nên để thuận tiện, người ta chia các dãy đó thành từng nhóm khi tính toán liều chiếu xạ trong:

a) Dãy ^{238}U

Dãy này được chia thành các nhóm như trình bày trong các bảng từ 1.8 đến bảng 1.11.

Radon (Rn) là một chất khí nên sẽ được trình bày trong một phần riêng.

Sự tính toán liều chiếu xạ trong được dựa trên số liệu về hàm lượng đồng vị phóng xạ trong thực phẩm, nước và không khí, mức độ ăn uống, hít thở (giả sử trung bình là 8000 m³/năm).

Bảng 1.8

Các giá trị hoạt độ riêng điển hình của thực phẩm, nước, tính ra Bq/kg

Thực phẩm	^{238}U - ^{234}U	^{230}Th	^{226}Ra	^{210}Pb - ^{210}Po	^{232}Th	^{228}Ra	^{228}Th
Sản phẩm sữa	1	0,5	5	90	0,3	5	0,3
Sản phẩm thịt	2	2	15	120	1	10	1
Lúa, ngô, ...	20	10	80	320	3	60	3
Rau có lá	20	20	50	50	15	40	15
Rau củ, hoa quả	3	0,5	30	50	0,5	20	0,5
Cá	30	-	100	5000	-	-	-
Nước	1	0,1	0,5	5	0,05	0,5	0,05

Bảng 1.9

Hoạt độ riêng trong không khí.

Đồng vị	^{238}U - ^{234}U	^{230}Th	^{226}Ra	^{210}Pb	^{210}Po	^{232}Th	^{228}Ra	^{228}Th
Hoạt độ riêng $\mu\text{Bq}/\text{m}^3$	1	0,5	0,5	500	50	1	1	1

Bảng 1.10 Lượng thực phẩm tiêu thô (trung bình) của người lớn.	
Loại thực phẩm	Lượng tiêu thô hàng năm
Sản phẩm sữa	105 kg/năm
Sản phẩm thịt	50 -
Lúa, ngô, ...	140 -
Rau có lá	60 -
Rau củ, hoa quả	170 -
Cá	15 -
Nước	500 -

Bảng 1.11 Liều hấp thụ hiệu dụng (tính ra $\mu\text{Sv}/\text{năm}$) cho người lớn			
Đồng vị	Lượng phóng xạ hấp thụ (mBq)		Liều hiệu dụng ($\mu\text{Sv}/\text{năm}$)
	Ăn uống	Hít thở	
$^{238}\text{U} - ^{234}\text{U}$	$1 \cdot 10^4$	$14 \cdot 10^3$	0,8
^{230}Th	$2,5 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$	0,4
^{226}Ra	$1,9 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^3$	5,7
$^{210}\text{Pb} - ^{210}\text{Po}$	$9 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^3$	47
^{232}Th	$1,3 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$	1,9
^{228}Ra	$1,4 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^3$	3,5
^{228}Th	$1,3 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$	0,6

b) Radon và các sản phẩm phân rã của nó

Radon 222 (^{222}Rn) và các sản phẩm phân rã sống ngắn của nó (^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{214}Po) xâm nhập vào cơ thể người qua đường hô hấp. Trong không khí gần mặt đất, ngoài trời, lượng radon 222 thay đổi trong khoảng từ 0,1 đến $10 \text{ Bq}/\text{m}^3$ (trung bình là $3 \text{ Bq}/\text{m}^3$). Chu kỳ bán rã của ^{222}Rn là 3,8 ngày.

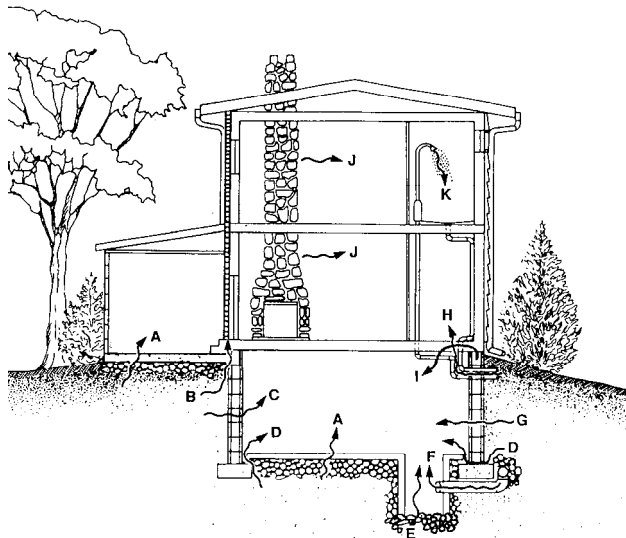
Radon thoát ra từ đất và các vật liệu xây dựng, do đó lượng radon trong các phòng kín lớn hơn rất nhiều so với ở ngoài trời.

Trên phạm vi toàn cầu, trong quy mô của từng nước, người ta đã nghiên cứu xác định lượng radon trong các nhà ở:

Ở châu Âu trung bình từ 20 đến $50 \text{ Bq}/\text{m}^3$; ở Mỹ trung bình là $55 \text{ Bq}/\text{m}^3$ nhưng trong khoảng 1-3% các nhà một căn hộ riêng, tức là khoảng hàng triệu nhà, lượng radon lên tới $300 \text{ Bq}/\text{m}^3$.

Ở Việt Nam, chưa có đầy đủ số liệu thống kê, tuy nhiên kết quả của một số nghiên cứu cho thấy: Lượng radon trong nhà ở khu vực Hà Nội vào khoảng $30 \text{ Bq}/\text{m}^3$, ở miền núi thường lớn hơn vài lần.

Lượng radon trong nhà ở phụ thuộc vào vùng địa lý, tùy thuộc vào mùa trong năm và các yếu tố địa lý, khí hậu... Trong một nhà: Tầng thấp có lượng radon nhiều hơn tầng cao, trong phòng thoáng, lượng radon ít hơn so với trong phòng kín.



Hình 1.2
Radon xâm nhập trong nhà ở

Các kết quả nghiên cứu cho thấy: Lượng radon quá lớn, vượt mức cho phép trong các nhà ở là một trong những nguyên nhân của ung thư phổi: Sống liên tục trong nhà có lượng radon 150 Bq/m^3 thì nguy cơ tử vong do ung thư phổi tăng thêm từ 1 đến 3%, tương đương với nguy cơ tử vong do tai nạn xe hơi ở Mỹ. Trong vùng khí hậu ôn đới, tức là có tới 2/3 dân số thế giới, liều hiệu dụng trung bình hàng năm gây bởi radon và các sản phẩm phân rã sống ngắn của nó được đánh giá là $1160 \mu\text{Sv}$. Liều hiệu dụng do radon là thành phần đóng góp lớn nhất trong liều hiệu dụng hàng năm gây bởi các nguồn phóng xạ tự nhiên.

Một đồng vị của radon là thoron (^{220}Rn), có chu kỳ bán rã là 56s. Do có chu kỳ bán rã ngắn nên đồng vị này không kịp lan truyền tới các lớp không khí phía trên. Độ phóng xạ của đồng vị này trong không khí nhỏ hơn hàng ngàn lần so với đồng vị ^{222}Rn . Tuy nhiên cần chú ý rằng: ở các lớp không khí sát gần mặt đất, thì hoạt độ phóng xạ của thoron (^{220}Rn) lại lớn hơn so với của radon ^{222}Rn .

Trong vùng khí hậu ôn đới, liều hiệu dụng hàng năm gây bởi thoron được đánh giá vào khoảng $100 \mu\text{Sv}$.

c) Các đồng vị phóng xạ có nguồn gốc từ tia vò trụ

Trong số các đồng vị có nguồn gốc từ tia vò trụ có đóng góp đáng kể vào liều chiếu xạ trong, phải kể đến ^3H , ^7Be , ^{14}C , và ^{22}Na . Trong số 4 đồng vị này thì ^{14}C có đóng góp lớn hơn cả. Hoạt độ phóng xạ gây bởi ^{14}C có trong cơ thể người được đánh giá vào khoảng 50 Bq/g , tương ứng với liều hiệu dụng là $12 \mu\text{Sv/năm}$.

d) Các đồng vị phóng xạ sống dài khác

Trong số các đồng vị phóng xạ tự nhiên, không thuộc họ phóng xạ nào nhưng đóng góp đáng kể vào liều chiếu trong, phải kể đến hai đồng vị ^{40}K và ^{87}Rb .

Lượng K có trong cơ thể người vào khoảng 2.10^{-3} g/g có thể khác nhau tùy theo lứa tuổi, nam, nữ: Trong cơ thể đàn ông có nhiều kali hơn so với phụ nữ. Ở cơ thể người già, lượng kali giảm trung bình 10 mg/năm .

Độ phổ cập tương đối của ^{40}K trong kali tự nhiên là 0,117%, thời gian bán rã của ^{40}K là $1,28 \cdot 10^9$ năm. Hoạt độ ^{40}K trong cơ thể người (tính cho trọng lượng trung bình là 50 kg) được đánh giá là 600 Bq/kg, tương ứng với liều hiệu dụng hàng năm là 165 $\mu\text{Sv}/\text{năm}$.

Đối với ^{87}Rb : Hoạt độ riêng của ^{87}Rb trong cơ thể người là 8,5 Bq/kg, tương ứng với liều hiệu dụng hàng năm là 6 $\mu\text{Sv}/\text{năm}$.

e) Những vùng có nguồn chiếu xạ trong bất thường

Trong bảng 1.11 là giá trị trung bình điển hình về liều hấp thụ hiệu dụng gây nên do các nguồn chiếu xạ trong (chưa kể radon) đối với con người ở các vùng không có dị thường về phóng xạ tự nhiên của môi trường sống.

Trên thế giới ở một số vùng có những điều kiện đặc biệt: Những người dân coi thực phẩm chính là thịt tuần lộc, những con tuần lộc được nuôi suốt mùa đông bằng cây cỏ, thức ăn dự trữ tích lũy nhiều ^{210}Pb và ^{210}Po . Lượng phóng xạ hấp thụ bằng đường ăn uống hàng năm do các đồng vị trên lớn hơn nhiều so với các giá trị trong bảng 1.11: 140 Bq của ^{210}Pb , 1400 Bq của ^{210}Po . Do đó liều hiệu dụng tương ứng với các đồng vị này lên tới 400 $\mu\text{Sv}/\text{năm}$ đối với người lớn. Trong các vùng phía Tây Australia, người ta ăn thịt con kangaroo và cừu nuôi trên các đồng cỏ có mỏ uran. Liều hiệu dụng chiếu xạ trong do ^{210}Pb cao hơn nhiều so với người sống ở khu vực khác trên thế giới.

Ở Braxin và Ấn Độ, tại những vùng trong đất có hàm lượng đồng vị phóng xạ cao thì trong sữa, lúa và rau người ta còn thấy hàm lượng ^{228}Th lớn gấp hàng trăm, hàng ngàn lần so với bình thường và do đó, liều hiệu dụng của chiếu xạ trong còn lớn hơn nhiều so với các vùng khác.

1.3.3 Liều hiệu dụng tổng cộng(chiếu xạ ngoài và chiếu xạ trong)

Bảng dưới đây cho biết liều hiệu dụng hàng năm gây bởi các nguồn phóng xạ tự nhiên, tính trung bình cho người lớn trong các vùng có phóng xạ tự nhiên bình thường (theo ICRP).

Ta nhận thấy radon đóng vai trò chủ yếu trong liều hấp thụ tổng cộng do phóng xạ tự nhiên.

Để hình dung mức độ lớn, nhỏ của liều hiệu dụng tổng cộng hàng năm do các nguồn phóng xạ tự nhiên như trình bày trong bảng 1.12, ta có thể so sánh với liều hiệu dụng hàng năm gây bởi các nguồn phóng xạ khác. Chẳng hạn: Trong y tế, mỗi lần chụp X-quang, liều hấp thụ hiệu dụng mà người ta phải chịu là vào khoảng 0,5 mSv.

Bảng 1.12
Liều hiệu dụng ($\mu\text{Sv}/\text{năm}$) do phóng xạ tự nhiên

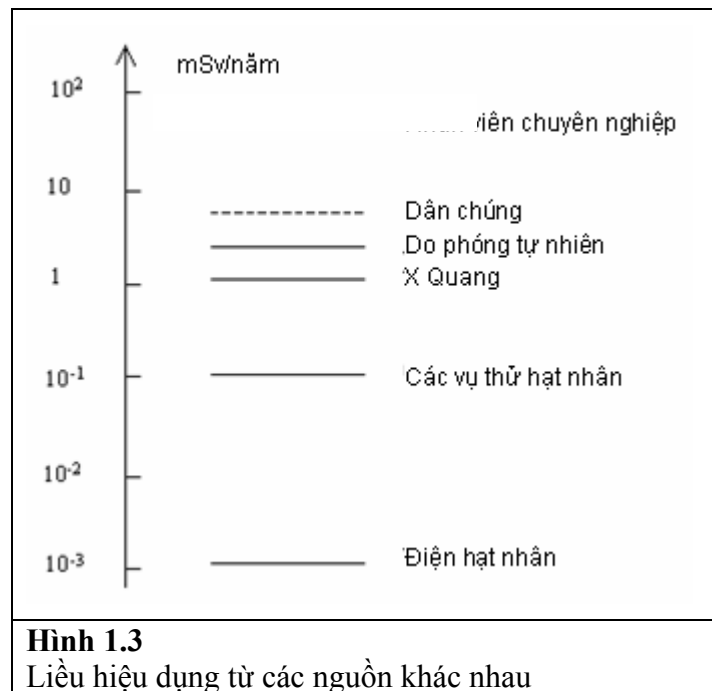
Nguồn	Chiếu xạ ngoài	Chiếu xạ trong	Toàn phần
Tia vô trụ			
- Thành phần hạt tích điện	300	-	300
- Thành phần Neutron	55	-	55
Các đồng vị có nguồn gốc			
Tia vô trụ	-	15	15

Dãy uran-radi ^{238}U (không kể radon)	100	60	160
Dãy thori ^{232}Th (không kể radon)	160	6	166
Radon và các sản phẩm	-	1260	1260
^{40}K	150	165	315
^{87}Rb	-	6	6
Tổng cộng (làm tròn)	770	1510	2280

Từ các nguồn phóng xạ nhân tạo khác, thí dụ như từ các vụ thử hạt nhân (bụi lắng phóng xạ trong không khí, nước mưa, ...) liều hiệu dụng được đánh giá là vào khoảng dưới 0,1 mSv/năm.

Từ ngành điện hạt nhân: các nguồn chất thải khác nhau từ các nhà máy điện hạt nhân và các cơ sở xử lý nhiên liệu ... gây nên liều hiệu dụng trung bình đối với một người khoảng 10^{-3} mSv.

Liều giới hạn cho phép, theo khuyến cáo của các cơ quan quốc tế (ICRP, UNSCEAR) đối với nhân viên chuyên nghiệp là 50 mSv/năm, đối với dân chúng là 5 mSv/năm (các đường chấm chấm trên hình 1.3).



1.4 Đo hoạt độ phóng xạ nhỏ

1.4.1 Khái niệm hoạt độ phóng xạ nhỏ

Đó là các hoạt độ không lớn hơn phong bao nhiều hoặc rất nhỏ, có thể bị lẫn trong phong, phải có thiết bị ghi đủ nhạy thì mới đo được độ phóng xạ đó. Thí dụ: trong các nghiên cứu về

môi trường, thường phải đo các hoạt độ phóng xạ của các mẫu vật như thực phẩm, nước, không khí,... Đó là các hoạt độ phóng xạ nhỏ.

a) Công thức xác định độ phóng xạ (phương pháp tuyệt đối)

Nếu dùng một detector có hiệu suất ghi bức xạ là η , tính ra%,

Tốc độ đếm phóng: $n_p = \frac{N_p}{t_p}$ (thí dụ xung/phót.)

Tốc độ đếm phóng + mẫu: $n = \frac{N}{t}$

Tốc độ đếm của riêng mẫu: $n_0 = n - n_p$.

Khi đo hoạt độ phóng xạ của mẫu, chẳng hạn tính ra Ci:

$$A (Ci) = \frac{n_0}{\eta \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 60} = \frac{n_0}{2,22 \cdot \eta} \cdot 10^{-12} (Ci) \\ = \frac{n_0}{2,22} \cdot (pCi),$$

trong đó chú ý rằng $1Ci = 3,7 \cdot 10^{10}$ phân rã/giây. Trong phép tính của thí dụ trên, đã giả sử mỗi lần phân rã, từ mẫu sinh ra 1 bức xạ.

Giả sử số đo các đại lượng n_p, n, n_0 tuân theo phân bố chuẩn hoá thì độ lệch toàn phương trung bình của n_0 là

$$\sigma_0 = \sqrt{(\Delta n)^2 + (\Delta n_p)^2} = \sqrt{\frac{N}{t^2} + \frac{N_p}{t_p^2}} = \sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_p}{t_p}} \quad (1.1)$$

Đó cũng là sai số tuyệt đối của n_0

Suy ra sai số tương đối của n_0 (cũng là sai số tương đối của A)

$$\delta_0 = \frac{\Delta n_0}{n_0} = \sqrt{\left(\frac{n}{t} + \frac{n_p}{t_p}\right) / (n - n_p)} \quad (1.2)$$

Có thể chứng minh được rằng: Trong khoảng thời gian T xác định, bao gồm thời gian t_p đo phóng và thời gian t đo mẫu, $T = t_p + t = \text{const}$, sai số phép đo phóng xạ của một mẫu sẽ nhỏ nhất nếu như thời gian đo phóng và thời gian đo mẫu thoả mãn hệ thức

$$\frac{t_p}{t} = \sqrt{\frac{n_p}{n}} \quad (1.3)$$

Từ (1.2) và (1.3), nhận được biểu thức đối với T

$$T = \frac{n + n_p + 2\sqrt{nn_p}}{\delta_0^2 n_0^2}$$

Giải phương trình đối với n_0 ta nhận được kết quả

$$n_0 = \frac{1 + 2\delta_0 \sqrt{nn_p T}}{\delta_0^2 T}$$

$$\text{Vậy } A = \frac{1+2\delta_0\sqrt{n_p T}}{2,22\delta_0^2 T \cdot \eta} \cdot (\text{pCi})$$

Trong đó n_p tính ra xung/min, T tính ra min.

b) Điều kiện của thiết bị ghi hoạt độ nhỏ

Từ biểu thức của A ta thấy: Với yêu cầu xác định cho trước của sai số tương đối δ_0 , muốn tăng độ nhạy của thiết bị, tức là để thiết bị có A nhỏ thì phải tăng T, tăng η và giảm n_p . Trong thực tế, thời gian T không thể tăng vô hạn, do đó chỉ còn cách: tăng hiệu suất ghi của thiết bị, giảm và ổn định nhiễu của thiết bị.

1.4.2 Phổ kế gamma phòng thấp

a) Vật liệu che chắn (bảo vệ thô động)

Thông thường vật liệu che chắn được chọn là chì, sắt, đồng, thủy ngân, bê tông. Đó là những vật liệu nặng (Z lớn) có tiết diện lớn đối với hiệu ứng hấp thụ quang điện.

- Bê tông thường có độ phóng xạ cao vì có hàm lượng cỡ ppm đối với U, Th.
- Thủy ngân là chất lỏng, cần phải có bình đặc biệt để đựng, không thuận tiện.
- Sắt, đồng có tiết diện lớn đối với các phản ứng $(n, n'\gamma)$, (n, γ) :

Các đồng vị tạo thành trong các phản ứng gây bởi n của tia vò trụ phát ra bức xạ γ , tạo thành nhiễu đối với detector được thống kê dưới đây:

$E_\gamma(\text{keV})$	Từ phản ứng
186	$^{65}\text{Cu}(n, \gamma)^{66}\text{Cu}$
278,3	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$
669,6	$^{63}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{63}\text{Cu}$
962,1	$^{65}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{65}\text{Cu}$
1115,5	$^{65}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{65}\text{Cu}$
1327,0	$^{63}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{63}\text{Cu}$
1412,1	$^{63}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{63}\text{Cu}$
1481,7	$^{65}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{65}\text{Cu}$
1547,0	$^{63}\text{Cu}(n, n'\gamma)^{63}\text{Cu}$
122,1	$^{57}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{57}\text{Fe}$
846,8	$^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{56}\text{Fe}$
368,0	$^{199}\text{Hg}(n, \gamma)^{200}\text{Hg}$

Còn lại chỉ có chì. Chì thông thường bao gồm 53% là Pb^{208} , 24% Pb^{206} , 22% Pb^{207} và 1% Pb^{204} . Chì tương tác với n, có thể xảy ra các phản ứng sau đây:

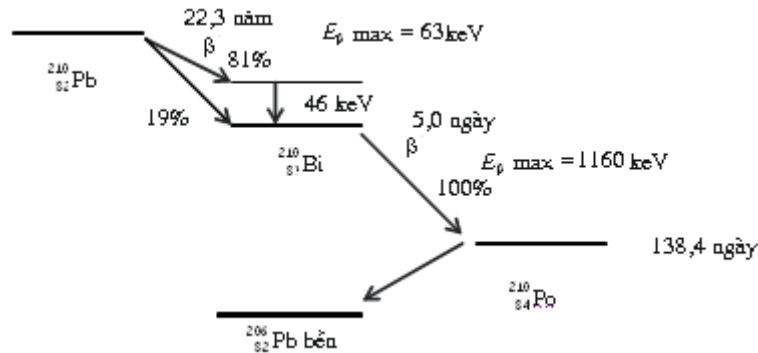
$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$ cho bức xạ gamma năng lượng 569,2 keV; 1063,6 keV

$^{206}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{206}\text{Pb}$ cho bức xạ gamma năng lượng 803,3 keV

$^{208}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{208}\text{Pb}$ cho bức xạ gamma năng lượng 2614,0 keV. Tiết diện các phản ứng này nhỏ nên bức xạ gamma từ các phản ứng trên không gây nên nhiễu của detector.

Nhược điểm quan trọng nhất khi dùng chì để giảm phóng là sự tồn tại đồng vị phóng xạ ^{210}Pb với chu kỳ bán rã $T_{1/2} = 22,3$ năm.

Các hạt β^- năng lượng 1160 keV sẽ tạo thành bức xạ hãm Bremsstrahlung và bức xạ đặc trưng X của chì ($\text{Pb}_{K\alpha 1} = 75$, $\text{Pb}_{K\alpha 2} = 72,8$, $\text{Pb}_{K\beta 1} = 85$, $\text{Pb}_{K\beta 2} = 87$ keV). Tùy theo nguồn gốc mà hoạt độ của ^{210}Pb có thể khác nhau, có thể có những mẫu chì có hoạt độ của đồng vị đó lớn tới 3000 Bq/kg. Để tránh ^{210}Pb , cần dùng loại chì



Hình 1.4.
Sơ đồ phân rã của ^{210}Pb

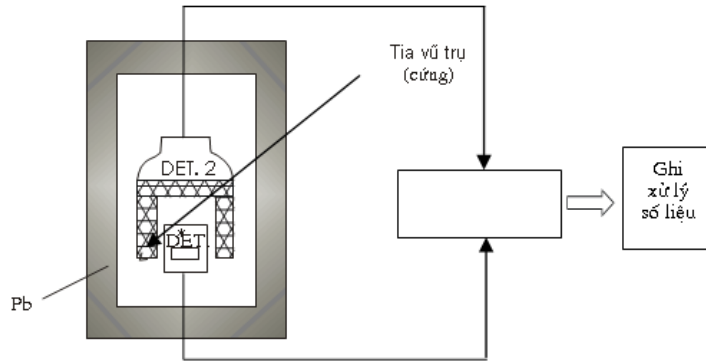
Trong một số trường hợp quan tâm đến vùng năng lượng thấp của phổ gamma thì người ta cần chú ý đến bức xạ X đặc trưng của chì, đó là đỉnh $\text{Pb}_{K\alpha} = 75$ keV sinh ra do hiệu ứng kích thích chi bởi các tia gamma từ mẫu phóng xạ cần đo. Để ngăn không cho bức xạ X đặc trưng $\text{Pb}_{K\alpha}$ này đến detector, người ta thường dùng một lớp Cu giữa detector và chì. Đỉnh phổ bức xạ X đặc trưng của đồng $\text{Cu}_{K\alpha} = 8$ keV có thể xuất hiện trong phổ gamma của detector. Để ngăn bức xạ này đến detector, có thể dùng một lớp Al mỏng đặt giữa detector và lớp Cu.

Như vậy, để che chắn, bảo vệ thô động, trong thực tế người ta thường dùng một tổ hợp vật liệu, tính từ ngoài vào detector là chì cổ, đồng, nhôm,... cho đến khi bức xạ X đặc trưng của vật liệu cuối cùng không xuyên qua được vào detector.

b) Bảo vệ tích cực

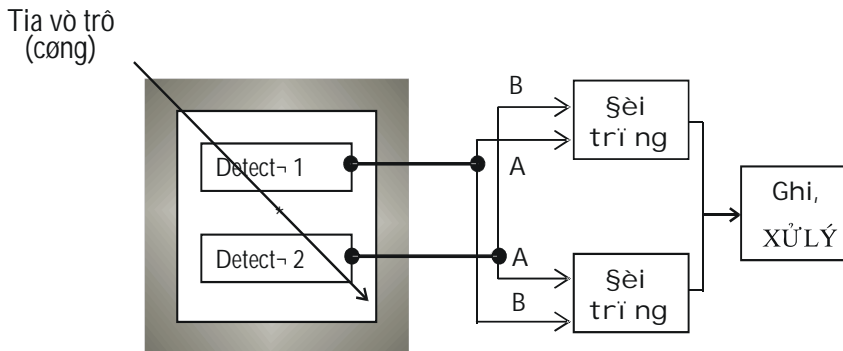
Có thể kể ra đây một vài thí dụ về phương pháp giảm phóng do thành phần cứng tia vô trụ gây ra bằng kỹ thuật đối trùng.

Hình 1.5 giới thiệu hệ detector plastic-NaI: Detector ghi là NaI. Detector ghi được bao bọc bởi detector bảo vệ, đây là detector nhấp nháy dùng chất nhấp nháy là chất plastic có kích thước lớn, được gia công thành hình giêng, bao bọc detector ghi. Tín hiệu từ hai detector này được đưa vào hệ đối trùng. Toàn bộ hệ hai detector được đặt trong lớp chì dày đóng vai trò bảo vệ thô động.



Hình 1.5
Giám phòng bằng kỹ thuật đối trùng

Để tăng hiệu suất ghi, người ta đã nghiên cứu xây dựng hệ đêctơ hoạt động theo kỹ thuật đối trùng kép. Trong kỹ thuật này, 2 đêctơ như nhau đóng vai trò vừa là đêctơ bảo vệ, vừa là đêctơ ghi.



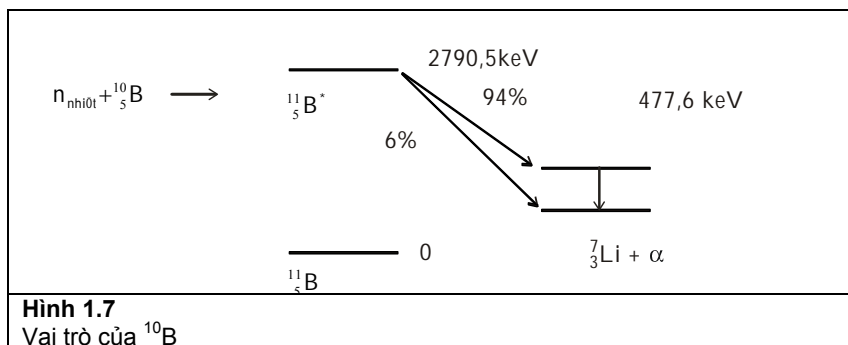
Hình 1.6
Phương pháp đối trùng kép

c) Che chắn neutron

Các vật liệu thường dùng để làm chậm và hấp thô neutron là: Những vật liệu cấu tạo từ các nguyên tố nhẹ như C, O, H có pha thêm Bo (^{10}B có tiết diện hấp thô n rất lớn $\sigma=3837$ b.) hoặc Li (^6Li có $\sigma=942$ b.)

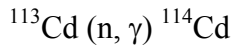
Đêctơ gamma phòng thấp đang hoạt động ở CENBG (Pháp) đã dùng polyéthylène pha tạp Bo, sản phẩm của hãng Kablo Kolin (Praha). Loại polyéthylène này chứa C (61,2%), O (22,7%), H (12,6%), và B (3,5%) và có khối lượng riêng $\rho = 1,022$ g/cm³

^{10}B chiếm n theo phản ứng $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$



Hình 1.7
Vai trò của ^{10}B

Bức xạ gamma năng lượng 477,6 keV sẽ bị cản bởi lớp chì che chắn quanh detector. Có thể dùng Cd để hấp thụ n, tuy nhiên có thể xảy ra phản ứng (n, γ) với Cd.

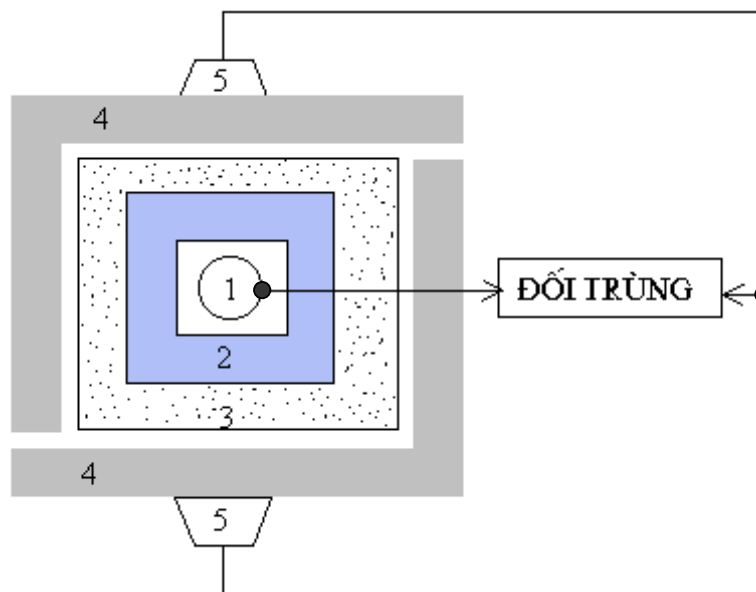


và sinh ra các lượng tử γ có năng lượng 558,4 keV, 805,9 keV.

Vì vậy dùng polyéthylène chứa B thì tốt hơn, tuy nhiên giá thành sẽ cao hơn.

Phổ kế gamma phòng thấp của Trung tâm Vật lý Hạt nhân CENBG ở Bordeaux (Pháp) hoặc của Đại học Khoa học Tự nhiên Hà Nội đã giám phòng bằng phương pháp bảo vệ thô động đối với bức xạ gamma, neutron và bảo vệ tích cực bằng đối trùng đối với thành phần cứng của tia vò trụ. Hình 1.8 minh hoạ phương pháp này.

Ở một số nơi trên thế giới, các detector được đặt trong phòng thí nghiệm ở sâu dưới mặt đất vài km, có phòng rất thấp.



Hình 1.8.
Nguyên tắc giám phòng của phổ kế gamma phòng thấp tại Bordeaux (Pháp), ĐHKHTN Hà Nội

- 1: Detector HPGe
- 2: 15 cm Pb sạch (chì cở)
- 3: 10 cm parafin pha Bo hoặc parafin + 1mm Cd giữa 2 và 3
- 4: Các tấm plastic để ghi các hạt tích điện trong tia vò trụ
- 5: Ống nhân quang điện gắn với tấm plastic qua lớp dẫn sáng

1.5 Phân tích nguyên tố phóng xạ theo phổ gamma

1.5.1 Nguyên tắc của phương pháp

Dựa vào phổ gamma của một số đồng vị con cháu của Uran 238, của Thori 232 và của Kali 40, ta có thể xác định được hàm lượng của các nguyên tố Uran, Thori và Kali trong các mẫu vật.

Trước hết ta hãy xét phổ gamma của các chuẩn.

- Chuẩn Kali: Trong phổ gamma, rõ nét nhất là đỉnh 1461 keV của đồng vị ^{40}K .
- Chuẩn Uran, Thori:

Bảng 1.13.

Các vạch năng lượng của gamma trong dãy ^{238}U , ^{232}Th (bỏ các vạch có suất ra nhỏ)

Các đồng vị trong dãy	$T_{1/2}$	E_γ (MeV)	Suất ra trong 1 phân rã
$^{238}_{92}\text{U}$	4,5.10 ⁹ năm.		
$^{234}_{90}\text{Th}$	21,4 ngày.	0,029	0,05
		0,063	0,05
		0,091	0,16
$^{234}_{91}\text{Pa}$	1,18 phút.	0,043	0,025
		0,180	0,002
		0,760	0,011
		0,010	0,015
		1,500	0,003
$^{234}_{92}\text{U}$	2,5.10 ⁵ năm.	0,053	0,002
$^{230}_{90}\text{Th}$	8.10 ⁴ năm.	0,068	0,006
$^{226}_{88}\text{Ra}$	1,6.10 ³ năm.	0,186	0,012
$^{222}_{86}\text{Rn}$	3,8 ngày.	0,510	0,001
$^{214}_{82}\text{Pb}$	26,8 phút.	0,242	0,105
		0,295	0,240
		0,352	0,435
$^{214}_{83}\text{Bi}$	19,7 phút.	0,610	0,43
		0,770	0,11
		0,930	0,04
		1,130	0,18
		1,240	0,085
		1,400	0,093
		1,530	0,05
		1,760	0,215
		1,900	0,045
		2,190	0,073
2,450	0,020		
$^{210}_{82}\text{Pb}$	2.23 năm.	0,046	0,061
$^{206}_{82}\text{Pb}$ bền			
$^{232}_{90}\text{Th}$	1,4.10 ¹⁰ năm.		
$^{228}_{88}\text{Ra}$	6,7 năm.	0,010	0,25
$^{228}_{89}\text{Ac}$	6,1 giờ.	0,058	0,70
		0,129	0,11
		0,209	0,04
		0,270	0,03
		0,340	0,13
		0,460	0,06
		0,800	0,07
		0,910	0,25
		0,960	0,10
		1,500	0,08
$^{228}_{90}\text{Th}$	1,9 năm.	0,084	0,016
		0,145	0,003
		0,215	0,003
$^{212}_{82}\text{Pb}$	10,6 giờ.	0,080	0,340
		0,115	0,007
		0,176	0,002

		0,239	0,470
		0,300	0,032
$^{208}_{81}\text{Tl}$	3,1 phút.	0,270	0,030
		0,510	0,080
		0,580	0,310
		0,860	0,040
		2,610	0,360
$^{208}_{82}\text{Pb}$ bền			

Chuẩn uran có các đỉnh rõ là 352 keV của ^{214}Pb ; 610 keV, 1130 keV và 1760 keV của ^{214}Bi . Các đồng vị ^{212}Pb và ^{214}Bi là con cháu của ^{238}U . Chuẩn Thori có các đỉnh rõ là: 238 keV của ^{212}Pb ; 583 keV và 2610 keV của ^{208}Tl . Các đồng vị ^{212}Pb và ^{208}Tl là con cháu của ^{232}Th .

Trong thực tế, một mẫu bất kỳ có thể chứa cả 3 nguyên tố Uran, Thori và Kali với các hàm lượng khác nhau.

Để phân tích các nguyên tố trên dựa vào phổ gamma của các đồng vị của chúng, cần phải chọn một đỉnh tiêu biểu cho mỗi nguyên tố. Các đỉnh đó cần phải định vị rõ trong phổ gamma, tức là có suất ra (yield) đủ lớn. Mặt khác các đỉnh tiêu biểu cho mỗi nguyên tố không nên quá gần nhau để cho detector ghi nhận bức xạ gamma có thể phân biệt được.

Thông thường đối với trường hợp cân bằng phóng xạ, người ta chọn ba đỉnh sau đây:

- 1460 keV tiêu biểu cho ^{40}K
- 1760 keV tiêu biểu cho ^{238}U
- 2610 keV tiêu biểu cho ^{232}Th .

Trong tự nhiên, đồng vị Kali 40 có độ phổ cập là 0,118%; đồng vị Uran 238 ÷ 99,3% và Thori 232 ÷ 100%. Độ phổ cập của các đồng vị trong tự nhiên nói chung là các giá trị xác định. Vì vậy dựa vào diện tích các đỉnh 1460 keV, 1760 keV và 2610 keV trong phổ gamma, ta có thể xác định được hàm lượng các nguyên tố kali, uran và thori.

Các hệ thức tính:

Đối với mẫu Th tinh khiết, ta có hệ thức:

$$\begin{aligned} \text{Th}(\%) &= k_1 [C'(\text{Th}) - B(\text{Th})] \\ &= k_1 C(\text{Th}), \end{aligned} \quad (1.4)$$

trong đó ký hiệu Th(%) là hàm lượng tính ra % của thori trong mẫu, k_1 là hằng số chuẩn cường độ (intensity calibration constant) đối với thori, cho biết mối liên hệ giữa số đếm C(Th) ở kênh thori và hàm lượng Th (%), $C'(\text{Th})$ là số đếm ở kênh thori (kể cả phông), $B(\text{Th})$ là số đếm phông ở kênh thori, còn $C(\text{Th}) \equiv C'(\text{Th}) - B(\text{Th})$ là số đếm ở kênh thori đã trừ phông.

Còn tương tự như vậy, đối với mẫu U tinh khiết:

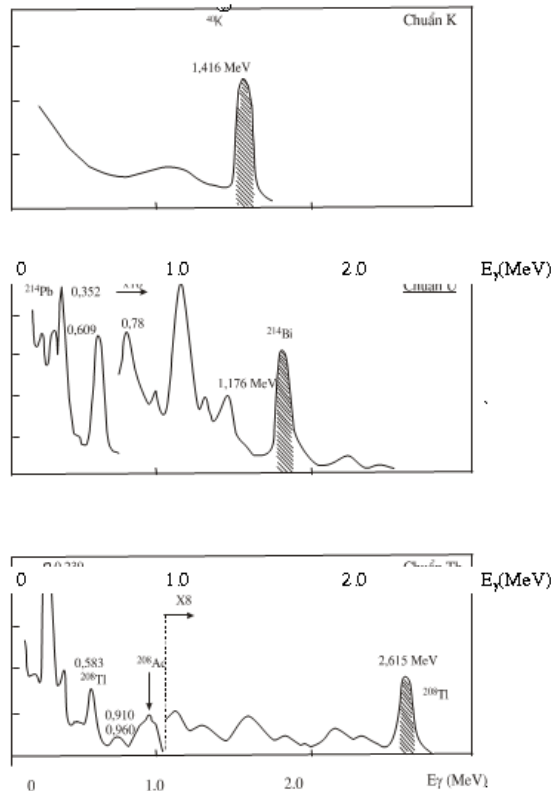
$$\begin{aligned} \text{U}(\%) &= k_2 [C'(\text{U}) - B(\text{U})] \\ &= k_2 C(\text{U}) \end{aligned} \quad (1.5)$$

và mẫu K tinh khiết:

$$\text{K}(\%) = k_3 C(\text{K}) \quad (1.6)$$

Trong thực tế, sự tồn tại đồng thời các nguyên tố trên trong mẫu gây nên sự phủ lên nhau của các đỉnh. Vì vậy, khi phân tích phổ gamma của một mẫu, cần tách được sự ảnh hưởng đó giữa các đỉnh. Sự tách đó được thực hiện như sau:

Đối với đỉnh 2610 keV không có ảnh hưởng của đỉnh năng lượng lớn hơn, vì vậy ta vẫn sử dụng hệ thức (1.4).



Hình 1.9.
Phổ gamma của các chuẩn U, Th, K

Sự có mặt của Thori trong mẫu, tức là đỉnh 2610 keV, đã ảnh hưởng đến đỉnh 1760 keV tiêu biểu cho uranium. Vì vậy, trong số đếm ghi được ở kênh uranium có cả số đếm do sự có mặt của Thori trong mẫu. Phần “đóng góp” này càng lớn nếu hàm lượng thori trong mẫu càng cao, tức là số đếm C(Th) ở kênh thori càng lớn. Vậy ta có thể viết như sau:

$$U(\%) = k_2 [C(U) - \alpha C(Th)] \tag{1.7}$$

trong đó, hệ số α được gọi là hệ số tách, có ý nghĩa là phần đóng góp của thori vào kênh Uran.

Còn tương tự như vậy, cần tách được phần đóng góp của Thori và Uran vào kênh Kali

$$K(\%) = k_3 \{ C(K) - \beta C(Th) - \gamma [C(U) - \alpha C(Th)] \}, \tag{1.8}$$

trong đó, β là phần đóng góp của thori vào kênh kali, γ là phần đóng góp của uranium vào kênh kali.

Như vậy, cần phải xác định các hệ số α , β , γ . Muốn vậy người ta sử dụng các chuẩn phóng xạ. Các chuẩn này thường do cơ quan chuẩn phóng xạ quốc tế hoặc các phòng chuẩn phóng xạ quốc gia cung cấp.

Thí dụ: Dùng chuẩn Thori (TS) để xác định các hệ số α và β .

$$\alpha \equiv C_1(U)/C_1(\text{Th})$$

$$\beta \equiv C_1(K)/C_1(\text{Th})$$

và dùng chuẩn Uran (US) để xác định hệ số γ

$$\gamma \equiv C_2(K)/C_2(U).$$

Các chỉ số 1 và 2 được dùng để phân biệt với các ký hiệu số đếm tại các kênh U, Th, K trong các hệ thức (1.4), (1.5), (1.6). Chỉ số 1 dùng cho phép đo với chuẩn TS, chỉ số 2- chuẩn US.

Để tính được hàm lượng của nguyên tố cần phân tích theo các hệ thức (1.6), (1.7), (1.8) còn phải biết các hệ số k_1 , k_2 và k_3 .

Giá trị các hệ số này phụ thuộc vào nhiều yếu tố như hình học đo, loại detector, hình học mẫu..., và phải xác định bằng thực nghiệm.

Trong thực tế, nếu dùng phương pháp đo tương đối, nghĩa là mẫu phân tích và mẫu chuẩn có hình học giống nhau, và các tính chất khác, chẳng hạn như thành phần chất nền,... giống nhau thì không cần phải biết các hệ số k_1 , k_2 và k_3 đó.

1.5.2 Các yếu tố ảnh hưởng đến độ chính xác của kết quả phân tích

Độ chính xác của kết quả phân tích nguyên tố U, Th và K theo phổ gamma phụ thuộc vào các yếu tố chủ yếu sau đây:

a) Nguyên tử số hiệu dụng

Khi đi qua cùng một khối lượng các vật chất khác nhau, cường độ một chùm bức xạ gamma năng lượng xác định sẽ bị suy giảm khác nhau tùy thuộc vào nguyên tử Z của môi trường vật chất đó.

Nếu vật chất là đơn chất thì nguyên tử số Z của đơn chất đó là các giá trị biết được từ bảng tuần hoàn các nguyên tố, thí dụ Al có $Z = 13$, Pb có $Z = 82$,...

Hợp chất nào cũng có nguyên tử số hiệu dụng Z_{eff} của hợp chất đó và được tính theo hệ thức

$$Z_{\text{eff}} = \sqrt[3]{\frac{1}{\bar{m}} \sum q_i m_i Z_i^3},$$

trong đó, q_i là hàm lượng tính ra % g/g của nguyên tố i trong hợp chất, $m_i = Z_i/A_i$; A và Z là nguyên tử lượng và nguyên tử số,

$$\bar{m} = \sum q_i m_i.$$

Nếu không biết thành phần hoá học của hợp chất người ta có thể xác định Z_{eff} của nó bằng thực nghiệm. Chẳng hạn, dựa vào quy luật suy giảm cường độ bức xạ gamma trong vật chất, có thể xác định được hệ số suy giảm μ của hợp chất đó đối với một chùm bức xạ gamma năng lượng E xác định. Sau đó từ đồ thị lý thuyết hoặc từ bảng tra cứu về sự liên hệ giữa hệ số μ và nguyên tử số Z đối với bức xạ gamma năng lượng E có thể suy ra Z_{eff} của hợp chất đó.

Để tránh ảnh hưởng sự khác nhau về nguyên tử số của mẫu chuẩn và mẫu phân tích đến kết quả phân tích, trong thực tế, người ta cố gắng tạo ra các chuẩn có nguyên tử số gần giống nguyên tử số của mẫu phân tích, hay nói khác đi, thành phần hoá học của mẫu chuẩn và mẫu phân tích càng giống nhau càng tốt.

Kinh nghiệm phân tích phóng xạ còn cho biết: Ngoài thành phần hoá học thì cấp hàm lượng của các chuẩn và các mẫu phân tích còn không được khác nhau quá nhiều.

Thí dụ: Các chuẩn uran có chất nền làm bằng xilicat, có hàm lượng uran là 0,17% thì Z_{eff} là 13,8 nhưng khi hàm lượng uran là 0,94% thì Z_{eff} của chuẩn đó sẽ là 19,3. Hoặc đối với các chuẩn thori: Chuẩn có hàm lượng Th là 0,216% sẽ có Z_{eff} là 14,1; nếu chuẩn có hàm lượng là 1,055% thì sẽ có Z_{eff} là 19,6.

Để làm các chuẩn kali, người ta thường hay dùng muối K_2SO_4 là loại hợp chất không hút ẩm quá mạnh, có Z_{eff} là 15,8 và không khác quá xa Z_{eff} của các quặng phóng xạ thông thường. Hàm lượng kali trong K_2SO_4 là: $[(39 \times 2)/(39 \times 2) + 32 + 16,4] \times 100\% = 44,8\%$.

b) Cân bằng phóng xạ

Phương pháp phân tích nguyên tố phóng xạ uran và thori trình bày ở trên dựa vào giả định là có cân bằng phóng xạ trong các mẫu phân tích.

Trong thực tế vì trong số con cháu của uran và thori có các đồng vị của radon. Radon là một chất khí nên có thể thoát khỏi quặng phóng xạ, gây nên sự mất cân bằng phóng xạ. Trong điều kiện địa chất ổn định, không có biến động đặc biệt thì sự thoát radon là một trong những nguyên nhân chính gây nên mất cân bằng phóng xạ.

Để có được cân bằng phóng xạ, mẫu phân tích thường được "nhốt" trong những hộp đựng mẫu trong thời gian bằng 5 ÷ 7 chu kỳ bán rã của ^{222}Rn , tức là khoảng 20 ngày, trước khi đưa vào phân tích.

c) Lượng mẫu phân tích

Khối lượng mẫu đưa vào phân tích cần chọn sao cho hiệu suất ghi của detector đạt được cao nhất. Trừ những trường hợp đặc biệt của các detector có dạng hình giếng, khi đó mẫu được đưa vào bên trong vùng thể tích nhạy của detector, còn trong trường hợp thông thường thì người ta dùng các hộp đựng mẫu có dạng hình giếng để cho mẫu phân tích bao xung quanh thể tích nhạy của detector. Lớp mẫu phân tích thông thường là có bề dày bằng 10 ÷ 15 mm.

1.5.3 Phân tích các mẫu không cân bằng phóng xạ

Đối với những mẫu phóng xạ không cân bằng có thể phân tích uran hoặc thori mà không cần phải "nhốt" mẫu một thời gian trước khi phân tích phổ gamma.

Phương pháp này dựa vào sự phân tích phổ gamma của chính ^{235}U , ^{238}U hay ^{232}Th và con cháu của chúng đứng trước radon trong các dãy phóng xạ. Các con cháu này có chu kỳ bán rã rất nhỏ so với chu kỳ bán rã của ^{235}U , ^{238}U và ^{232}Th do đó luôn luôn có cân bằng phóng xạ giữa chúng và các hạt nhân đứng đầu dãy.

- *Thí dụ:* Hai đồng vị ^{234}Th và ^{234}Pa đứng ngay sau ^{238}U . Bức xạ gamma có suất ra không nhỏ lắm là: 63 keV (0,05), 91 keV (0,16) của ^{234}Th và 760 keV (0,01); 1000 keV (0,06) của ^{234}Pa . Bức xạ gamma 92,3 keV có thể lẫn với bức xạ X đặc trưng $\text{Th}_{\text{K}\alpha} = 93,3 \text{ keV}$. Còn bức xạ gamma 760 keV có thể trùng với bức xạ 768 keV của ^{214}Bi (con cháu của ^{238}U).

Như vậy có thể sử dụng bức xạ gamma năng lượng 63 keV của ^{234}Th hoặc 1000 keV của ^{234}Pa để phân tích ^{238}U . Thời gian phân tích mỗi mẫu có thể kéo dài vì lượng suất của bức xạ gamma này không lớn lắm.

- Phân tích ^{235}U theo "đỉnh 186 keV".

^{235}U phát ra bức xạ gamma năng lượng 185,7 keV. Nó đứng đầu dãy phóng xạ, do đó có thể phân tích trực tiếp ^{235}U theo đỉnh 185,7 keV trong phổ gamma, bất kể mẫu phân tích có cân bằng phóng xạ hay không. Có điều cần lưu ý rằng, ^{226}Ra là con cháu trong dãy ^{238}U . ^{238}U tồn tại đồng thời với ^{235}U trong mẫu uran tự nhiên với hàm lượng 99,3%. ^{226}Ra là con cháu của uran 238, phát ra bức xạ gamma năng lượng 186,2 keV. Một detector bán dẫn Ge có độ phân giải năng lượng tốt cũng khó có thể ghi tách biệt được hai đỉnh này. Do đó nếu trên phổ gamma của mẫu cần phân tích có "đỉnh 186 keV", ký hiệu là S(186), hoặc lân cận vị trí này thì đó tức là đỉnh tổng của các bức xạ gamma 185,7 keV của ^{235}U và 186,2 keV của ^{226}Ra (con cháu của ^{238}U).

Nếu dùng một mẫu Ra có cân bằng phóng xạ giữa ^{226}Ra và các con cháu của nó thì có thể xác định được hằng số đặc trưng cho tỷ số giữa diện tích đỉnh 186,2 keV của ^{226}Ra và diện tích 610 keV của ^{214}Bi (con cháu của ^{226}Ra)

$$\alpha \equiv \frac{C(186,2)}{C(610)}$$

Từ đó suy ra diện tích đỉnh 185,7 keV chỉ của ^{235}U trong mẫu cần phân tích:

$$C(185,7) = C(186) - \alpha C(610)$$

Diện tích này tỷ lệ với hàm lượng ^{235}U trong mẫu cần phân tích.

1.6 Phương pháp phóng xạ tự nhiên xác định niên đại

1.6.1 Nguyên lý

Có một số đồng vị phóng xạ sinh ra từ khi hình thành Trái Đất. Chúng có chu kỳ bán rã cùng cỡ với tuổi Trái Đất hoặc lớn hơn do đó chúng tồn tại ở Trái Đất cho đến tận ngày nay. Các đồng vị đó phân rã, tạo thành các dãy phóng xạ, con cháu cũng là các đồng vị phóng xạ, đồng vị cuối cùng của các dãy phóng xạ đó là các đồng vị bền. Đó là các dãy uran và dãy thori.

Giả sử trạng thái cân bằng phóng xạ được xác lập trong dãy, nghĩa là trong quá trình phân rã phóng xạ liên tiếp, không có đồng vị nào thoát khỏi dãy. Ta hãy xét một dãy phóng xạ có đồng vị cuối cùng là một đồng vị bền.

Số hạt nhân ban đầu n_0 của đồng vị phóng xạ liên hệ với số hạt nhân n của đồng vị đó và số hạt nhân $n_{\text{bền}}$ của đồng vị bền có trong mẫu ở thời điểm t theo hệ thức:

$$n_0 = n + n_{\text{bền}}$$

$$\text{vì } n = n_0 \exp(-\lambda t) = n_0 \exp\left(-\frac{0,693 t}{T_{1/2}}\right)$$

$$\text{nên } \exp\left(\frac{0,693 t}{T_{1/2}}\right) = 1 + \frac{n_{\text{bền}}}{n}$$

$$\text{Suy ra } t = \frac{T_{1/2}}{0,693} \ln \left(1 + \frac{n_{\text{bền}}}{n} \right)$$

Như vậy, nếu biết chu kỳ bán rã của đồng vị phóng xạ đứng đầu dãy, số hạt nhân phóng xạ và số hạt nhân của đồng vị bền ở thời điểm t thì ta có thể xác định được thời gian t đã trôi qua, tức là tuổi của mẫu vật đó.

1.6.2 Phương pháp uran-chì

Đây là một trong những phương pháp phổ biến trong địa chất thường được áp dụng, dựa vào các đặc tính của hai dãy phóng xạ tự nhiên uran 235 và uran 238:

^{238}U có $T_{1/2}$ bằng $4,47 \cdot 10^9$ năm và đồng vị bền ở cuối dãy là ^{206}Pb

^{235}U có $T_{1/2}$ bằng $7,04 \cdot 10^8$ năm và đồng vị bền ở cuối dãy là ^{207}Pb .

Phương pháp này có hai cách áp dụng.

Cách thứ nhất: Theo tỷ số U/Pb.

Như trên đã biết, tỷ số giữa số hạt nhân bền $n_{^{206}\text{Pb}}$ và số hạt nhân phóng xạ $n_{^{238}\text{U}}$ được tính là

$$\frac{n_{^{206}\text{Pb}}}{n_{^{238}\text{U}}} = \exp \left(\frac{0,693 t}{4,47 \cdot 10^9 \text{ năm}} \right) - 1,$$

trong đó, t tính bằng năm.

Nếu tính theo tỷ số khối lượng m của các đồng vị đó có trong mẫu thì tỷ số trên trở thành:

$$\frac{m_{^{206}\text{Pb}}}{m_{^{238}\text{U}}} = \frac{206}{238} \left[\exp \left(\frac{0,693 t}{4,47 \cdot 10^9 \text{ năm}} \right) - 1 \right].$$

Thí dụ, bằng phương pháp khối phổ trong một mẫu quặng xác định được lượng ^{238}U là 1 g và ^{206}Pb là 1 mg thì tuổi t của mẫu đó được tính như sau:

$$\frac{m_{^{206}\text{Pb}}}{m_{^{238}\text{U}}} = 10^{-3} = \frac{206}{238} \left[\exp \left(\frac{0,693 t}{4,47 \cdot 10^9 \text{ năm}} \right) - 1 \right]$$

$$t = \frac{4,47 \cdot 10^9}{0,693} \cdot \ln \left(1 + \frac{238}{206} \cdot 10^{-3} \right) = 7,448 \cdot 10^6 \text{ năm}.$$

Có thể có trường hợp đặc biệt: Nếu trong mẫu quặng còn xác định được một lượng nào đó đồng vị không có nguồn gốc phóng xạ, (non-radiogenic), tức là không thuộc các dãy phóng xạ tự nhiên, thí dụ ^{204}Pb , thì khi đó cần căn cứ vào độ phổ cập của tất cả các đồng vị của chì: ^{204}Pb (1,38%); ^{206}Pb (23,96%); ^{207}Pb (22,07%) và ^{208}Pb (52,59%) để tính chính xác lượng ^{206}Pb trong mẫu.

Thật vậy, lượng ^{206}Pb có nguồn gốc phóng xạ không phải là 1 mg mà chỉ còn là

$$1,0 - \left(\frac{23,96}{1,38} \times 0,01 \right) = 0,826 \text{ mg}.$$

Khi đó, tuổi chính xác của mẫu sẽ được tính ra là $t=6,15 \cdot 10^6$ năm.

Cách thứ hai: Theo tỷ số $^{206}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$.

Vì chu kỳ bán rã của ^{238}U và ^{235}U khác nhau do đó các đồng vị bền tương ứng ở cuối hai dãy này cũng được tạo thành với hai "tốc độ" khác nhau. Trong các mẫu địa chất có cả hai dãy này. Trong điều kiện cân bằng phóng xạ, tỷ số số hạt nhân của 2 đồng vị này trong mẫu địa chất sẽ thay đổi đều và giá trị của tỷ số đó sẽ là một hàm của thời gian.

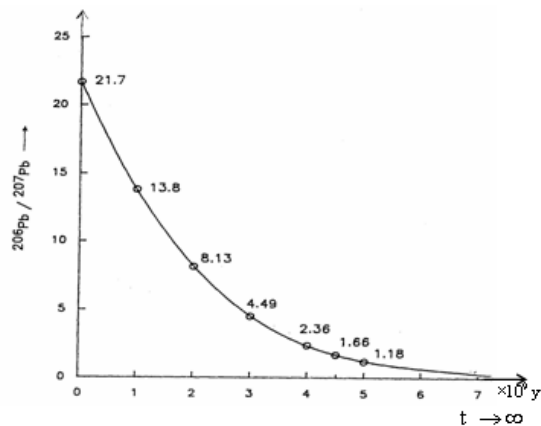
Độ phổ cập hiện nay của ^{238}U so với ^{235}U là 137,9/1. Tính tròn, nghĩa là cứ có 138 hạt nhân uran 238 thì có 1 hạt nhân uran 235.

Ta hãy tính ngược lại, giả sử bắt đầu từ thời điểm hiện nay, được chọn làm gốc thời gian, $t=0$

Ở thời điểm $7,04 \cdot 10^8$ năm về trước, tức là bằng chu kỳ bán rã của ^{235}U , đã có 2 hạt nhân ^{235}U và $138 \cdot \exp\left(\frac{0,693 \cdot 7,04}{44,7}\right) \approx 154$ hạt nhân ^{238}U . Số hạt nhân uran 238 "mất đi" trong thời gian $7,04 \cdot 10^8$ năm đó, tất nhiên đã trở thành các hạt nhân chì tương ứng. Như vậy, ở các quặng có tuổi là $7,04 \cdot 10^8$ năm thì tỷ số giữa các hạt nhân ^{206}Pb và ^{207}Pb là $\frac{154-138}{2-1} = \frac{16}{1}$

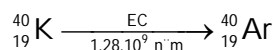
Còn tương tự như vậy, ở các quặng có tuổi là $2 \times 7,04 \cdot 10^8$ năm thì tỷ số $^{206}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$ tính được là: $\frac{171,6-138}{4-1} = \frac{33,6}{3} = 11,1 \dots$ Như vậy, quặng càng cổ, tỷ số này càng nhỏ.

Trên cơ sở tính toán như vậy, người ta có được một đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của tỷ số $^{206}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$ vào thời gian tính từ gốc thời gian $t = 0$ trở về trước. Gốc thời gian $t = 0$ được coi là thời điểm hiện nay.

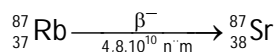


Hình 1.10.
Tỷ số $^{206}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$ phụ thuộc thời gian.

Ngoài phương pháp uran-chì, dựa vào Các dẫy phóng xạ tự nhiên uran 238 và uran 235, người ta còn có Các phương pháp khác, dựa vào Các quá trình phân rã của một số đồng vị sống dài. Đó là phương pháp kali - argon, dựa vào phân rã b- của ^{40}K



hoặc phương pháp rubiđi - stronti, dựa vào phân rã b- của ^{87}Rb

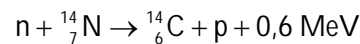


Đối với Các mẫu có tuổi trẻ hơn người ta thường dụng phương pháp có tên gọi là phương pháp cacbon phóng xạ hay phương pháp ^{14}C .

1.6.3 Phương pháp cacbon phóng xạ

a) Nguồn gốc của ^{14}C

Cacbon có 3 đồng vị trong tự nhiên: hai đồng vị bền là ^{12}C (với độ phổ cập là 99,63%) và ^{13}C (0,37%) còn đồng vị phóng xạ ^{14}C thì phân rã beta với $E_{b\max} = 158 \text{ keV}$ và $T_{1/2} = 5730$ năm. Cacbon phóng xạ được Hình thành do tương tác của Các tia vò trụ với khớ quyển ở tầng cao. Proton năng lượng cao, thành phần chủ yếu của tia vò trụ sơ cấp, bắn phá Các hạt của khớ quyển ở tầng cao, tạo ra tia vò trụ thứ cấp, trong đó có rất nhiều notron. Notron tương tác với hạt ^{14}N , sinh ra ^{14}C theo phản ứng



Hiệu suất tạo ^{14}C là ở độ cao chừng $15 \div 20 \text{ km}$ trong tầng bõnh lưu thấp có gió trị cực đại. Các nguyên nhân từ cacbon phóng xạ sẽ nhanh chóng bị oxy hoá thành $^{14}\text{CO}_2$ và phân tòn khắp toàn cầu trong bầu khớ quyển, sinh quyển và Các tầng khớ quyển khỏc.

Sự quang hợp đó đưa một phần ^{14}C vào sinh quyển (đưa cacbon vào trong thực vật, từ đó vào trong cơ thể sống theo chu trởnh thức ăn). Phần còn lại hoà tan trong nước bề mặt đại dương, rồi sau lại thõm nhập vào trong vỏ sinh vật biển. Do đó hàm lượng ^{14}C được duy trở hầu như không đổi trong phần lớn tầng sinh quyển.

Khi sự sản sinh cacbon phóng xạ ^{14}C đạt tới một mức độ có thể coi là trạng thỏi cõn bằng ổn định, thì hàm lượng cacbon phóng xạ quan sát được trong Các mẫu vật hiện nay có thể được dụng để đặc trưng cho độ phóng xạ ban đầu của ^{14}C trong mọi trường chứa Cacbon tương ứng. Khi sinh vật (động vật, thực vật) chết, chu trởnh sinh học ngừng lại, Các tàn tích thực vật và động vật không hấp thõ cacbon được nữa và tách ra khỏi sự trao đổi, chuyển hoá với mọi trường xung quanh. Từ đó lượng cacbon phóng xạ trong xác động thực vật sẽ giảm theo hàm mũ với chu kỳ bõn rã 5730 năm.

b) Xác định tuổi của mẫu vật bằng phương pháp cacbon phóng xạ

Để xác định tuổi của một mẫu vật, người ta đo độ phóng xạ còn dư của ^{14}C trong mẫu, rồi so sánh với độ phóng xạ ^{14}C của mẫu tương ứng coi như ở tuổi ban đầu zero. Mẫu phân tích phải có nguồn gốc từ cơ thể sống, tức là đó hấp thõ $^{14}\text{CO}_2$. Các mẫu như đồ, gốm, nếu có chứa một số chất hữu cơ còn sót lại thì cũng có thể xác định tuổi của chúng bằng phương pháp ^{14}C .

Sự đo hàm lượng ^{14}C của một mẫu hữu cơ sẽ cho phõp xác định chính xác tuổi của mẫu nếu thừa nhận Các giả thiết sau đây:

- Lượng ^{14}C do tia vò trụ sinh ra được coi là không đổi trong một thời gian dài để thiết lập được một tỷ số đồng vị $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ ổn định trong khớ quyển.
- Đó có một sự pha trộn rất nhanh và trọn vẹn trong toàn bộ Các mọi trường khỏc nhau chứa cacbon.
- Tỷ số đồng vị $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ trong Các cơ thể sống không bị biến đổi. Tỷ số này $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} \approx 1,3 \cdot 10^{-12}$. Khi chết, tỷ số đó giảm vữ ^{14}C phân rã phóng xạ.
- Lượng cacbon toàn phần trong bất kỳ mọi trường nào cũng đều không bị biến đổi.

- Ở bề mặt Trái Đất, tròn 1cm^2 , trung bình trong 1 giây có 2 nguyên nhân tử cacbon 14 tạo thành do tốc dụng của neutron trong thành phần Các tia vò trụ. Đối với cơ thể sống, trong 1g cacbon cho 15,3 phôn rỏ trong một phýt.

Về mặt kỹ thuật, phải có khả năng đo hàm lượng ^{14}C , hay nói khỏc đi, đo độ phóng xạ nhỏ của cacbon phóng xạ, với độ chính xác cao.

Với Các giả thiết tròn, vào những năm 1940, giáo sư Willard Libby cùng nhóm đồng nghiệp trường đại học Chicago đó đưa ra phương pháp xác định tuổi (niên đại) dựa vào độ phóng xạ cacbon 14 trong Các vật cổ từ vài trăm đến vài chỏc ngàn năm.

- Theo phương pháp kinh điển của Libby:

Từ định luật phôn rỏ phóng xạ $N_{^{14}\text{C}}(t) = N_{^{14}\text{C}}(0)\exp(-\lambda T)$, trong đó $N_{^{14}\text{C}}(0)$ là số nguyên nhân tử (hạt) ^{14}C tại thời điểm sinh vật bắt đầu ngừng trao đổi chất với mụi trường xung quanh, thí dụ khi cây gỗ bị chặt để làm vật cổ $N_{^{14}\text{C}}(T)$ là số nguyên nhân tử (hạt) ^{14}C tại thời điểm đo, λ là hằng số phôn rỏ của ^{14}C , tức là bằng $\frac{0,693}{5730} \text{ n}^{-1}$, T là thời gian tónh từ khi sinh vật chết đến thời điểm đo, hay nói khỏc đi T chính là tuổi của vật cổ. T được xác định theo hệ thức:

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_{^{14}\text{C}}(0)}{N_{^{14}\text{C}}(T)} = \frac{5730}{0,693} \ln \frac{N_{^{14}\text{C}}(0)}{N_{^{14}\text{C}}(T)} \text{ năm.}$$

Trong thực nghiệm, chỉ còn phải đo hoạt độ phóng xạ $N_{^{14}\text{C}}(T)$ của mẫu vật (chẳng hạn của 1 g mẫu vật trong 1 phýt). Còn $N_{^{14}\text{C}}(0)$ thì có giỏ trị bằng 15,3 như đó nói ở tròn.

Để thử nghiệm, Libby đó ỏp dụng phương pháp này cho Các mẫu vật đó biết tuổi, thí dụ Các vật cổ thời văn minh Aicập đó được xác định niên đại. Libby đó được trao giải thưởng Nobel về hoỏ học năm 1960. Theo phương pháp của Libby người ta đó xỏy dựng ở Mỹ và ở Chỏu Âu nhiều phòng thí nghiệm đo cacbon phóng xạ.

Vỡ độ phóng xạ của ^{14}C rất yếu, 1gam cacbon chỉ cho khoảng 15 hạt bởta trong 1 phýt như đó nói ở tròn nờn hệ đo phải có phỏng rất thấp.

Nờn tiến bộ của kỹ thuật đo phóng xạ mà tuổi mẫu vật xác định theo độ phóng xạ ^{14}C càng ngày càng chính xác.

Trước đó, người ta dựng phương pháp kinh điển là đo lượng ^{14}C trong hoỏ thạch bằng Cách tạo ra $^{14}\text{CO}_2$ từ Các tàn dư đó, rồi đếm Các hạt bởta do ^{14}C phát ra. Kỹ thuật này đòi hỏi thời gian đo tương đối dài, có thể tới nhiều ngày, nhất là những mẫu có tuổi gần giỏi hạn đo của phương pháp (khoảng 35.000 năm) vỡ hàm lượng ^{14}C quá thấp. Hơn nữa lại phải cần dựng một khối lượng lớn Các mẫu vật, do đó phỏ huỷ mất phần lớn mẫu vật cần được xác định tuổi.

Vào những năm cuối thập kỷ 70 người ta đó dựng tổ hợp một mụi gia tốc liên kết với một khối phỏ kế để có thể xác định trực tiếp số nguyên nhân tử ^{14}C trong mẫu. Phương pháp này gọi là phương pháp khối phỏ kế gia tốc AMS (Accelerator Mass Spectrometry). Phương pháp này cho phỏp dựng một lượng mẫu nhỏ hơn hàng ngàn lần so với phương pháp kinh điển của Libby.

Vớ dụ: Trong 1mg mẫu cacbon, hiện nay, với phương pháp kinh điển của Libby có thể quan sỏt được $2,4 \cdot 10^{-4}$ phôn rỏ của ^{14}C trong 1 giây. Do đó muốn đo số hạt b phóng xạ với sai

số thống kê 1% thì phải đếm được 10.000 phôn rỏ, nghĩa là phải thực hiện một phép đo liên tục trong khoảng hơn một năm! Tuy nhiên, ta lại có thể ghi nhận được 10.000 hạt ^{14}C trong một mẫu cacbon có cùng khối lượng như vậy mà chỉ mất vài chục phút với thiết bị AMS. Phương pháp AMS xác định tuổi T dựa vào tỷ số R của số đồng vị ^{14}C và ^{12}C đo được bằng thực nghiệm nhờ khối phổ kế:

$$R = \frac{N_{^{14}\text{C}}(T)}{N_{^{12}\text{C}}(T)}.$$

Vỡ chỉ ^{14}C không phóng xạ nên hệ thức trên có thể được viết như sau:

$$R = \frac{N_{^{14}\text{C}}(0)}{N_{^{12}\text{C}}(0)} \exp(-\lambda T).$$

Tỷ số đồng vị $\frac{N_{^{14}\text{C}}(0)}{N_{^{12}\text{C}}(0)}$ trong cơ thể sống có giá trị bằng $1,3 \cdot 10^{-12}$ như đó nói ở trên.

Như vậy tuổi T của mẫu được tính theo hệ thức:

$$T = \frac{5730}{0,693} \ln \frac{1,3 \cdot 10^{-12}}{R} \text{ (năm)}.$$

Chính nhờ kỹ thuật AMS này mà năm 1992 với vài mẫu vụn lấy ở Các bức họa tròn vóch đỏ trong hang ngầm dưới biển Cosquer gần Marseille (Pháp) mà trung tâm hoạt độ phóng xạ nhỏ (Centre des Faibles Radioactivites, CFR) Gif-sur-Yvette đó xác định được tuổi bằng phương pháp cacbon phóng xạ ^{14}C của Các bức họa đó là 18.000 năm và tuổi của bức vẽ một bàn tay là 27.000 năm. Và mới đây, sự xác định niên đại bằng cacbon phóng xạ, với kỹ thuật AMS, Các mảnh than xương vụn lấy từ 3 bức họa động vật trong hang Chauvet - Pont - d'Are đó cho biết tuổi Các bức họa xấp xỉ 30.000 năm.

c) Sai lệch bất ngờ

Một phương pháp đo chính xác hơn đó phát hiện một sai số hệ thống giữa tuổi xác định bằng phương pháp cacbon phóng xạ ^{14}C với tuổi thực theo năm lịch.

Nhà vật lý Hà Lan, Hessels de Vries, người đầu tiên đó phát hiện sự sai lệch đó khi đối chiếu tuổi của Các cây gỗ hoỏ thạch xác định bằng phương pháp ^{14}C với tuổi đếm theo Các vòng cây (tree-rings).

Các vòng cây có thể được nhìn thấy rất rõ trên tiết diện ngang của thõn cây mọc trong vụng khớ hậu ụng đới và cận cực.

Các vòng cây được Hình thành bằng sự phõn chia tế bào trong Các nụ sinh gỗ ở ngay phía trong vỏ cây. Ranh giới của vòng cây, hay vòng sinh trưởng, được tạo thành bởi lớp tế bào đặc có vóch dày gọi là gỗ muộn màu sẫm và lớp tế bào xốp hơn có vóch mỏng gọi là gỗ sớm màu sỏng.

Khi sự tăng trưởng về đường kính bắt đầu vào mùa xuân thì nảy sinh Các tế bào lớn vóch mỏng, tạo thành gỗ sớm. Cuối mùa sinh trưởng thì Các tế bào mới Hình thành gỗ muộn.

Khi đếm Các vòng cây của một thõn cây hóa thạch, ta xác định được tuổi của cây với sai số chừng 1 năm. Kỹ thuật này gọi là kỹ thuật xác định tuổi bằng vòng cây hay vòng sinh trưởng.

Theo kỹ thuật đếm số vòng cây, người ta đã xác định được khổ chính xác thời kỳ Holocen khoảng 9000 năm, trong khi phương pháp ^{14}C đồng hồ tuổi thấp hơn khoảng nghìn năm.

d) Nguyên nhân sai lệch. Các phương pháp hiệu chỉnh

Nhiều phòng thí nghiệm đã kiểm nghiệm phương pháp xác định tuổi bằng Cách đếm số vòng cây với độ chính xác ngày càng cao. Với thể phương pháp của Hessel de Vries đã được chấp nhận và người ta phải đi tìm giải pháp để hiệu chỉnh tuổi nhận được từ phương pháp cacbon phóng xạ.

Nguyên nhân sai lệch là sự biến đổi theo thời gian của tỷ số số hạt $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ mà phương pháp kinh điển của Libby đã được giả định là hằng số.

Khi xác định tuổi của san hô bằng một kỹ thuật hoàn toàn mới - phương pháp uran - thori - chính xác hơn kỹ thuật cacbon phóng xạ, người ta còn lại thấy rừ Các sai lệch giữa tuổi xác định theo phương pháp ^{14}C và tuổi thực.

Ta hãy nói thềm một chýt về phương pháp uran thori xác định tuổi san hô.

Phương pháp này dựa vào mối liên hệ giữa đồng vị mẹ ^{234}U , có $T_{1/2} = 244.500$ năm, và đồng vị con ^{230}Th , có $T_{1/2} = 75.400$ năm. Người ta biết san hô đó hấp thụ một lượng uran khoảng 3ppm (parts per million) từ nước biển vào bộ xương của chúng lúc Hình thành. Thời điểm đó gọi là thời điểm Zero. Do đó, nếu biết lượng ^{230}Th và ^{234}U ta có thể xác định được khoảng thời gian trôi qua tính từ lúc tạo thành xương san hô, tức là tuổi của san hô.

Theo kỹ thuật này, người ta đã xác định được tuổi của san hô và đối chiếu với tuổi san hô xác định bằng phương pháp ^{14}C .

Các kết quả về tuổi san hô ở Barbade thuộc biển Caraie, Đại Tây Dương được cộng bố tròn tạp chớ Nature cho thấy, càng lự xa về quá khứ thì sai lệch tuổi theo năm lịch và theo ^{14}C càng lớn.

Để chứng tỏ nhược điểm của phương pháp cacbon phóng xạ trong việc xác định niên đại, nhiều phòng thí nghiệm ở Mỹ và Châu Âu đã xác định tuổi san hô vụng Thở Bờn Dương hoặc bằng kỹ thuật uran-thori, hoặc bằng kỹ thuật đếm số lớp lắng đọng từng năm trong những vụng trầm tích phủ băng giở ở Groenland Đan Mạch. Coca là lớp trầm tích trong hồ, biển và sụng lắng đọng khổ đều đặn hàng năm thành từng lớp mỏng được bảo vệ dưới Các lớp băng và được gọi là Các "lớp năm trầm tích" có thể đếm được, tương tự như đếm số vòng cây trong Các thõn cây.

Chính nhờ kết quả đo mới này, kết hợp với số liệu về vòng cây mà người ta thấy rừ những sai lệch trong Các kết quả đo bằng kỹ thuật ^{14}C .

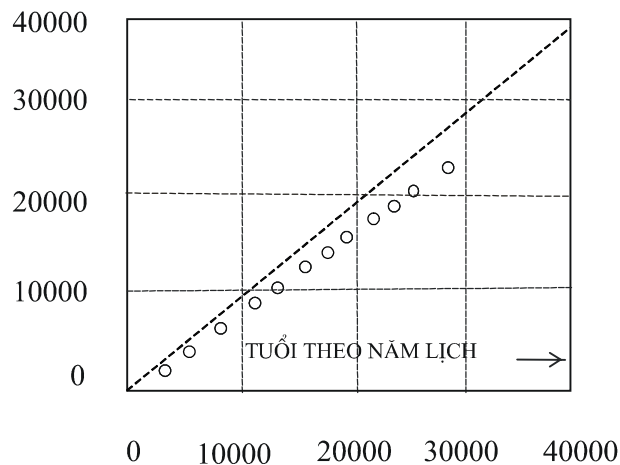
Hình 1.11 cho thấy càng lự về xa quá khứ thì sự sai lệch giữa tuổi theo năm lịch và tuổi theo ^{14}C càng lớn.

Với những hiểu biết hiện nay của chúng ta thì sự sai lệch giữa tuổi theo ^{14}C và tuổi thực có thể tới 2000 năm vào lúc 11.000 năm BP (BP : before present, nghĩa là trước hiện nay, và theo quy ước quốc tế, thì " hiện nay " được chọn là năm 1950), 3000 năm vào lúc 16.000 năm BP và 5000 năm vào lúc 30.000 năm BP. Nói chung, sai lệch vào cỡ 17%.

Ta hãy trở lại nguyên nhân làm sai lệch kết quả xác định niên đại theo phương pháp cacbon phóng xạ .

Khi xác định tuổi san hô ở Các đảo Barbade, Mururoa, Tahiti và Nouvelle Guinê, người ta phát hiện ra rằng vào khoảng 30.000 và 20.000 năm BP thì tỷ số $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ lúc ấy lớn hơn bây giờ 40 đến 50%. Ngoài ra, đối với tuổi dưới 9000 năm BP, những nghiên cứu chi tiết Các vòng cây đó chứng tỏ rằng tỷ số $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ trong khi vẫn tiếp tục giảm, lại thỉnh thoảng có những dao động thăng giáng trong những khoảng thời gian cỡ vài trăm năm

Các nghiên cứu đó thấy rằng: Thăng giáng về thành phần đồng vị của cacbon chủ yếu là do từ trường gây ra, nghĩa là gắn với hoạt động của Mặt Trời và từ trường Trái Đất.



Hình 1.11.
Sự sai lệch của tuổi theo ^{14}C

- Hoạt động của Mặt Trời:

Thăng giáng từ trường của Mặt Trời làm biến đổi dòng photon trong tia vũ trụ sơ cấp tới mặt đất. Lúc khởi đầu của phản ứng hạt nhân sinh ra các nuclit vũ trụ (các hạt nhân có nguồn gốc vũ trụ) như ^{14}C hay ^{10}Be thì các photon này thực tế xác định tỷ suất sinh sản các đồng vị đó. Người ta đã kiểm nghiệm tỷ suất này bằng cách so sánh độ biến thiên của ^{14}C đo được trong các vòng cây có tuổi đến hàng nghìn năm với độ biến thiên của ^{10}Be phân tích trong băng nam cực. Người ta thấy rằng: Hàm lượng cao của 2 đồng vị đó đều nằm trong thời gian tương ứng với các cực tiểu của hoạt động của Mặt Trời, đó là thời gian "thiếu vắng" các vết đen Mặt Trời

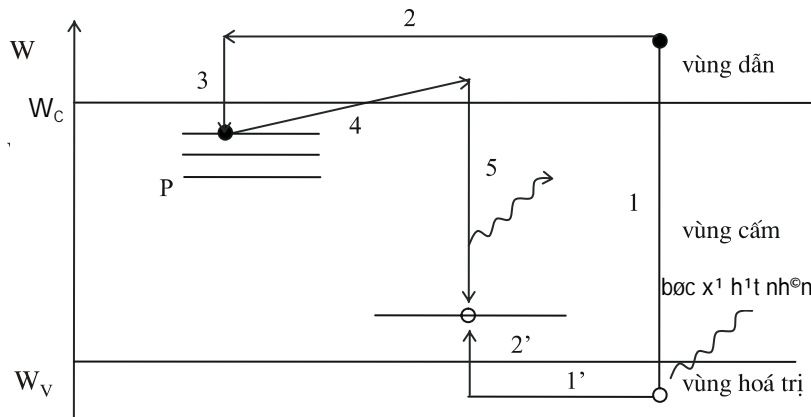
- Ảnh hưởng của từ trường Trái Đất:

Sự giảm của tỷ số đồng vị $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ xảy ra chủ yếu ở vĩ độ thấp và giảm tương đối ít ở vùng cực. Đó là một bằng chứng nêu rõ vai trò của từ trường Trái Đất mà thành phần nằm ngang có giá trị cực đại ở xích đạo. Giả thuyết là như sau: Nếu từ trường càng mạnh thì nó càng che chắn Trái Đất khỏi bức xạ vũ trụ và như vậy làm giảm các tương tác tạo nên ^{14}C . Mặt khác, nhất là nhờ các công trình của Jean Pierre Valet ở Viện Vật lý địa cầu Paris mà người ta đã biết rằng cường độ địa từ trường đã tăng tổng cộng gấp 2 trong thời gian giữa 30.000 và 10.000 năm BP. Người ta đã tính toán lý thuyết các hiệu ứng của sự tăng địa từ trường này và thấy rằng sự tăng của địa từ trường có thể là lý do giảm của tỷ số đồng vị $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$.

1.7 Phương pháp nhiệt huỳnh quang xác định niên đại

1.7.1 Hiện tượng nhiệt huỳnh quang (thermoluminescence)

Trong vật rắn electron chiếm các mức năng lượng gián đoạn. Tập hợp các mức năng lượng gián đoạn nhưng rất gần nhau tạo thành một vùng năng lượng. Vùng dẫn và vùng hoá trị được ngăn cách nhau bởi vùng cấm. Trong một tinh thể vật rắn hoàn hảo lý tưởng, không có sai hỏng, không có mức năng lượng nào trong vùng cấm. Thực tế, trong vùng cấm luôn luôn hình thành các mức năng lượng địa phương. (Xem hình 1.12.)



Hình 1.12.
Nhiệt huỳnh quang trong vật rắn

Một electron của vùng hoá trị nếu nhận được một năng lượng, chẳng hạn của bức xạ hạt nhân, lớn hơn bề rộng vùng cấm ($W_c - W_v$) sẽ chuyển lên vùng dẫn và chuyển động tự do trong vùng dẫn, để lại một lỗ trống trong vùng hoá trị (quá trình 1).

Các mức năng lượng địa phương ở vùng cấm có vai trò như những cái bẫy (trap). Nếu ở gần vùng dẫn, đó là những cái bẫy đối với các electron của vùng dẫn (quá trình 2,3) còn nếu ở gần vùng hoá trị thì đó là những cái bẫy đối với các lỗ trống (quá trình 1', 2').

Các electron và lỗ trống vẫn cứ "nằm" ở bẫy chừng nào vật rắn không nhận được thêm năng lượng.

Nếu cung cấp thêm năng lượng, chẳng hạn "xấy nóng" vật rắn, electron nhận được năng lượng sẽ thoát khỏi các bẫy (quá trình 4), chuyển động trong vùng dẫn và khi chuyển về mức năng lượng thấp hơn (quá trình 5) kết hợp với lỗ trống thì một photon sẽ được phát ra. Người ta gọi quá trình này là nhiệt huỳnh quang (TL).

Trong phổ nhiệt huỳnh quang, mô tả sự phụ thuộc cường độ tín hiệu TL vào nhiệt độ xảy ra ở nhiệt độ cao ứng với sự thoát electron từ bẫy P ở sâu còn đỉnh ở nhiệt độ thấp hơn ứng với sự thoát electron từ ở gần bề mặt vùng cấm. Bẫy ở gần bề mặt vùng cấm không bền bằng bẫy ở sâu hơn, nghĩa là các electron nếu nằm tại bẫy sâu thì khó thoát khỏi bẫy hơn.

1.7.2 Cơ sở của phương pháp nhiệt huỳnh quang xác định niên đại

Các vật liệu như các mẫu vật địa chất, tồn tại ở sâu trong lòng đất, chịu tác dụng ion hoá tích lũy theo thời gian của bức xạ hạt nhân của các đồng vị phóng xạ trong các dãy phóng xạ

tự nhiên uran, thori, kali 40... Theo thời gian, các quá trình 1, 2, 3 như mô tả trên hình 1.12 xảy ra nhiều hơn. Do đó cường độ tín hiệu huỳnh quang của các vật liệu này sẽ lớn hơn khi chúng được quét nhiệt để xây nóng. Nghĩa là cường độ tín hiệu nhiệt huỳnh quang tỷ lệ với liều tích lũy mà mẫu vật đã hấp thụ trong quá trình tồn tại. Nếu biết được liều trung bình hàng năm mà mẫu vật đã nhận được thì ta có thể tính được tuổi của mẫu vật đó.

Bảng 1.13 thống kê suất liều hàng năm (mrad/ năm) đối với môi trường tự nhiên có 1 ppm uran, 1ppm thori, 1% kali và 100 ppm rubiđi. Đóng góp của tia vò trụ được đánh giá vào khoảng 30 mrad/ năm và giảm dần theo chiều sâu tính từ mặt đất, tính trung bình cứ sâu 1m thì giảm một nửa.

Liều tích lũy trung bình hàng năm là một liều rất nhỏ. Các kết quả nghiên cứu đã cho thấy rằng liều 1 krad tương ứng với 2000 năm tuổi của một mẫu gốm (ceramic) trong một môi trường địa chất ổn định.

Bảng 1.13. Suất liều (mrad/ năm) tính cho 1ppm U, Th; 1% K và 100 ppm Rb

Bức xạ	α	β	γ
Dãy thori			
- Chưa mất thoron	73,8	2,86	5,14
- đã mất thoron	30,9	1,03	2,08
Dãy uran			
- Chưa mất radon	278,3	14,62	11,48
- Đã mất radon	126,2	6,09	0,56
Kali tự nhiên (^{40}K)		83,03	24,92
rubiđi		4,64	

Chương 2

Phóng xạ nhân tạo và ứng dụng

Ngày nay con người đã tạo ra được rất nhiều đồng vị phóng xạ. Đó là các đồng vị phóng xạ nhân tạo. Chúng có chu kỳ bán rã khác nhau trong một dải rất rộng. Bức xạ phát ra từ các đồng vị đó có bản chất và năng lượng khác nhau. Chính vì vậy, con người có thể lựa chọn được các đồng vị phóng xạ nhân tạo thích hợp với những ứng dụng rất đa dạng trong thực tế.

2.1. Chế tạo các đồng vị phóng xạ nhân tạo

Có thể chia các phương pháp chế tạo đồng vị phóng xạ nhân tạo thành 3 loại

2.1.1. Dùng máy gia tốc

Đó là các máy gia tốc xyclotron, synchrotron,... Máy gia tốc cho dòng hạt tích điện với thông lượng lớn. Các hạt nhân phóng xạ được tạo thành do phản ứng hạt nhân xảy ra giữa hạt nhân bia và các hạt tích điện gia tốc như p, d, α ...

Phương pháp dùng máy gia tốc hạt tích điện để gây phản ứng hạt nhân cũng thường được áp dụng trong nghiên cứu khoa học về cấu trúc hạt nhân, phản ứng hạt nhân...

2.1.2. Chiếu xạ bởi neutron trong lò phản ứng

Các đồng vị phóng xạ nhân tạo được sản xuất với một lượng lớn bằng cách chiếu neutron trong lò phản ứng vào các đồng vị bền. Nói chung, chủ yếu là ứng dụng các phản ứng loại (n, γ).

Thí dụ:

$^{31}\text{P}(n, \gamma) ^{32}\text{P}$, đồng vị nhân tạo ^{32}P phóng xạ beta với $T_{1/2}=14,3$ ngày.

$^{59}\text{Co}(n, \gamma) ^{60}\text{Co}$, đồng vị phóng xạ nhân tạo ^{60}Co phóng xạ beta và gamma với $T_{1/2}=5,3$ năm.

Các phản ứng (n, p) cũng được sử dụng để tạo các đồng vị

Thí dụ: $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$.

$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$.

Cả hai phương pháp dùng máy gia tốc và chiếu xạ neutron để chế tạo các đồng vị phóng xạ nhân tạo thường được gọi là phương pháp kích hoạt. Trong thời gian kích hoạt có 2 quá trình xảy ra đồng thời: Quá trình hạt nhân được tạo thành do kích hoạt và quá trình hạt nhân phân rã phóng xạ.

Có thể mô tả một cách định lượng các quá trình trên như sau:

Xét trong một đơn vị thời gian. Số hạt nhân được tạo thành do kích hoạt là Q , số hạt nhân giảm đi do phân rã phóng xạ là λN , trong đó λ là hằng số phân rã và N là số hạt nhân phóng xạ được tạo thành ở thời điểm t .

Như vậy trong thời gian dt chỉ còn $(Q - \lambda N)dt$ hạt nhân. Gọi số hạt nhân này là dN , ta có phương trình

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda N \quad (2.1)$$

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

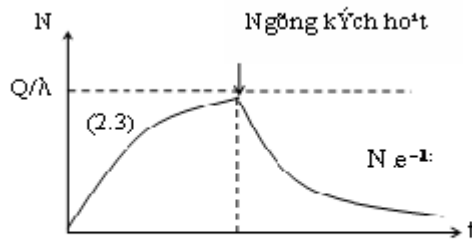
$$\frac{d(Q - \lambda N)}{Q - \lambda N} = -\lambda dt$$

$$Q - \lambda N = (Q - \lambda N)_{t=0} e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

Nếu $N_{t=0} = 0$

$$N = \frac{Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.3)$$

Hình 2.1 mô tả sự biến thiên theo thời gian của số hạt nhân đồng vị phóng xạ nhân tạo trong thời gian kích hoạt và sau khi ngừng kích hoạt.



Hình 2.1. Số hạt nhân phóng xạ nhân tạo thay đổi theo thời gian

Theo hệ thức (2.3) có thể chọn thời điểm ngừng kích hoạt t_1 để nhận được hoạt độ phóng xạ nhân tạo mong muốn.

Hạt nhân phóng xạ sinh ra bởi phản ứng (n,p) có tính chất hoá học khác hẳn hạt nhân bia. Chúng có thể được tách ra khỏi bia bằng phương pháp hoá học, do đó có thể tạo được các nguồn phóng xạ nhân tạo với hoạt độ lớn.

Trong thực tế, người ta thường quan tâm đến hoạt độ của đồng vị phóng xạ được tạo thành do kích hoạt.

$$A \equiv \lambda N = Q(1 - e^{-\lambda t})$$

Thường thường người ta tính hoạt độ đó cho 1g của bia, theo đơn vị Ci/g. Biểu thức tính cho hoạt độ đó như sau:

Gọi ϕ là thông lượng chùm neutron kích hoạt, tính theo đơn vị neutron/cm²/giây.

σ là tiết diện hấp thụ n của hạt nhân bia, tính theo barn, $1b=10^{-24}cm^2$.

f là độ phổ cập (abundance) của đồng vị chịu kích hoạt, tính theo %.

M là khối lượng nguyên tử của bia, tính theo g, như vậy trong 1g khối lượng bia có $\frac{6,023 \cdot 10^{23}}{M}$ hạt nhân.

Khi đó, hoạt độ phóng xạ nhân tạo của đồng vị được tạo thành, tính cho 1g của bia được biểu thị theo hệ thức sau đây:

$$A(\text{Ci/g}) = \frac{0,6 \cdot \Phi(n/\text{cm}^2/\text{gy}) \cdot \sigma(b) \cdot f}{3,7 \cdot 10^{10} \cdot M(\text{g})} \left(1 - e^{-\frac{0,693t}{T_{1/2}}} \right)$$

Phần đứng trước dấu ngoặc trong hệ thức trên được gọi là hoạt độ bão hòa, kí hiệu là A_s

$$A_s = \frac{0,6 \cdot \Phi \sigma f}{3,7 \cdot 10^{10} M}$$

Hoạt độ này sẽ đạt được nếu thời gian kích hoạt t rất lớn so với chu kỳ bán rã $T_{1/2}$ của đồng vị phóng xạ được tạo thành. Ta nhận thấy: Sẽ đạt được 1/4 hoạt độ bão hòa nếu kích hoạt bia trong thời gian bằng $T_{1/2}$ của đồng vị phóng xạ hoặc đạt được 1/2 hoạt độ bão hòa nếu kích hoạt trong thời gian bằng $2 \times T_{1/2}$.

Trong các tính toán trên ta đã giả sử là số hạt nhân N của bia không thay đổi trong thời gian kích hoạt: Đại lượng $Q \equiv N\sigma\phi$, trong đó ϕ là thông lượng chùm neutron tính theo số neutron/cm²/giây, σ là tiết diện hấp thụ neutron của hạt nhân bia tính theo cm² và N là số hạt nhân bia tính cho 1cm² bề mặt của bia. N được hiểu là số hạt nhân của bia không tính đến số hạt nhân đã trở thành phóng xạ do kích hoạt.

Trong trường hợp, chẳng hạn tiết diện σ lớn và thời gian kích hoạt đủ dài thì số hạt nhân N giảm dần trong thời gian kích hoạt theo quy luật:

$$N = N_0 e^{-\sigma\phi t}$$

Khi đó hoạt độ phóng xạ nhân tạo tính cho 1g của bia sẽ được biểu thị theo hệ thức sau đây:

$$A(\text{Ci/g}) = \frac{0,6 \cdot \Phi \sigma f}{3,7 \cdot 10^{10} M} \frac{\lambda}{\lambda - \sigma\phi} \left(e^{-\sigma\phi t} - e^{-\frac{0,693t}{T_{1/2}}} \right)$$

2.1.3. Từ các sản phẩm phân hạch

Rất nhiều ứng dụng trong công nghiệp yêu cầu phải có nguồn phóng xạ với hoạt độ đủ lớn. Khi đó, người ta phải dùng phương pháp hoá học để tách đồng vị phóng xạ từ các sản phẩm phân hạch trong nhiên liệu đã cháy của lò phản ứng. Hai đồng vị có nhiều ứng dụng trong thực tế đã được tạo bằng phương pháp này là ⁹⁰Sr và ¹³⁷Cs.

Để thuận tiện cho việc trình bày các ứng dụng rất đa dạng và phong phú của đồng vị phóng xạ nhân tạo, người ta chia các ứng dụng ra thành các loại sau đây: Sử dụng bức xạ có khả năng đâm xuyên mạnh như bức xạ gamma, neutron; bức xạ có khả năng đâm xuyên yếu như bức xạ beta. Cũng có thể phân loại theo từng nhóm phương pháp áp dụng có nguyên tắc gần giống nhau.

2.2. Ứng dụng các nguồn bức xạ gamma, neutron có hoạt độ lớn

2.2.1. Chụp ảnh gamma (Gammagraphy)

Phương pháp này thường được áp dụng để kiểm tra các khuyết tật trong vật liệu. Có thể tóm tắt nguyên tắc của phương pháp như sau:

Chiếu một chùm gamma vào vật liệu cần kiểm tra. Tùy theo tính chất, hình dạng, vị trí của khuyết tật mà cường độ chùm bức xạ gamma thứ cấp thay đổi. Bức xạ gamma thứ cấp được ghi bằng phim giống như phim dùng trong kỹ thuật chụp ảnh thông thường.

Trong công nghiệp người ta thường dùng các đồng vị sau đây:

a) Coban ^{60}Co

Đồng vị này phát ra bức xạ gamma với năng lượng 1,17 và 1,33 MeV. Các tia β^- năng lượng 0,31 MeV cũng được phát ra từ đồng vị này khi nó phân rã β^- với chu kỳ bán rã 5,3 năm để trở thành ^{60}Ni .

Để tạo được ^{60}Co người ta đã thực hiện phản ứng $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ trong lò. Tiết diện phản ứng chỉ bằng 30b. Do đó thời gian chiếu xạ neutron trong lò tương đối dài: Chẳng hạn, chiếu bởi neutron thông lượng $10^{11} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ trong thời gian chừng 1 năm thì đạt được khoảng $\frac{1}{8}$ hoạt độ bão hoà, tức là cỡ 0,1 Ci/g.

b) Đồng vị tantal ^{182}Ta

Bằng cách chiếu xạ neutron trong lò, sử dụng phản ứng $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ với tiết diện hiệu dụng là 21b, có thể thu được đồng vị ^{182}Ta . Đồng vị này có chu kỳ bán rã là 112 ngày, phát bức xạ gamma 0,066 MeV và 1,223 MeV. Bức xạ β^- năng lượng 0,525 MeV sinh ra trong quá trình phân rã β^- của ^{182}Ta . Sau 4 tuần chiếu xạ neutron với thông lượng $10^{11} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ vào ^{181}Ta thì thu được ^{182}Ta với hoạt độ 0,033 Ci/g.

c) Đồng vị iridium ^{192}Ir

Phản ứng $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ có tiết diện tương đối lớn, 269 b, đã được ứng dụng để chế tạo ^{192}Ir . Đồng vị này có chu kỳ bán rã 74 ngày, phát bức xạ gamma trong dải năng lượng từ 0,136 đến 0,613 MeV nhưng chủ yếu là 0,32 và 0,47 MeV và các hạt β^- với năng lượng 0,66 MeV. Chiếu xạ ^{191}Ir trong lò với thông lượng $10^{11} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$, sau 4 tuần thì đạt được ^{192}Ir với hoạt độ 0,46 Ci/g.

Trong các ứng dụng chụp ảnh gamma, ngoài các đồng vị trên người ta còn thường hay sử dụng ^{137}Cs . Đồng vị ^{137}Cs được sản xuất bởi công nghệ tách bằng phương pháp hoá học từ các sản phẩm phân hạch như đã nói ở trên. ^{137}Cs phát bức xạ gamma 662keV. Các nguồn đồng vị phóng xạ dùng trong chụp ảnh gamma có hoạt độ từ một vài Ci đến một vài kCi. Chúng được bảo vệ trong các container bằng chì, có cửa sổ và chỉ mở khi cần chụp ảnh.

Hai kiểu bố trí hình học có thể áp dụng để chụp ảnh các khuyết tật hoặc kiểm tra vật liệu cần nghiên cứu: Hình học truyền qua, trong đó bức xạ từ nguồn phóng xạ xuyên qua vật liệu và tác dụng lên phim đặt phía sau vật liệu cần chụp ảnh. Hình học tán xạ, trong đó cả nguồn phóng xạ và phim đều được bố trí ở cùng một phía của vật liệu cần nghiên cứu.

2.2.2. Chiếu xạ gamma (Gamma Irradiation)

a) Diệt trùng để bảo quản thực phẩm

Phương pháp diệt trùng thông thường là dùng nhiệt, phải nâng nhiệt độ lên tới hàng trăm độ C và cần một năng lượng trung bình khoảng 16 J/g. Trong phương pháp chiếu xạ gamma có thể diệt được các vi trùng gây hại mà chỉ làm tăng nhiệt độ lên chừng 2°C.

Diệt trùng bằng chiếu xạ gamma không làm mất vitamin của thực phẩm, không làm thay đổi mùi vị của thực phẩm như trong phương pháp nhiệt. Người ta đã tìm ra một tính chất quan trọng là: Nếu thực phẩm cần chiếu xạ gamma được làm lạnh xuống dưới 0°C, thí dụ thịt lợn đông lạnh, thì mùi vị, màu sắc của thực phẩm sau khi chiếu xạ gamma để diệt trùng, bảo quản, thực tế không bị thay đổi gì. Mỹ và nhiều nước khác đã bảo quản sữa, thịt, đồ hộp trên quy mô công nghiệp bằng phương pháp chiếu xạ gamma. Để diệt trùng, cần chiếu một liều khoảng vài chục Mrad. Tuy nhiên, nếu muốn phá huỷ các enzym (thí dụ enzym gốc phốt phát hoặc perooxyt) thì phải chiếu một liều lớn hơn hàng chục lần. Ở quy mô công nghiệp, cần phải có nguồn phóng xạ hoạt độ lớn, thí dụ: các nguồn ^{60}Co , ^{182}Ta , ^{137}Cs có hoạt độ từ vài chục đến vài trăm, có khi tới hàng ngàn kCi.

Ở Việt Nam, Trung tâm Chiếu xạ thuộc Viện Năng lượng Nguyên tử Việt Nam, đặt tại Cầu Diễn, Hà Nội và một số trung tâm khác ở thành phố Hồ Chí Minh đã dùng nguồn ^{60}Co để diệt trùng thực phẩm, tăng thời gian bảo quản nông sản, thực phẩm với quy mô công nghiệp.

b) Diệt trừ côn trùng, bảo quản ngũ cốc, rau quả

Cũng bằng phương pháp chiếu xạ gamma, người ta đã diệt trừ được các côn trùng gây hại, hạn chế nảy mầm một số ngũ cốc, tăng thời gian bảo quản. Xác định được liều thích hợp cho từng đối tượng cần chiếu xạ là một yêu cầu quan trọng nhằm tăng tính hiệu quả và kinh tế của phương pháp này

Một vài số liệu đã nhận được của phương pháp này: Các côn trùng gây hại ngũ cốc bị hạn chế sinh sản khi bị chiếu một liều từ 16.000 đến 32.000 Ronghen hoặc bị giết với liều cỡ trên 60.000 Ronghen. Liều chiếu chừng 5000 Ronghen có tác dụng hạn chế nảy mầm của hành. Khoai tây sau khi được chiếu với liều 20.000 Ronghen sẽ bảo quản được tới một năm rưỡi mà không bị nảy mầm.

c) Diệt trùng bảo quản dược liệu, vật liệu y tế

Có rất nhiều dược liệu không thể diệt trùng bằng phương pháp nhiệt để tránh bị phân huỷ, đó là trường hợp của các thuốc kháng sinh. Trong thực tế, người ta đã phải dùng các bức xạ tử ngoại để chiếu các dược liệu ở dạng lỏng hoặc lớp mỏng.

Công nghệ chiếu xạ gamma hoặc chiếu xạ electron để diệt trùng dược phẩm đã thu được kết quả rất tốt tại nhiều nơi trên thế giới. Cũng với mục đích ứng dụng trong y tế, công nghệ khử trùng dụng cụ y tế cũng đã phát triển rộng rãi tại nhiều trung tâm chiếu xạ.

d) Diệt các khối u

Hiện nay nhờ tiến bộ khoa học kỹ thuật, người ta đã sử dụng máy gia tốc electron hoặc các hạt tích điện khác như là một nguồn phóng xạ để diệt khối u trên cơ thể người. Các hạt tích điện có thể hội tụ được thành các chùm tia rất mạnh, cỡ micrôn nên có thể diệt được khối u mà không gây ảnh hưởng gì đối với các mô lành.

Trong thực tế, người ta vẫn dùng bức xạ gamma từ các nguồn đồng vị phóng xạ để diệt khối u. Thông thường nhất là bức xạ gamma năng lượng 1,17 và 1,13 MeV, trung bình là 1,25 MeV của đồng vị ^{60}Co vẫn được sử dụng tại các trung tâm điều trị ung thư.

Ngoài nguồn cobalt phóng xạ ^{60}Co hoạt độ lớn, người ta còn dùng các “kim” phóng xạ trong kỹ thuật xạ trị áp sát: Các nguồn phóng xạ có kích thước nhỏ nhưng hoạt độ đủ lớn để diệt khối u ở các vị trí không thuận tiện cho việc sử dụng nguồn gamma kích thước lớn. Năng lượng của bức xạ gamma từ các nguồn phóng xạ kích thước nhỏ như những chiếc kim này có thể được lựa chọn thích hợp tùy theo đồng vị phóng xạ nào sẽ được sử dụng, là một trong những ưu điểm quan trọng nhất của kỹ thuật xạ trị áp sát.

Thí dụ:

Các kim vàng phóng xạ ^{198}Au được tạo thành trong các kênh neutron từ phản ứng $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$, có chu kỳ bán rã 2,7 ngày và cho bức xạ gamma năng lượng 411 keV là một trong các thí dụ điển hình về những ứng dụng thành công của xạ trị áp sát dùng bức xạ gamma của các đồng vị phóng xạ nhân tạo.

2.2.3. Ứng dụng các hiệu ứng hoá học, vật lý của bức xạ

Phần này trình bày riêng về những ứng dụng các hiệu ứng vật lý, hoá học xảy ra trong vật liệu được chiếu xạ.

a) Tác dụng của bức xạ gamma lên các polyme đại phân tử

Dưới tác dụng của bức xạ gamma, hai hiệu ứng đối ngược nhau có thể xảy ra: đó là hiệu ứng làm đứt gãy hoặc tạo sai hỏng (damage) và hiệu ứng nối mạch (cross linking) đối với các mạch phân tử polyme.

Các mạch liên kết C - H, C - C hoặc C = C chịu tác dụng của các bức xạ gamma. Nhìn nhận dưới góc độ ứng dụng trong công nghiệp người ta thấy rằng hiệu ứng nối mạch được quan tâm đến nhiều hơn.

Các mạch liên kết C - H bị đứt gãy nhiều nhất. Chúng tham gia quá trình nối mạch bởi vì sẽ tái tạo dưới dạng các liên kết biên C - C làm thành cầu nối giữa hai phân tử khác nhau.

Do quá trình nối mạch, các polyme mới có các ưu điểm như: nhiệt độ nóng chảy, độ bền và độ cứng sẽ cao hơn, độ trương phồng trong nước hoặc chất lỏng hữu cơ sẽ nhỏ hơn. Hơn nữa, một hiện tượng mới đã được tìm thấy là: có một số polyme bình thường thì hoàn toàn tan trong một số dung môi hữu cơ. Sau khi chiếu xạ một liều xác định nào đấy (điểm đông lạnh - gel point, free point) thì trở thành không hoà tan được. Tùy theo liều chiếu mà độ hoà tan của polyme mới được nối mạch này sẽ thay đổi. Liều cỡ 10^6 Ron-ghen bắt đầu cho ta những hiệu ứng rất đáng quan tâm.

Có thể kể ra ở đây một vài thí dụ:

Do hiệu ứng nối mạch, khối lượng phân tử của polystirol có thể đạt tới từ 20.000 đến 300.000 đơn vị. Polyethylene sau chiếu xạ gamma chịu được nhiệt độ hơn 200°C mà vẫn chưa nóng chảy trong khi bình thường chỉ chịu được nhiệt độ khoảng 116°C , polyethylen này cứng hơn, khó hoà tan hơn.

Nếu xảy ra sự đứt gãy liên kết C - C hoặc - CXYZ, trong đó X, Y, Z là các nguyên tố hoặc gốc khác hydro thì không dẫn tới quá trình nối mạch mà dẫn tới sự thay đổi một số tính chất liên quan tới sự phá vỡ cấu trúc của polyme: điểm nóng chảy giảm xuống, giảm độ nhớt, tăng độ hoà tan.

Một hiệu ứng rất đáng được quan tâm là trường hợp vật liệu gồm hai chất polyme khác nhau: Bức xạ gamma gây tác dụng ghép nối giữa hai polyme làm cho polyme trở thành có những tính chất mới. Thí dụ: Tráng nylon bởi một lớp styrel rồi cho chiếu xạ, polyme mới sẽ có khả năng chống thấm nước cao hơn.

Sự thay đổi cấu trúc thường dẫn đến sự thay đổi màu: Clorua polyvinyl trở thành màu nâu sau khi bị chiếu xạ gamma hoặc electron. Ứng dụng hiệu ứng này người ta đã chế tạo ra các liều kế dùng loại polyme đó để đo liều trong khoảng từ 0,5 đến 6 Mrad. Trong vùng liều lượng này, mật độ quang học của liều kế phụ thuộc tuyến tính vào liều chiếu xạ. Nguồn gamma sử dụng trong ứng dụng trên thường là nguồn có hoạt độ lớn của trung tâm chiếu xạ.

b) Tác dụng của neutron lên các vật liệu

Đối với các polyme, neutron gây các hiệu ứng giống như trường hợp của bức xạ gamma: Một liều 300 Mrad có tác dụng làm polyetylen trở thành khó nóng chảy, có khả năng cách điện tới 4 MV/cm ở nhiệt độ cao.

Đối với kim loại, neutron gây các hiệu ứng phức tạp:

Ngay khi năng lượng neutron vượt quá 25 eV, chúng đã có thể làm bật các nguyên tử khỏi vị trí bình thường trong lưới tinh thể, tạo thành các lỗ trống. Đó là hiệu ứng Wigner. Các lỗ trống dễ dàng khuếch tán và làm tăng hoạt tính hoá học của kim loại. Nếu nung nóng kim loại lên, các nguyên tử bị "xê dịch" trước đây có thể trở về vị trí cũ, lỗ trống biến mất và một năng lượng được giải phóng dưới dạng nhiệt. Đây chính là cách người ta đã làm để "nấu" lại graphit của một số lò phản ứng và "xoá đi" các biến đổi gây bởi neutron. Cần nhớ lại rằng sự giải phóng năng lượng nhiệt dạng này chính là nguyên nhân gây sự cố lò Windscale của Anh.

Tác dụng của neutron với vật liệu có thể gây hại như làm cho uran bị phồng rộp lên, kim loại làm vỏ bọc trở thành giòn, dễ gãy... mặt khác lại có những hiệu ứng được ứng dụng như: Với liều chiếu 10^{18} - 10^{20} neutron/cm³, thép cacbon trở thành cứng hơn; với liều cao hơn, một số hợp kim của nhôm có độ cứng, độ bền cơ học tăng lên.

Người ta đã nghiên cứu hiệu ứng của neutron đối với ôxyt kim loại và bán dẫn. Quan trọng nhất là hiệu ứng làm thay đổi tính chất điện: độ dẫn của germanium loại n giảm; điôt 1N58 từ germanium trở thành có dòng thuận nhỏ đi còn dòng ngược lớn lên. Khi chịu một liều chiếu chừng 10^{14} neutron/cm² các tranzistor germanium trở thành có độ khuếch đại thay đổi.

Nguồn neutron trong các ứng dụng hiệu ứng tương tác của neutron lên vật liệu thường là nguồn từ lò phản ứng.

2.3. Phương pháp đồng vị đánh dấu

Đồng vị phóng xạ của một nguyên tố có cùng tính chất hoá học giống đồng vị bền. Do đó, nếu trộn một lượng nhỏ đồng vị phóng xạ với đồng vị bền của một nguyên tố rồi theo dõi sự thay đổi hoạt độ của đồng vị phóng xạ trong quá trình vật lý, hoá học ... mà nguyên tố đó tham gia, người ta có thể biết được một số tính chất của các quá trình đó.

Kỹ thuật đồng vị đánh dấu ngày càng được áp dụng rộng rãi vì người ta đã có thể tạo được rất nhiều đồng vị phóng xạ nhân tạo của hầu hết các nguyên tố.

Có thể liệt kê ra một số thí dụ điển hình của phương pháp đồng vị đánh dấu để thấy được tính chất đa dạng và độ nhạy của phương pháp.

2.3.1. Xác định độ hư mòn

a) Nguyên tắc của phương pháp

Trong phương pháp nghiên cứu sự hư mòn, chẳng hạn của các vòng bi của một động cơ, sắt của vòng bi được làm cho trở thành phóng xạ bằng cách đưa vòng bi vào chiếu xạ neutron của lò phản ứng.

Do phản ứng $^{58}\text{Fe}(n,\gamma) ^{59}\text{Fe}$ mà đồng vị bền ^{58}Fe trở thành phóng xạ. Vòng bi có tính phóng xạ này được đặt vào trong động cơ. Độ hư mòn của vòng bi xem như một hàm của các thông số vận hành và các điều kiện kỹ thuật khác nhau như loại dầu bôi trơn, nhiệt độ, tốc độ... Đo hoạt độ phóng xạ của dầu bôi trơn sẽ biết được độ hư mòn của vòng bi.

Thí nghiệm nghiên cứu độ hư mòn của vòng bi trong động cơ là một trong những thí dụ minh họa cho một ưu điểm đặc biệt của phương pháp đồng vị đánh dấu: Độ nhạy rất cao.

b) Độ nhạy của phương pháp

Giả sử vòng bi được chiếu xạ neutron sao cho mỗi gam sắt của vòng bi có hoạt độ phóng xạ là 1mCi vào thời điểm bắt đầu thí nghiệm. Giả thiết vòng bi nặng 100 g đặt trong xy lanh của động cơ có 1 lít dầu bôi trơn.

Ta đặt câu hỏi: Hoạt độ phóng xạ tối thiểu trong 1 lít dầu là bao nhiêu mà ta có thể đo được bằng các detector thông thường?

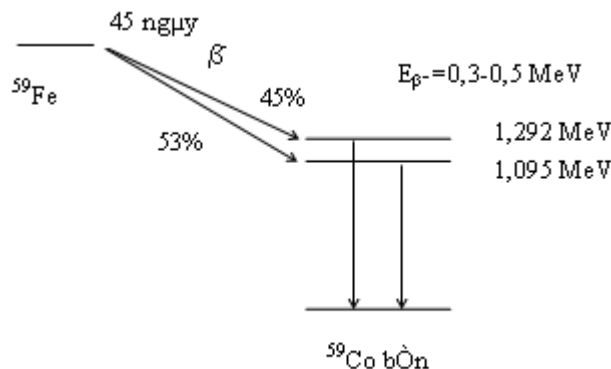
Các lượng tử gamma phát ra từ dầu chứa một lượng nhỏ thép hư mòn của vòng bi có năng lượng tương đối lớn nên có thể ghi nhận được dễ dàng bằng các detector thông thường, chẳng hạn detector nhấp nháy NaI, kích thước (5x5) cm.

Giả sử detector được che chắn giảm phong để còn vận tốc đếm phong là 25 xung/s. Nếu theo tiêu chuẩn $\sqrt{\text{phong}}$ thì ngưỡng ghi sẽ là khoảng 15 xung/s. Như vậy một hoạt độ, chẳng hạn, 30 xung/s có thể ghi được dễ dàng. Mẫu đo là 1L dầu bôi trơn. Nếu hiệu suất ghi của detector NaI là 20%, hoạt độ phóng xạ tối thiểu của mẫu được tính là:

$$\text{Tốc độ đếm/Hiệu suất ghi} = \frac{15 \text{ xung/s}}{0,20}, \text{ nếu tính ra mCi thì hoạt độ đó bằng } 2.10^{-6} \text{ mCi.}$$

Hoạt độ phóng xạ này tương ứng với một lượng sắt hư mòn là bao nhiêu?

Như trên đã giả thiết hoạt độ phóng xạ ban đầu của vòng bi là 1mCi cho 1 g sắt. Do đó, lượng sắt hao mòn trong thí dụ này có giá trị là 2.10^{-6} g.



Hình 2.2.
Sơ đồ phân rã của ^{59}Fe

Một khối lượng nhỏ như vậy quả thật không thể dễ dàng đo được bằng các phương pháp thông thường.

2.3.2. Phương pháp đánh dấu ứng dụng trong y, sinh, nông học, thủy văn...

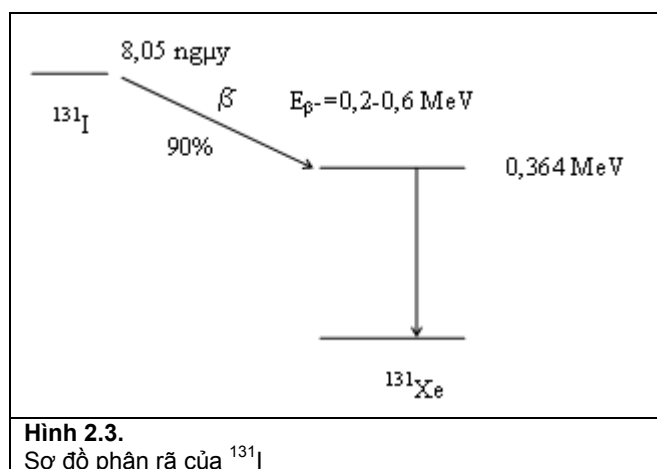
Trong cơ thể sống nói chung và cơ thể người nói riêng, quá trình chuyển hoá, sự phân bố, ... của nhiều nguyên tố đến nay vẫn chưa được hiểu biết một cách đầy đủ.

Người ta đã nhận được rất nhiều kết quả nghiên cứu quan trọng nhờ phương pháp đồng vị đánh dấu. Có thể kể ra một số thí dụ tiêu biểu:

Đánh dấu bởi đồng vị tri-ti ^3H hoà trộn trong nước đã cho ta biết một nửa lượng nước trong cơ thể người được tái tạo sau thời gian từ 9 đến 14 ngày. Sự phân bố của nhiều nguyên tố như Na, K, Ca, P, Fe, Cu, ... trong các cơ quan khác nhau của cơ thể người đã được biết bằng phương pháp đồng vị đánh dấu.

Ứng dụng đồng vị đánh dấu ^{131}I trong chẩn đoán và điều trị tuyến giáp là một trong những thí dụ điển hình về ứng dụng thành công của phương pháp này trong y học:

Trong cơ thể người, iot định xứ chủ yếu ở tuyến giáp. Nếu cho bệnh nhân dùng thuốc có chứa một lượng nhỏ đồng vị ^{131}I thì có thể có được một bức tranh rõ ràng về sự phân bố của iot ở tuyến giáp. Từ sơ đồ phân rã phóng xạ của ^{131}I ta thấy một detector thông thường, chẳng hạn NaI kích thước (5x5) cm hoặc nhỏ hơn có thể ghi dễ dàng bức xạ gamma phát ra từ tuyến giáp. (Xem hình 2.3)



Mặt khác, do chu kỳ bán rã của đồng vị này tương đối ngắn nên chỉ sau thời gian ngắn lượng phóng xạ trong người bệnh nhân đã giảm đi hầu hết, bảo đảm an toàn phóng xạ cho người bệnh, gia đình và nhân viên điều trị.

Hiện nay chẩn đoán và điều trị các bệnh về tuyến giáp bằng phương pháp đồng vị đánh dấu bởi ^{131}I đã trở thành một trong những phương pháp có hiệu quả cao so với các phương pháp thông thường khác.

Trong nông nghiệp, kỹ thuật đồng vị đánh dấu được ứng dụng ngày càng rộng rãi. Một trong những thí dụ điển hình của các ứng dụng có hiệu quả là dùng đồng vị ^{32}P hoà trộn vào phân bón phát quang để nghiên cứu các yêu cầu của cây trồng đối với phân bón này hoặc các quá trình chuyển hoá của cây ...

Bức xạ beta cứng, năng lượng 1,710 MeV phát ra từ đồng vị ^{32}P dễ dàng ghi nhận được bằng các detector thông thường.

Trong lĩnh vực thủy văn, phương pháp đồng vị đánh dấu đã được áp dụng và đem lại nhiều hiệu quả có ý nghĩa thực tế cao hơn so với các phương pháp khác. Hai thí dụ điển hình thường được kể đến là nghiên cứu sự thấm của nước qua đập và nghiên cứu sự di chuyển của cát sa bồi hoặc quy luật của trầm tích sa khoáng (sediment).

Đồng vị ^{24}Na được tạo bởi phản ứng $^{23}\text{Na}(n,\gamma)$ và có chu kỳ bán rã là 15 giờ. Đồng vị bền ^{23}Na tồn tại trong tự nhiên với độ phổ cập 100%. Hoà trộn một lượng dung dịch $^{24}\text{NaHCO}_3$ vào nước đập và tùy theo hoạt độ phóng xạ đo được ở nước phía bên kia đập mà ta có thông tin về sự thấm của nước qua đập. Các lượng tử gamma cứng (1400 và 2700 keV) phát ra trong phân rã β^- của ^{24}Na để trở thành ^{24}Mg bền ghi nhận được dễ dàng bằng các detector thông thường.

Trong các nghiên cứu sự di chuyển của cát sa bồi, người ta trộn hợp chất chứa đồng vị ^{192}Ir được tạo bởi phản ứng $^{192}\text{Ir}(n,\gamma)$ và có chu kỳ bán rã là 74,2 ngày. Bức xạ gamma sinh ra khi ^{192}Ir phân rã β^- trở thành ^{192}Pt bền có năng lượng trong vùng 300 ừ 500 keV có thể ghi nhận được dễ dàng.

2.4. Ứng dụng đồng vị phóng xạ trong các phép đo, kiểm tra liên tục

2.4.1. Phép đo bề dày

Hai kiểu bố trí hình học thường được áp dụng là: Đo truyền qua và đo tán xạ.

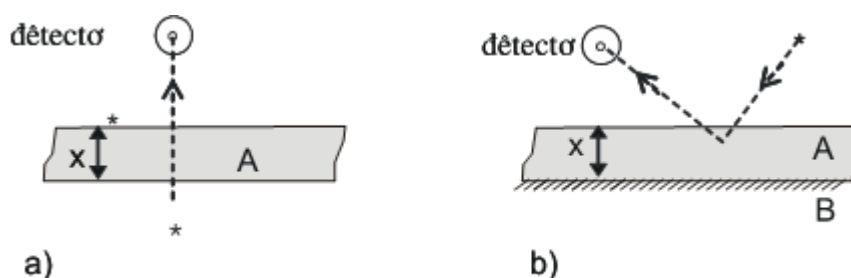
a) Dùng các đồng vị phát β

- Đó là trường hợp đối với các vật liệu nhẹ hoặc bề dày không lớn.

Thí dụ (^{90}Sr - ^{90}Y) bọc trong vỏ nhôm mỏng chỉ các tia β năng lượng 2,2 MeV đi qua. Trong hình học đo truyền qua, đại lượng chỉ thị bề dày x sẽ là

$$\Delta I = I_0 (e^{-\mu x} - e^{-\mu x_0}),$$

trong đó, I_0 là hoạt độ của nguồn phóng xạ đo được đối với bề dày x_0 được chọn ứng với điểm 0 của thang đo.



Hình 2.4.

a) Hình học đo truyền qua; b) Hình học đo tán xạ: B là giá đỡ mẫu

Hệ số hấp thụ (hay suy giảm) μ có giá trị tùy thuộc vào bản chất của vật liệu cần đo bề dày. Nếu là phép đo tán xạ thì đại lượng chỉ thị sẽ có dạng

$$\Delta I = I_A - I_B (1 - e^{-\mu x_0}),$$

trong đó I_A và I_B chỉ cường độ chùm tia tán xạ trên bề mặt vật liệu A và trên bề mặt giá đỡ B.

Với bề dày đủ lớn của giá đỡ B ta có

$$\frac{I_A}{I_B} = \left(\frac{Z_A}{Z_B} \right)^n,$$

trong đó, n có giá trị từ 0,7 đến 0,8 và hệ số $\mu' \approx 3\mu$.

Bề dày của giá đỡ B được coi là “đủ lớn” là bề dày được tính bằng $0,116 E^{0,67} \text{ g/cm}^2$, trong đó E tính bằng MeV, là năng lượng lớn nhất của hạt β phát ra từ nguồn đồng vị.

Đồng vị phát bức xạ β thường được dùng để đo các bề dày từ 1 đến 1200 mg/cm^2 tùy theo khả năng đâm xuyên của các hạt β của nguồn đồng vị.

Đối với vật liệu, chẳng hạn plastic dày 4 mg/cm^2 , nếu dùng bức xạ β năng lượng 0,22 MeV của đồng vị ^{147}Pm để xác định bề dày thì có thể đạt độ chính xác tương đối $\Delta x/x$ cỡ 1%.

b) Nếu là các vật liệu nặng hoặc bề dày lớn, thí dụ các lớp thép dày hàng chục cm, thì người ta thường dùng các nguồn đồng vị phát ra bức xạ gamma, chẳng hạn ^{137}Cs ($E_\gamma=0,662 \text{ MeV}$) hoặc ^{60}Co ($E_\gamma=1,17\text{MeV}$ và $1,33 \text{ MeV}$).

Độ chính xác của phép đo có thể đạt $\frac{\Delta x}{x} \approx 3 \div 4\%$ đối với các tấm thép dày một vài cm.

c) Nếu là các vật liệu rất nhẹ hoặc bề dày nhỏ, cỡ 5 mg/cm^2 hoặc nhỏ hơn thì thường dùng các nguồn đồng vị phát các hạt α hoặc các nguồn tia X tạo bởi bức xạ β hoặc γ hãm trên các vật liệu chọn lọc.

2.4.2. Phép đo mức, thể tích, lưu lượng chất lỏng

a) Đo mức chất lỏng

Đối với chất lỏng trong các bể kín, có nhiều phương pháp đo mức bằng cách sử dụng các đồng vị phóng xạ, thường là đồng vị phát bức xạ gamma

- Nếu dùng hình học hấp thụ thì nguồn phóng xạ gamma và detector được đặt ở hai phía đối diện qua bề chất lỏng. Sự hấp thụ của chất lỏng đối với bức xạ gamma sẽ làm cho số đếm trên detector giảm xuống, từ đó sẽ xác định được vị trí mức của chất lỏng trong bể.

- Nếu dùng hình học đo tán xạ thì detector được đặt gần nguồn phóng xạ nhưng không ghi các bức xạ trực tiếp phát ra từ nguồn. Sự tăng của số đếm gamma khi xảy ra tán xạ từ bề mặt của chất lỏng cho ta biết thông tin về vị trí mức chất lỏng.

- Nếu đo trực tiếp thì nguồn phóng xạ được đặt ở đỉnh của bể kín còn detector ghi bức xạ được đặt trên phao nổi trên mặt chất lỏng. Tùy theo vị trí của mức chất lỏng mà detector ghi được số đếm khác nhau (mức chất lỏng càng thấp, số đếm càng giảm).

b) Đo thể tích chất lỏng

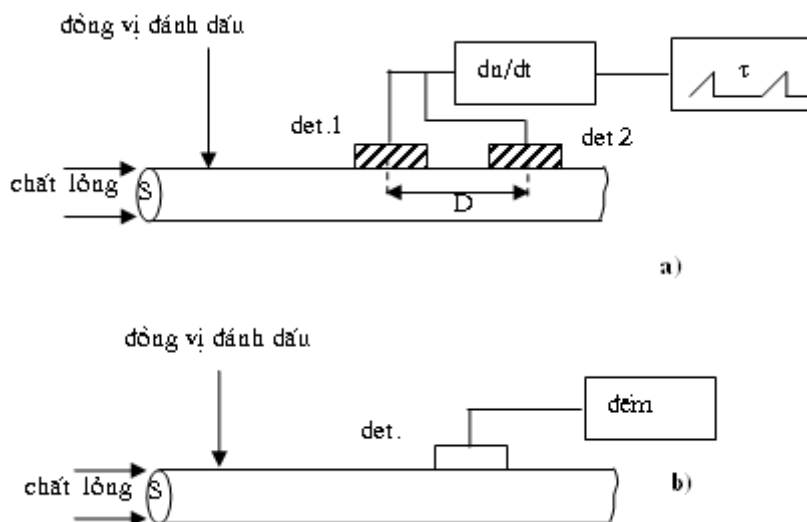
Trong một số trường hợp, bình chứa có hình dạng không thể xác định được bằng tính toán. Thể tích của chất lỏng chứa trong bình đó có thể được xác định bằng cách hoà trộn một

lượng xác định đồng vị phóng xạ vào chất lỏng. Sau đó người ta đo hoạt độ phóng xạ của chất lỏng trong bình đã hoà tan chất phóng xạ.

c) Đo vận tốc, lưu lượng chất lỏng

Có hai kiểu đo: Dùng 2 detector hoặc 1 detector.

Phương pháp đo được minh họa trên hình 2.5.



Hình 2.5.
Nguyên tắc đo vận tốc, lưu lượng chất lỏng
a) dùng 2 detector
b) dùng 1 detector

Trong phương pháp dùng hai detector: vận tốc chất lỏng là D/τ còn lưu lượng được tính bằng cách nhân với tiết diện ngang S của đường ống.

2.5. Phương pháp neutron

2.5.1. Các nguồn đồng vị thông thường

Để có được các nguồn neutron đồng vị, người ta thường sử dụng các phản ứng (α, n) hoặc (γ, n) .

Nếu sử dụng phản ứng (α, n) , các đồng vị phát tia α là ^{226}Ra , ^{210}Po , ^{239}Pu , ^{241}Am , các bia có thể là B, Li, F, ...

Một vài đặc trưng của các nguồn n đồng vị được thống kê trong bảng dưới đây

Bảng 2.1.
Một số nguồn neutron đồng vị dùng phản ứng (α, n)

Tên nguồn neutron	Nguồn α , $T_{1/2}$	Suất ra neutron (tính cho 1s, 1Ci)	Năng lượng neutron
(Ra-Be)	^{226}Ra , 1662 năm	$1,04 \cdot 10^7$	4,2-12 MeV
(Po-Be)	^{210}Po , 128 ngày	$2,5 \cdot 10^6$	4,2-10,8 MeV

(Pu-Be)	^{239}Pu , năm	24,600	$1,6 \cdot 10^6$	4ữ10,6 MeV
(Am-Be)	^{241}Am , 470 năm		$2,2 \cdot 10^6$	4ữ11,0 MeV

Phản ứng sinh neutron trong các nguồn đồng vị trên là $^9\text{Be}(\alpha, n) ^{12}\text{C}$.

Nếu sử dụng phản ứng (γ, n) thì thường là phản ứng $^9\text{Be}(\gamma, n) ^4\text{He}$. Đây là một phản ứng có ngưỡng. $E_{\text{ngưỡng}}$ là 1,66 MeV. Ưu điểm quan trọng nhất của các nguồn neutron này là cho các neutron đơn năng.

Nếu kể đến các loại nguồn neutron khác thì phải nói đến các máy phát neutron. Công nghệ hiện nay đã sản xuất được các máy phát neutron (xung hoặc liên tục) rất gọn nhẹ thích hợp cho các ứng dụng ngoài hiện trường. Thông lượng lớn của chùm neutron đơn năng là ưu điểm cơ bản của các nguồn neutron từ máy phát.

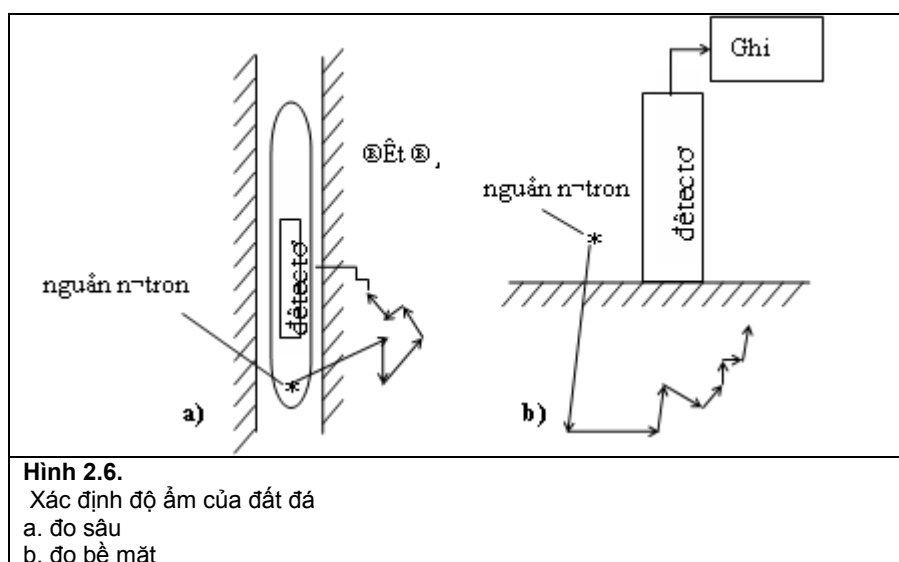
2.5.2. Xác định độ ẩm của đất bằng phương pháp neutron

Một thí dụ điển hình về ứng dụng các nguồn neutron đồng vị là xác định độ ẩm. Dưới đây trình bày nguyên tắc xác định độ ẩm của đất đá bằng phương pháp neutron. Neutron phát ra từ nguồn, nếu gặp môi trường có độ ẩm càng cao, tức là có nhiều nước, thì bị làm chậm càng mạnh, do đó nếu dùng một detector ghi neutron nhiệt ($E_n=0,025$ eV) thì căn cứ vào số đếm các neutron nhiệt ta có thể biết thông tin về độ ẩm của môi trường cần nghiên cứu.

Có thể áp dụng hình học đo sâu hoặc đo bề mặt.

Hình 2.6 minh họa nguyên tắc của phương pháp neutron xác định độ ẩm đất đá theo các hình học thường được áp dụng trong thực tế.

Trong hình học đo sâu, đầu dò (bao gồm detector và nguồn neutron) cào sát gần thành giếng khoan thì càng ghi được nhiều neutron nhiệt, độ chính xác của phép đo càng cao.



Hình học đo bề mặt thường được áp dụng trong các phép đo để xác định, kiểm tra độ ẩm trên một diện rộng.

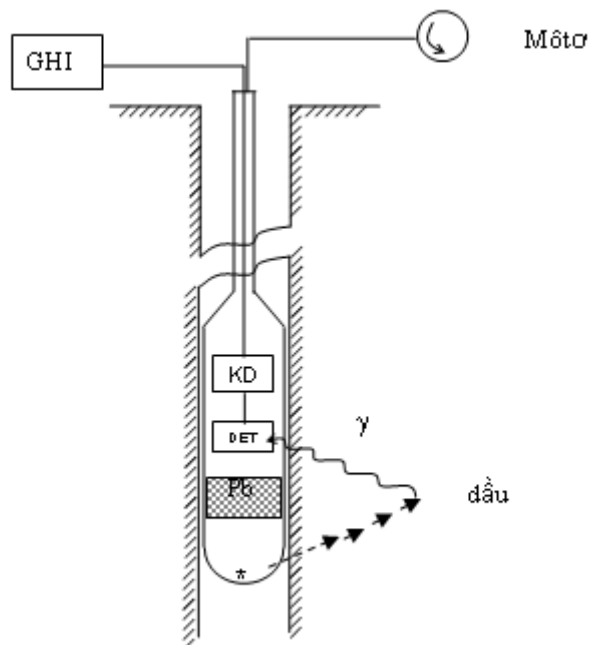
Số liệu thực nghiệm nhận được trong các phép đo là số đếm neutron nhiệt trong một đơn vị thời gian.

Từ các số liệu này suy ra được độ ẩm dựa vào đường chuẩn. Đường chuẩn độ ẩm là sự phụ thuộc của vận tốc đếm vào độ ẩm, được xây dựng từ các phép đo đối với các mẫu đã biết độ ẩm. Hình học và cách bố trí thực nghiệm khi xây dựng đường chuẩn phải giống như đối với khi đo các mẫu cần xác định độ ẩm. Gọi đó là điều kiện hình học tương đương. Trong thực tế, điều kiện hình học tương đương này thường khó bảo đảm được một cách tuyệt đối, dẫn tới sự sai khác giữa độ ẩm thực và độ ẩm xác định từ thực nghiệm.

Nghiên cứu của các tác giả C. H. M Van Bavel, Cameron, Holmes... cho biết: Nếu sai số cho phép của yêu cầu đo độ ẩm đất đá là $\pm 15\%$ của độ ẩm khối, tức là sai khác nhau 0.015 g nước trong 1 cm^3 đất thì đường chuẩn độ ẩm là như nhau đối với cát, đất pha sét, đất sét. Sự thay đổi của độ chặt (hay mật độ) của đất ảnh hưởng không đáng kể đối với đường chuẩn: Chẳng hạn, ở pha rắn, đất có mật độ thay đổi từ $1,4$ đến $1,6 \text{ g/cm}^3$ thì độ nghiêng của đường chuẩn độ ẩm chỉ thay đổi chừng 2%.

2.5.3. Ứng dụng neutron trong thăm dò, tìm kiếm dầu

Dựa vào tính chất đặc biệt của neutron trong tương tác với vật chất là: Neutron bị làm chậm rất nhanh chóng trong các vật liệu chứa hydro, như dầu, nước ... Khi neutron đã được làm chậm, sẽ bị các vật liệu chiếm với xác suất lớn, tức là sẽ xảy ra các phản ứng chiếm phát xạ (n, γ) . Theo dõi sự thay đổi cường độ bức xạ gamma phát ra khi đưa nguồn neutron vào vùng cần thăm dò dầu, ta sẽ có được thông tin về vị trí của các lớp dầu. Hình 2.7 mô tả phương pháp đo này.



Hình 2.7.
Sơ đồ nguyên tắc dùng neutron thăm dò dầu

Nếu có dầu, bức xạ gamma sinh trong các phản ứng (n, γ) sẽ phát ra ở ngay gần vị trí nguồn neutron và sẽ không tới được detector vì đã bị ngăn cách bởi lớp chì che chắn. Dấu hiệu của sự có mặt của dầu là sự giảm cường độ bức xạ gamma ghi được.

Nguồn neutron dùng trong các thiết bị thăm dò ở hiện trường thường là các nguồn đồng vị, thí dụ (Pu; Be) hoạt độ lớn hoặc các nguồn neutron xung sinh ra từ máy phát neutron.

2.6. Phương pháp gamma xác định mật độ

Ứng dụng các đồng vị phóng xạ nhân tạo phát ra bức xạ gamma để xác định mật độ đất đá là một trong những ứng dụng đã được thực hiện rất thành công, trong nhiều trường hợp đã trở thành các phương pháp tiêu chuẩn của hệ thống các phương pháp kiểm tra không phá huỷ (NDT). Thông thường, phương pháp này có 2 kỹ thuật đo: Đo gamma truyền qua và gamma tán xạ

2.6.1. Xác định mật độ bằng bức xạ gamma truyền qua

a) Nguyên tắc của phương pháp

Phương pháp gamma truyền qua xác định mật độ dựa vào quy luật suy giảm cường độ một chùm tia gamma (tính bằng số photon phát ra trong một đơn vị thời gian) khi đi qua vật chất.

- Chùm tia gamma mảnh, đơn năng: Gọi I_0 là cường độ chùm tia trước khi đi qua vật chất thì sau khi đi qua đoạn đường x trong vật chất, cường độ chùm tia suy giảm theo hàm e mũ:

$$I = I_0 e^{-\mu_1 x},$$

trong đó, μ_1 là hệ số suy giảm tuyến tính.

Đoạn đường x mà các photon đã đi qua, tính bằng thứ nguyên độ dài, thí dụ, cm, thì hệ số suy giảm tuyến tính μ_1 tính bằng thứ nguyên nghịch đảo thứ nguyên của x , tức là cm^{-1} .

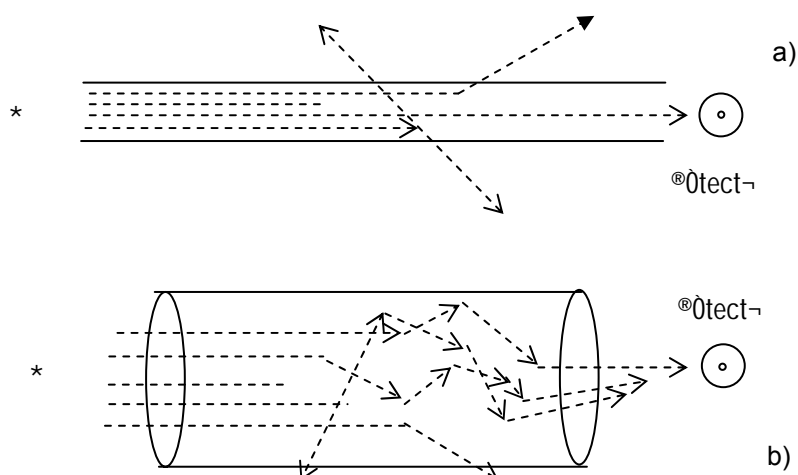
Điều kiện "chùm tia mảnh" thực hiện được khi kích thước môi trường vật chất, theo phương thẳng góc với phương truyền của chùm tia gamma từ nguồn phóng xạ tới detector, rất nhỏ so với quãng đường tự do trung bình của chùm tia gamma trong vật chất đó. Khi đó detector chỉ ghi những tia gamma không chịu tương tác nào trên quãng đường từ nguồn phóng xạ tới detector.

- Trái ngược với "chùm tia mảnh" là chùm tia rộng. Khi đó, detector có thể sẽ ghi cả những tia gamma tán xạ sau hiệu ứng tán xạ Compton và tia gamma của bức xạ huỷ trong hiệu ứng tạo cặp. Trong trường hợp này, cường độ I của chùm tia mà detector ghi được sẽ là $I_0 e^{-\mu_1 x}$ nhân thêm với một hệ số có tên là hệ số tăng trưởng (build up factor), ký hiệu là B .

Đối với một chùm tia gamma đơn năng có năng lượng E_0 xác định, trong một hình học đo xác định thì hệ số B có giá trị tùy thuộc vào quãng đường x .

$$I = I_0 e^{-\mu_1 x} B(x)$$

Hình 2.8 minh hoạ điều kiện chùm tia mảnh và chùm tia rộng mà ta cần phải đặc biệt lưu ý khi áp dụng quy luật hàm e mũ mô tả sự truyền qua của bức xạ gamma trong vật chất



H×nh

2.8. Sự truyền của bức xạ gamma trong vật chất

a. Hình học chùm tia mảnh; b. Hình học chùm tia rộng

Cơ sở của phương pháp gamma truyền qua để xác định mật độ là sự phụ thuộc xem như tuyến tính của hệ số suy giảm μ_1 vào mật độ ρ của vật chất trong một vùng năng lượng bức xạ gamma từ 500 hoặc 600 keV đến 1500keV

$$\mu_1 = \mu_m \cdot \rho,$$

trong đó, ρ có thứ nguyên của mật độ khối, chẳng hạn g/cm^3 .

μ_m có thứ nguyên nghịch đảo của ρ , tức là cm^2/g , được gọi là hệ số suy giảm khối.

Hệ số suy giảm khối μ_m đối với bức xạ gamma năng lượng khác nhau của hầu hết các chất, từ nhẹ như không khí đến nặng như chì, đặc biệt là các vật liệu thường gặp trong địa chất, địa vật lý... đã được tính và ghi thành các bảng số hoặc đồ thị.

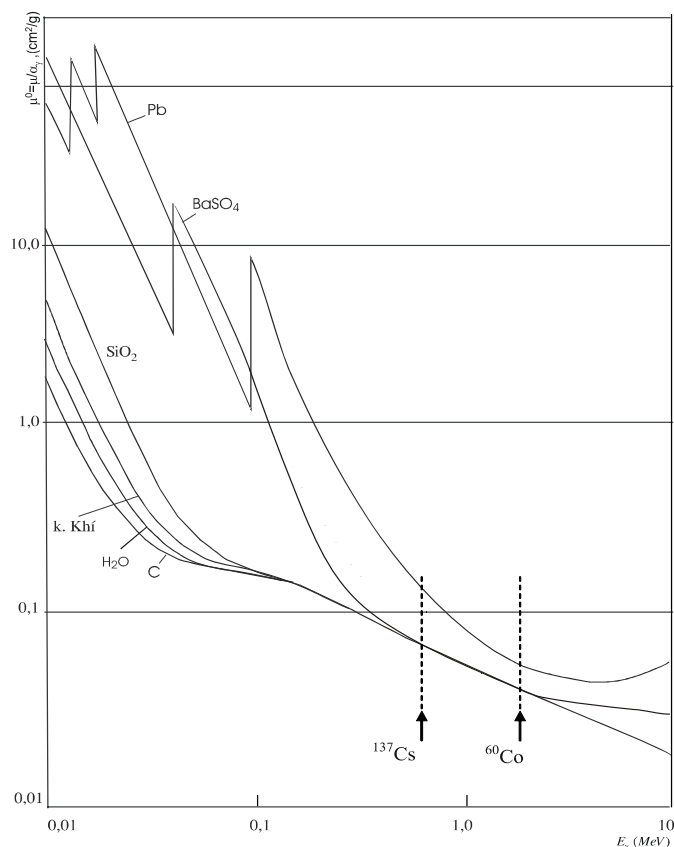
Hình 2.9 là đồ thị mô tả sự phụ thuộc vào năng lượng của hệ số hấp thụ μ_0 , định nghĩa là μ_1/α_γ , đối với các đơn chất, hợp chất thường gặp trong địa chất.

Các hệ số α_γ có giá trị xác định đối với các chất xác định.

Thí dụ: α_γ của không khí là 1,0; của nước là 1,10; của than đá là 1,06; của cát khô là 0,998; của sét (0,65 SiO_2 , 0,2 Al_2O_3 , 0,1 CaCO_3 , 0,05 Fe_2O_3) là 0,993; của galenit PbS là 0,82; của chì là 0,791.

Khi xác định mật độ của đất đá bằng phương pháp gamma truyền qua ta nhận được một giá trị trung bình của mật độ trong vùng đất đá mà tia gamma đã truyền qua. Để tránh ảnh hưởng sự thay đổi thành phần cấu tạo của đất đá đến giá trị xác định được của mật độ, trong thực tế người ta dùng các tia gamma có năng lượng từ 600 keV đến 1500 keV.

Đồng vị ^{137}Cs cho các tia gamma năng lượng 662keV, có chu kỳ bán rã là 30 năm và đồng vị ^{60}Co cho các tia gamma năng lượng 1170 và 1330 keV (trung bình là 1250 keV), có chu kỳ bán rã là 5,3 năm là hai đồng vị thường được sử dụng trong kỹ thuật đo mật độ bằng phương pháp gamma truyền qua.



Hình 2.9. Hệ số suy giảm khối của đất đá đối với bức xạ gamma

Hệ số suy giảm khối của hầu hết các chất thông thường có trong thành phần của đất đá, (trừ các chất đặc biệt nặng như BaSO₄, Pb và PbS) có giá trị xem như giống nhau đối với bức xạ gamma 662 keV hoặc 1250 keV. Chẳng hạn, đối với bức xạ gamma của đồng vị ¹³⁷Cs: $\mu_m \approx 0,0775\alpha_\gamma$; đối với bức xạ gamma của đồng vị ⁶⁰Co: $\mu_m \approx 0,057\alpha_\gamma$.

Trừ các chất đặc biệt nặng còn đối với hầu hết các chất thông thường trong đất đá thì các hệ số α_γ sai khác nhau chỉ chừng 5%.

b) Biểu thức tính và sai số

Trở lại biểu thức của sự suy giảm cường độ chùm tia gamma mạnh.

Gọi N là vận tốc đếm được. Theo quy luật suy giảm cường độ chùm tia gamma, ta viết biểu thức đối với chuẩn và mẫu cần đo mật độ.

$$N^{\text{chuẩn}} = N_0^{\text{chuẩn}} \exp(-\mu_m^{\text{chuẩn}} \rho^{\text{Chuẩn}} x)$$

$$N^{\text{mẫu}} = N_0^{\text{mẫu}} \exp(-\mu_m^{\text{mẫu}} \rho^{\text{mẫu}} x)$$

N_0 là vận tốc đếm khi chưa có chuẩn hoặc mẫu, do đó $N_0^{\text{chuẩn}} = N_0^{\text{mẫu}}$.

Như đã trình bày ở trên, đối với bức xạ gamma, chẳng hạn của ⁶⁰Co, hệ số suy giảm khối μ_m của chuẩn và mẫu xem như giống nhau.

Do đó, từ hệ phương trình trên có thể viết được

$$\ln(N^{\text{mẫu}}/N^{\text{chuẩn}}) = \mu_m (\rho^{\text{chuẩn}} - \rho^{\text{mẫu}})x$$

Từ đó suy ra

$$\rho^{\text{mẫu}} = \rho^{\text{chuẩn}} - \frac{\ln(N^{\text{mẫu}}/N^{\text{chuẩn}})}{\mu_m x}$$

Như vậy, đối với một mẫu cần xác định mật độ, từ một phép đo tốc độ đếm $N^{\text{mẫu}}$ ta có thể tính được mật độ ρ . Trong thực tế, giá trị N chuẩn có thể xác định một lần, chung cho cả lô mẫu.

Trong biểu thức trên, x là bề dày tính bằng g/cm^2 , là giá trị chung cho cả lô mẫu và chuẩn.

Chú ý rằng: Do độ ẩm khác nhau mà hệ số μ_m không còn là hằng số nữa, vì vậy phương pháp trên cho độ chính xác cao (cỡ 1%) đối với trường hợp các mẫu có độ ẩm không đổi.

Ta hãy tìm biểu thức tính sai số của đại lượng $\rho^{\text{mẫu}}$ xác định theo phương pháp trên.

$\rho^{\text{chuẩn}}$, μ_m và x là các giá trị đã biết. Sai số của chúng nhỏ, đó là các sai số hệ thống.

Trong phương pháp trên, sai số thống kê khi đo vận tốc đếm $N^{\text{mẫu}}$, $N^{\text{chuẩn}}$ sẽ quyết định sai số của $\rho^{\text{mẫu}}$.

Dựa vào biểu thức tính sai số

$$\Delta\rho = \left[\sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 (\Delta x_i)^2 \right]^{1/2}$$

$$\rho = f(x_i)$$

áp dụng cho trường hợp này ta có

$$\Delta\rho^{\text{mẫu}} = \frac{1}{\mu_m x} \left[\left(\frac{\Delta N^{\text{mẫu}}}{N^{\text{mẫu}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N^{\text{chuẩn}}}{N^{\text{chuẩn}}} \right)^2 \right]^{1/2}$$

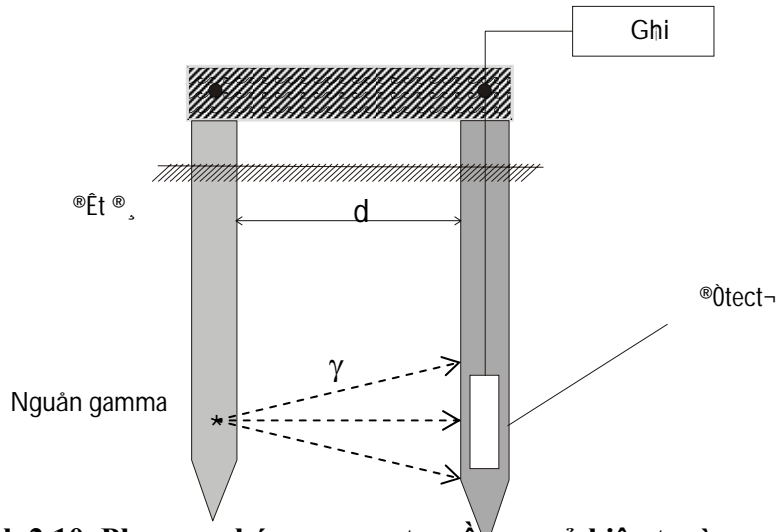
vì $\Delta N = \sqrt{N}$

$$\text{Do đó } \Delta\rho^{\text{mẫu}} = \frac{1}{\mu_m x} \left(\frac{1}{N^{\text{mẫu}}} + \frac{1}{N^{\text{chuẩn}}} \right)^{1/2}$$

c) Xác định mật độ đất đá trong điều kiện hiện trường

Cũng tương tự như phép đo trong phòng thí nghiệm.

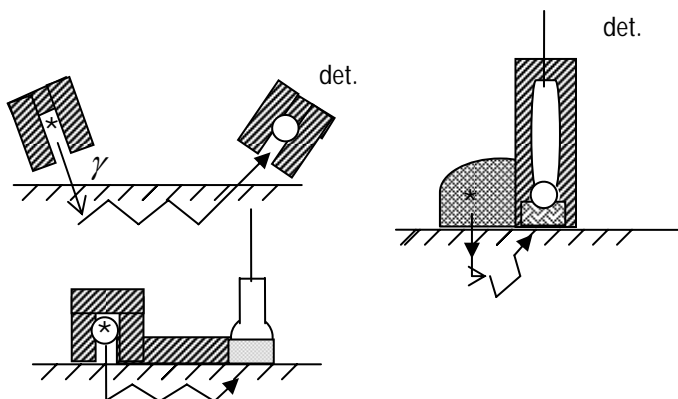
Khoảng cách d không đổi trong thiết bị đo hiện trường đóng vai trò của x trong phép đo ở phòng thí nghiệm. Chuẩn đối với điều kiện hiện trường thường được chọn là không khí. Vì phải bọc detector bằng một vỏ kim loại nên $\rho^{\text{chuẩn}}$ chính là ρ của vỏ kim loại, μ_m thì cũng giống như đối với phép đo trong phòng thí nghiệm: Nếu dùng bức xạ gamma có năng lượng trong vùng từ 500 ÷ 600 keV đến 1500 keV thì các môi trường đất đá thông thường (trừ các chất nặng) có các giá trị μ_m như nhau. Hình 2.10 mô tả nguyên lý của phương pháp gamma truyền qua.



Hình 2.10. Phương pháp gamma truyền qua ở hiện trường

2.6.2. Xác định mật độ bằng gamma tán xạ

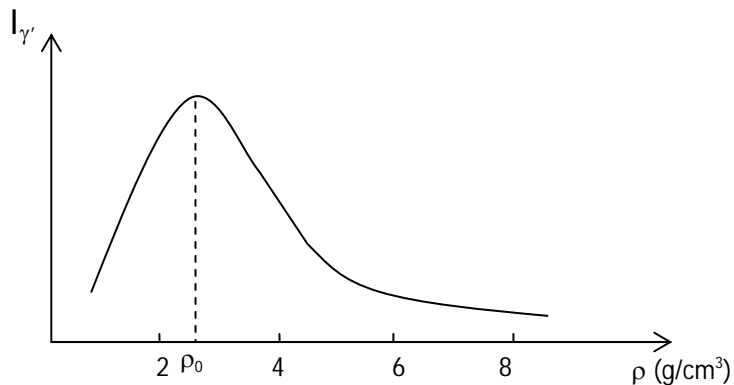
Hình 2.11 trình bày các hình học khác nhau thường được áp dụng trong phương pháp gamma tán xạ xác định mật độ.



Hình 2.11. Các hình học của phương pháp gamma tán xạ xác định mật độ

Cùng với phương pháp gamma truyền qua, phương pháp gamma tán xạ thường được áp dụng để xác định mật độ của đất, đá, nền móng của các công trình xây dựng.

Sự phụ thuộc cường độ chùm tia gamma tán xạ $I_{\gamma'}$, phụ thuộc vào mật độ ρ của đất thường có dạng điển hình như trên hình 2.12



Hình 2.12. Cường độ bức xạ gamma tán xạ phụ thuộc mật độ của đất

Biểu thức giải tích mô tả quy luật của sự phụ thuộc đó như sau:

$$I_{\gamma} = k\rho^{1/2}e^{-C\rho},$$

trong đó k , C là các hằng số có giá trị phụ thuộc vào detector, hình học đo và hoạt độ của nguồn phóng xạ.

Thừa số $\rho^{1/2}$ đặc trưng cho quá trình tán xạ của các lượng tử gamma, còn $e^{-C\rho}$ đặc trưng cho quá trình hấp thụ của các lượng tử gamma tán xạ trên đường đi từ nơi sinh bức xạ gamma tán xạ đến detector.

Hai quá trình tán xạ và hấp thụ xảy ra đồng thời: Trong môi trường đất có mật độ ρ nhỏ, thừa số thứ nhất chiếm ưu thế và đồ thị I_{γ} tăng khi ρ tăng. Nếu ρ lớn thì thừa số thứ 2 chiếm ưu thế và I_{γ} giảm khi ρ tăng.

Đồ thị I_{γ} phụ thuộc ρ có một cực đại, giá trị của mật độ ứng với cực đại này được xác định như sau:

$$\text{Cho } \frac{d I_{\gamma}}{d\rho} = 0$$

$$\text{Suy ra } \rho_0 = \frac{1}{2C}$$

Vị trí của cực đại này sẽ thay đổi tùy thuộc vào kích thước thiết bị (khoảng cách từ nguồn phóng xạ đến detector) đối với một nguồn đồng vị xác định: Khi tăng khoảng cách từ nguồn phóng xạ đến detector, tức là dùng thiết bị kích thước lớn thì xác suất để bức xạ gamma trước khi được ghi đã chịu tán xạ nhiều lần rồi bị hấp thụ sẽ tăng: Nghĩa là vai trò của quá trình hấp thụ tăng khi tăng kích thước thiết bị, kết quả là vị trí cực đại dịch sang vùng ρ nhỏ hơn. Cũng lập luận tương tự ta thấy khi giảm khoảng cách từ nguồn phóng xạ đến detector, tức là thiết bị kích thước nhỏ, thì cực đại dịch sang vùng ρ lớn hơn.

Đối với một thiết bị xác định, tức là khoảng cách từ nguồn phóng xạ đến detector xác định, vị trí của điểm cực đại của đồ thị I_{γ} cũng thay đổi tùy thuộc vào năng lượng nguồn bức xạ gamma phóng xạ: năng lượng càng nhỏ thì vai trò của quá trình hấp thụ càng trội, tức là hằng số C lớn lên, do đó ρ_0 giảm. Nghĩa là điểm cực đại dịch về phía mật độ nhỏ hơn.

Các kết quả trên đã được kiểm chứng bằng thực nghiệm.

Thực tế áp dụng phương pháp gamma tán xạ xác định mật độ của đất cho thấy: Để sử dụng nhánh bên phải của đồ thị trên hình 2.12, người ta thường dùng các đồng vị cho bức xạ gamma năng lượng nhỏ và thiết bị có kích thước lớn. Còn để sử dụng nhánh bên trái, thường dùng các đồng vị cho bức xạ gamma cứng hơn và thiết bị kích thước nhỏ. Tuy nhiên khoảng cách giữa nguồn phóng xạ và detector không thể giảm tùy ý, lớp chì dùng để ngăn không cho các tia gamma năng lượng 1,170 và 1,330 MeV của đồng vị ^{60}Co tới trực tiếp detector thường phải có bề dày tối thiểu là vào khoảng 15 cm.

2.7. Một vài ứng dụng đặc biệt

a) Pin hạt nhân

Các đồng vị phóng xạ có chu kỳ bán rã lớn đã được người ta chú ý: Một khả năng rất đáng quan tâm là có thể chế tạo ra một nguồn năng lượng có thể duy trì trong khoảng thời gian dài khi các đồng vị đó hoàn toàn bị cô lập. Những nguồn năng lượng như thế sẽ thích hợp một cách lý tưởng với một số ứng dụng trong đó ta cần có năng lượng ở những nơi xa xôi. Các thiết bị vệ tinh, đồng hồ hàng hải, trạm khí tượng xa... cần các nguồn năng lượng như vậy.

Vấn đề chính là ở chỗ biến đổi năng lượng hạt nhân giải phóng trong các quá trình phân rã phóng xạ thành dạng năng lượng mong muốn, thường là điện năng, với hiệu suất chấp nhận được như thế nào.

Người ta đã có những cố gắng lớn để nghiên cứu chế tạo các pin đồng vị phóng xạ, hay thường gọi là pin hạt nhân, đặc biệt là trong lĩnh vực không gian vũ trụ. ở Mỹ, đó là một trong những nội dung của chương trình SNAP.

Có nhiều phương pháp khác nhau có thể biến đổi năng lượng hạt nhân thành điện năng. Phương pháp có ý nghĩa thực tế nhất hiện nay là phương pháp nhiệt điện. Phương pháp này dựa trên nguyên tắc đã được sử dụng trong việc chế tạo các cặp nhiệt điện: Giữa 2 mối nối của 2 kim loại khác nhau sẽ xuất hiện một thế hiệu nếu 2 mối nối được giữ ở 2 nhiệt độ khác nhau. Phương pháp này đã được sử dụng rộng rãi để đo nhiệt độ một cách chính xác trong phòng thí nghiệm. Ta đều biết rằng các thế hiệu xuất hiện trong cặp nhiệt điện thường rất nhỏ, do vậy sẽ phải có nhiều cặp nhiệt điện mắc nối tiếp nhau.

Pin hạt nhân phải có cấu tạo sao cho tạo ra được sự hấp thụ bức xạ trong nguồn để làm nó nóng lên, nhiệt độ sẽ dùng để giữ một mối nối của cặp nhiệt điện ở nhiệt độ cao, mối nối kia phải đặt cách li với nguồn để có thể giữ nó ở nhiệt độ thấp hơn nhiều.

Để thấy rõ khả năng của phương pháp trên, ta hãy tìm hiểu một trong những pin hạt nhân đầu tiên đã được chế tạo để sử dụng trong không gian vũ trụ, có tên là SNAP-1A.

Theo thiết kế, công suất ra là 125W, có thể hoạt động trong thời gian một năm. Nguồn nhiệt ở trung tâm, tức là đồng vị dự trữ, là 880.000Ci của đồng vị ^{144}Ce , đó là loại đồng vị có thể dễ dàng thu được với số lượng lớn từ nhiên liệu đã cháy của lò phản ứng. Đồng vị ^{144}Ce có chu kỳ bán rã là 285 ngày, chu kỳ đó thích hợp với thời gian mong muốn 1 năm đối với bộ pin. ^{144}Ce phát ra hầu hết năng lượng của nó dưới dạng các tia β . Các tia này dễ dàng bị hấp thụ trong nguồn và gây ra quá trình "nung nóng" mong muốn: Thành trong (tức là mối nối nóng của cặp nhiệt điện) được giữ ở nhiệt độ 1050°F. Các mối nối nguội được gắn vào thành ngoài và được giữ ở nhiệt độ 335°F nhờ làm nguội bằng cách cho bức xạ vào không gian vũ trụ. Hệ pin hạt nhân này gồm 277 cặp nhiệt điện, cho thế hiệu 28V, dòng một chiều 4,46A, hiệu suất biến đổi nhiệt - điện là 6,75%. Trọng lượng khi bay là 90kg, đây là trọng lượng cuối cùng đi theo tên lửa, còn khi đặt trên mặt đất thì phải có cả một cái "hốc" chứa gần 2 tấn thủy ngân để che chắn, bảo đảm an toàn phóng xạ. Hệ che chắn này được tháo ra đúng lúc tên lửa được phóng lên.

b) Kỹ thuật triệt sản côn trùng (Steril insect technique, SIT)

Đây là kỹ thuật ứng dụng bức xạ hạt nhân trong nông nghiệp, thuộc chương trình kiểm soát và tiêu diệt côn trùng ở quy mô lớn.

Kỹ thuật này đã được áp dụng thành công đặc biệt tại các nước Mỹ và Mêhicô từ những năm 1950 để tiêu diệt côn trùng, có tên là *Cochliomia hominivorax*, đã gây hại to lớn cho gia súc và con người. Một loại ruồi gây hại cho mùa màng tại các nước đó cũng như tại Guatemala, Nhật cũng đã bị tiêu diệt rất hiệu quả bằng kỹ thuật trên.

Nguyên tắc của kỹ thuật này như sau: Hàng triệu côn trùng được nuôi trong điều kiện được kiểm soát. Trứng được thu thập và cho phát triển thành ấu trùng, vẫn trong các điều kiện được kiểm soát. Trứng sau khi nở thành con, được chiếu xạ gamma, chẳng hạn bởi nguồn đồng vị ^{60}Co hoặc ^{137}Cs để triệt sản. Sau đó chúng được thả vào môi trường sống thực. Những côn trùng có cơ quan sinh sản bị phá hủy này không thể tạo nên một thế hệ trứng phát triển được. Cứ như vậy, sau nhiều lần thực hiện liên tiếp quy trình triệt sản trên, côn trùng sẽ bị tiêu diệt.

Chương 3

Hiệu ứng Mössbauer và ứng dụng

3.1 Phát xạ và hấp thụ

3.1.1 Bề rộng vạch phổ gamma (bề rộng tự nhiên)

Khi một hạt nhân chuyển từ trạng thái kích thích về trạng thái thấp hơn thì phát xạ một lượng tử gamma. Các lượng tử gamma phát xạ trong quá trình chuyển trạng thái của các hạt nhân hoàn toàn như nhau cũng không có năng lượng hoàn toàn bằng nhau. Đó là hệ quả của nguyên lý bất định

$$\Delta E \cdot \Delta t = \frac{h}{2\pi} = \hbar,$$

trong đó, \hbar là hằng số Planck có giá trị bằng $6,63 \cdot 10^{-34}$ J.s.

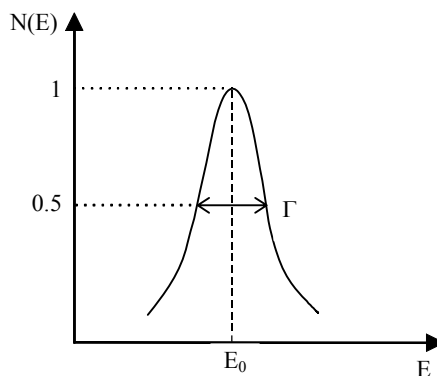
Theo nguyên lý đó, năng lượng trạng thái hạt nhân không phải là một giá trị xác định mà có một độ bất định hay độ nhòe nào đấy. Trạng thái có thời gian sống τ càng nhỏ thì năng lượng của nó có độ nhòe càng lớn.

Độ nhòe năng lượng của trạng thái hạt nhân được đặc trưng bằng đại lượng có tên gọi là bề rộng của mức hạt nhân, ký hiệu là Γ . Tương ứng với bề rộng của mức hạt nhân, năng lượng của các photon gamma cũng có một độ nhòe. Trong chuyển dời mà trạng thái sau là trạng thái cơ bản thì độ nhòe năng lượng của các photon gamma chính bằng Γ .

Phân bố năng lượng của các photon gamma này có dạng Lorentz

$$N(E) = \text{Const} \cdot \frac{\Gamma}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2},$$

trong đó E_0 là năng lượng có xác suất lớn nhất của photon phát xạ trong chuyển dời trạng thái.



Hình 3.1

Bề rộng tự nhiên vạch phổ của photon gamma.

Γ là bề rộng tự nhiên vạch phổ của photon gamma, liên hệ với thời gian sống τ của trạng thái kích thích theo hệ thức

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$

3.1.2 Hấp thụ cộng hưởng

Hiện tượng hấp thụ cộng hưởng đã được biết đến trong quang học khi ta cho ánh sáng từ một ngọn đèn natri có màu vàng đặc trưng chiếu dọi qua một bình thủy tinh chứa hơi natri. Hiện tượng hấp thụ cộng hưởng xảy ra đối với một hệ khi hệ được cung cấp một năng lượng đúng bằng năng lượng cần thiết để hệ chuyển lên một trạng thái năng lượng cao hơn mà hệ đó có thể có. Thường xảy ra hiện tượng hấp thụ cộng hưởng khi hệ chuyển từ trạng thái cơ bản lên một trạng thái kích thích.

Tuy nhiên, một hệ khi phát xạ hay khi hấp thụ một năng lượng đều phải "giật lùi".

Ta hãy xét một nguyên tử. Thật vậy, năng lượng giật lùi E_r của nguyên tử sau khi phát xạ hoặc hấp thụ photon năng lượng E , xung lượng p được tính bằng hệ thức sau đây:

$$E_r = \frac{p^2}{2M} = \frac{E^2}{2Mc^2} = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2},$$

trong đó M là khối lượng nguyên tử, c là vận tốc ánh sáng.

Như vậy, do hiện tượng giật lùi, photon phát xạ khi nguyên tử chuyển từ trạng thái năng lượng E_0 về trạng thái cơ bản sẽ có năng lượng nhỏ hơn E_0 một lượng bằng chính năng lượng giật lùi E_r .

Cũng vậy, để nguyên tử chuyển từ trạng thái cơ bản lên trạng thái E_0 cần cung cấp cho nguyên tử, hay nói khác đi, nguyên tử cần hấp thụ được một photon có năng lượng bằng E_0 cộng thêm một lượng bằng chính năng lượng giật lùi E_r . Hình 3.2 minh họa điều đó. Trong trường hợp một nguyên tử, khi có sự chuyển dời của một electron từ mức cao về mức thấp thì có một photon được phát xạ.

Chẳng hạn, thời gian sống τ của các trạng thái kích thích của các lớp vỏ ngoài nguyên tử vào khoảng 10^{-8} s. Theo hệ thức bất định, bề rộng Γ của vạch phát xạ (hay hấp thụ) được tính như sau:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 10^7 \text{ eV}}{2\pi \cdot 10^{-8} \text{ s} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ eV}} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$$

Sau khi phát xạ hoặc hấp thụ photon có năng lượng trong vùng nhìn thấy, năng lượng giật lùi của nguyên tử có số khối $A=100$ có giá trị khoảng 10^{-10} eV.

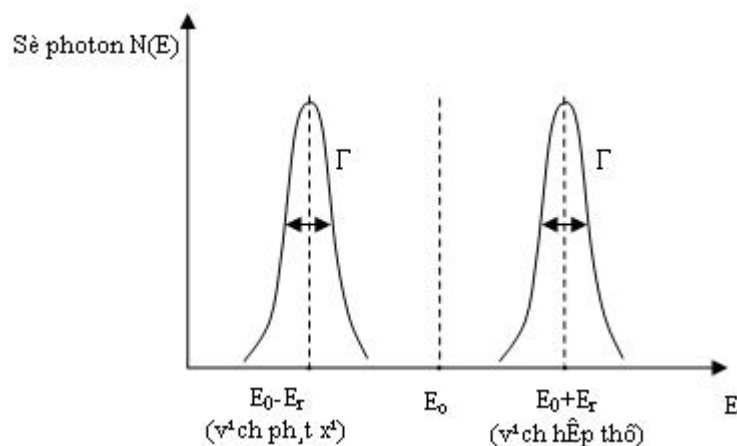
Năng lượng giật lùi này nhỏ hơn rất nhiều so với bề rộng tự nhiên của vạch phát xạ hay hấp thụ. Điều đó có nghĩa là hai vạch này coi như trùng nhau. Người ta gọi đó là hiện tượng "không giật lùi". Như vậy, đối với nguyên tử, luôn luôn có hấp thụ cộng hưởng.

Đối với trường hợp của hạt nhân thì khác: Năng lượng giật lùi lớn hơn rất nhiều so với bề rộng vạch. Lý do là vì năng lượng của các photon trong các quá trình chuyển dời trạng thái của hạt nhân có năng lượng từ vài keV đến vài MeV chứ không phải chỉ cỡ eV như trong các chuyển dời trạng thái của nguyên tử.

Thí dụ: Hạt nhân ^{119}Sn khi hấp thụ photon năng lượng 24 keV thì nhận được một năng lượng giật lùi lớn gấp hàng triệu lần so với trường hợp nguyên tử, tức là vào cỡ 10^{-3} , 10^{-4} eV. Trạng thái kích thích có thời gian sống $\tau = 2,6 \cdot 10^{-8}$ s nên có bề rộng vạch phổ Γ cỡ 10^{-8} eV.

Năng lượng giật lùi rất lớn so với bề rộng tự nhiên của vạch phổ.

Như vậy hai vạch hấp thụ và phát xạ ở cách xa nhau.



Hình 3.2

Vạch phát xạ và vạch hấp thụ đối với hạt nhân.

3.2 Hiệu ứng Mỗssbauer

Năm 1959 Rudolf Mỗssbauer đã quan sát hiện tượng hấp thụ cộng hưởng đối với các lượng tử gamma 129 keV trong phân rã của ^{191}Ir .

Như trên đã thấy, đối với hạt nhân tự do, do năng lượng giật lùi E_r rất lớn so với bề rộng tự nhiên của vạch phổ gamma nên không xảy ra được hiện tượng hấp thụ, phát xạ cộng hưởng.

Tuy nhiên, nếu nguyên tử, và do đó hạt nhân, tồn tại trong lưới tinh thể vật rắn thì sẽ không phải hạt nhân mà là toàn bộ lưới tinh thể sẽ nhận năng lượng giật lùi. Khi đó trong biểu thức tính E_r , đại lượng M không phải là khối lượng của hạt nhân giật lùi mà là khối lượng của lưới tinh thể. Ngay cả trong trường hợp xét một hạt nhỏ của vật rắn thì hạt nhỏ này cũng chứa một số vô cùng lớn hạt nhân giật lùi. Như vậy năng lượng giật lùi E_r trở thành rất nhỏ, có thể bỏ qua so với bề rộng tự nhiên của vạch phổ, nghĩa là hiện tượng cộng hưởng (không giật lùi) luôn luôn xảy ra.

Hiệu ứng Mỗssbauer xảy ra mạnh hay yếu tùy thuộc vào giá trị lớn hay nhỏ của xác suất để năng lượng giật lùi được nhận bởi toàn lưới tinh thể. Xác suất này có thể tính được dựa vào mẫu cấu trúc tinh thể.

Theo mẫu của Einstein, một tinh thể lý tưởng có N nguyên tử được xem như một hệ gồm $3N$ dao động tử điều hoà tuyến tính độc lập nhau có cùng tần số dao động ω . Số lượng các dao động tử quyết định trạng thái của tinh thể. Trong quá trình phát xạ hay hấp thụ các lượng tử $\hbar\omega$, gọi là các phonon, thì sự thay đổi năng lượng của tinh thể kéo theo sự thay đổi tương ứng số lượng tử của các dao động tử.

Khi nghiên cứu sự phát xạ hay hấp thụ các lượng tử photon gamma bởi nguyên tử liên kết trong lưới tinh thể cần phân biệt 3 trường hợp sau đây:

a) Năng lượng giạt lùi lớn hơn năng lượng liên kết của nguyên tử trong tinh thể. Năng lượng liên kết này nằm trong khoảng từ 1 đến 30 eV. Sự giạt lùi trong trường hợp này sẽ làm cho nguyên tử lệch khỏi vị trí cân bằng của nó trong lưới tinh thể và quá trình phát xạ photon gamma không khác gì quá trình phát xạ của nguyên tử tự do.

b) Năng lượng giạt lùi lớn hơn năng lượng của phonon (cỡ 10^{-2} eV) nhưng chưa đủ để kéo được nguyên tử khỏi vị trí cân bằng của nó trong lưới tinh thể. Khi đó nguyên tử vẫn ở vị trí cũ, còn năng lượng giạt lùi được toàn lưới tinh thể hấp thụ và một số phonon được tạo thành.

c) Năng lượng giạt lùi nhỏ hơn năng lượng phonon. Không xảy ra sự kích thích nào của lưới tinh thể, không phonon nào được tạo thành. Trường hợp này chính là hiệu ứng Mürssbauer: Lượng tử gamma phát xạ mang toàn bộ năng lượng kích thích của hạt nhân còn khi bị hấp thụ thì lượng tử gamma truyền trọn vẹn toàn bộ năng lượng cho hạt nhân.

Đối với tinh thể thực tế, các tần số dao động của các dao động tử điều hoà không như nhau. Người ta dùng một đại lượng có tên là mật độ trạng thái dao động và được xác định theo hệ thức:

$$\rho(\omega) = 9N\omega^2/\omega_{\max}$$

trong đó tần số ω_{\max} được định nghĩa là:

$$\omega_{\max} = \frac{k\Theta_D}{\hbar}$$

Trong hệ thức trên, Θ_D là nhiệt độ Debye của tinh thể vật rắn, hằng số $k = 8,616 \cdot 10^{-5}$ eV/K. Càng gần tần số cực đại ω_{\max} thì mật độ trạng thái càng lớn.

Khi đó, về mặt năng lượng điều kiện để hiệu ứng, "không phonon", tức là hiệu ứng Mürssbauer xảy ra với xác suất lớn là:

$$E_r \leq \hbar\omega_{\max}$$

hay là

$$E_r \leq k\Theta_D$$

3.3 Hệ số Debye - Waller

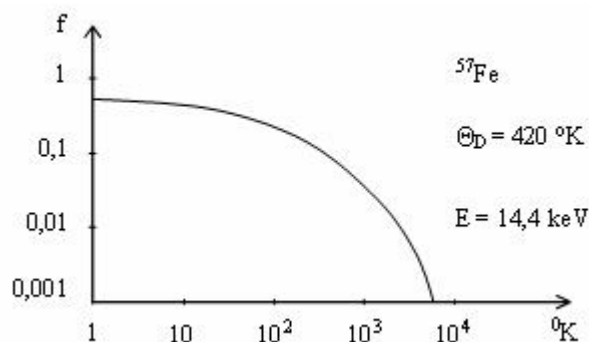
Ở trên ta đã xét điều kiện để xảy ra hiệu ứng Mürssbauer.

Xác suất của hiệu ứng Mürssbauer được xác định bằng một đại lượng có tên là hệ số Debye - Waller, ký hiệu là f , biểu thị theo hệ thức sau đây:

$$f = \exp \left\{ -\frac{3Er}{2k\Theta_D} \left[1 + 4 \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^2 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{xdx}{e^x - 1} \right] \right\},$$

trong đó T là nhiệt độ phép đo.

Hệ số Debye-Waller phụ thuộc nhiệt độ T có dạng như minh hoạ trên hình 3.3 đối với chuyển dời 14,4 keV của hạt nhân ^{57}Fe trong lưới tinh thể của sắt $\alpha\text{-Fe}$: Hệ số f giảm nhanh khi nhiệt độ tăng.



Hình 3.3
Hệ số Debye-Waller phụ thuộc nhiệt độ

Khi nhiệt độ T tiến đến 0 thì hệ số Debye-Waller đạt tới giá trị giới hạn:

$$f = \exp\left(-\frac{3E_r}{2k\Theta_D}\right) = \exp\left(-\frac{3E^2}{4Mc^2k\Theta_D}\right)$$

nghĩa là hiệu ứng Mössbauer xảy ra với xác suất lớn đối với các chuyển dời gamma năng lượng E thấp, hạt nhân có khối lượng M lớn, tinh thể có nhiệt độ Debye Θ_D cao và phép đo thực hiện ở nhiệt độ thấp.

3.4 Hiệu ứng Doppler

Để quan sát được hiện tượng hấp thụ cộng hưởng, Mössbauer đã áp dụng hiệu ứng Doppler.

Hiệu ứng Doppler nói về sự xô dịch vị trí và tăng bề rộng của vạch phổ bức xạ khi nguồn phát bức xạ chuyển động.

- Nếu hạt nhân phát xạ chuyển động với vận tốc v thì năng lượng của photon phát ra sẽ thay đổi một lượng ΔE xác định theo hệ thức

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{v}{c},$$

trong đó E_0 là năng lượng của photon khi hạt nhân phát xạ đứng yên và c là vận tốc ánh sáng.

Như vậy khi cho hạt nhân chuyển động với vận tốc thích hợp thì có thể bù trừ được sự cách xa nhau của 2 vạch phát xạ và hấp thụ do hiện tượng giạt lùi.

Thí dụ: Trong trường hợp hạt nhân ^{57}Fe tự do, vận tốc đó vào khoảng 40m/s.

- Nếu chuyển động này là các chuyển động nhiệt của nguyên tử thì do hiệu ứng Doppler, bề rộng của vạch phát xạ hoặc hấp thụ sẽ nở rộng. Ở nhiệt độ đủ cao, do bề rộng của vạch lớn lên nên sẽ có phần trùng lên nhau của 2 vạch

phát xạ và hấp thụ. Hiệu ứng hấp thụ cộng hưởng có xác suất xảy ra càng lớn nếu diện tích phần trùng lên nhau này càng lớn.

Để có được phần trùng nhau thì bề rộng D của vạch phát xạ hay hấp thụ phải thoả mãn điều kiện:

$$D \geq 2\sqrt{E_r kT},$$

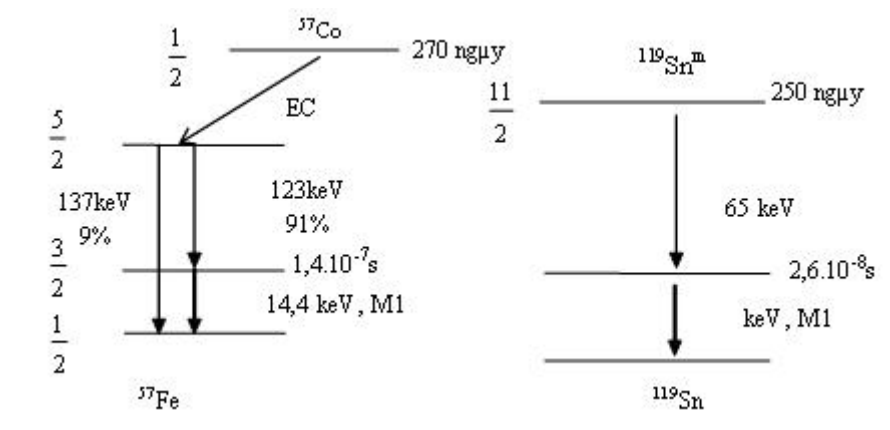
trong đó E_r là năng lượng giạt lùi và T là nhiệt độ ($^{\circ}\text{K}$).

3.5 Các hạt nhân Mürssbauer

Đến nay người ta đã quan sát được hiệu ứng Mürssbauer đối với rất nhiều hạt nhân. Các hạt nhân này được gọi là hạt nhân Mürssbauer.

Hai hạt nhân Mürssbauer được dùng nhiều nhất trong các ứng dụng của hiệu ứng Mürssbauer là ^{57}Fe và ^{119}Sn . Một trong những lý do chính là có thể dễ dàng quan sát được hiệu ứng đối với hai hạt nhân đó, ở nhiệt độ phòng và ngay cả ở nhiệt độ cao.

Hình 3.4 trình bày sơ đồ mức năng lượng của các hạt nhân ^{57}Fe và ^{119}Sn .



Hình 3.4
Sơ đồ mức năng lượng của ^{57}Fe và ^{119}Sn

Bảng 3.1

Thống kê một số đặc trưng quan trọng nhất của 2 hạt nhân Mürssbauer

Các đặc trưng	^{57}Fe	^{119}Sn
Độ phổ cập trong tự nhiên (%)	2,19	18,9
Năng lượng gamma E (keV)	14,4	23,8
Bề rộng tự nhiên Γ (eV)	$4,67 \cdot 10^{-9}$	$24,8 \cdot 10^{-9}$
Thời gian sống của trạng thái kích thích τ (s.)	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Spin của trạng thái kích thích	3/2	3/2
Spin của trạng thái cơ bản	1/2	1/2
Năng lượng giạt lùi của hạt nhân tự do (eV)	$2,05 \cdot 10^{-3}$	$2,78 \cdot 10^{-3}$

3.6 Kỹ thuật thực nghiệm đo hiệu ứng Mössbauer

3.6.1 Nguyên tắc

Trong thực nghiệm đo hiệu ứng Mössbauer người ta ghi số lượng tử gamma N phát ra từ một nguồn chứa hạt nhân Mössbauer sau khi đi qua vật hấp thụ cũng chứa hạt nhân Mössbauer đó và khảo sát sự phụ thuộc của N vào vận tốc tương đối v giữa nguồn và vật hấp thụ. Phổ nhận được $N(v)$ gọi là phổ Mössbauer.

Có 2 phương pháp đo: Đo hấp thụ và đo phát xạ

- Trong phương pháp đo hấp thụ, vật hấp thụ là vật liệu cần nghiên cứu, chứa hạt nhân Mössbauer, thí dụ ^{57}Fe . Nguồn gamma chính là đồng vị đó được tạo thành từ sự chiếm e (EC) của ^{57}Co như mô tả trên hình 3.4
- Phương pháp phát xạ: Phương pháp này thường áp dụng cho trường hợp vật liệu nghiên cứu không chứa hạt nhân Mössbauer. Bằng cách nào đó, chẳng hạn bằng kỹ thuật khuếch tán, đưa hạt nhân Mössbauer vào trong lưới tinh thể của vật liệu nghiên cứu. Nguồn gamma sẽ là vật liệu cần nghiên cứu đã được đưa hạt nhân Mössbauer vào, còn vật hấp thụ sẽ là một vật liệu chuẩn đã biết.

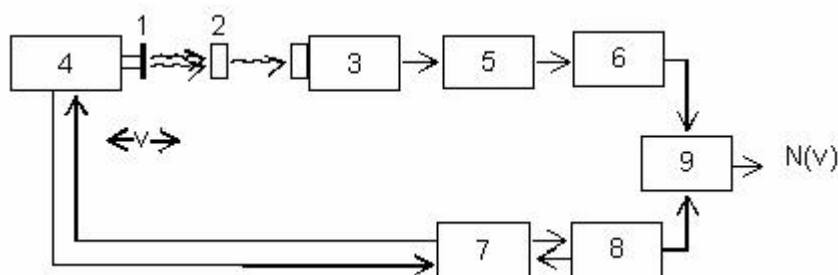
Sự chuyển động tương đối giữa nguồn gamma và vật hấp thụ với vận tốc v , do hiệu ứng Doppler, làm thay đổi năng lượng của bức xạ gamma phát xạ thay đổi một lượng ΔE như đã tính ở trên.

Trong phương pháp đo hấp thụ chẳng hạn, nguồn được chuyển động với vận tốc v , khi nguồn chuyển động lại gần vật hấp thụ, năng lượng bức xạ gamma tăng lên tương ứng với vận tốc v dương, còn khi nguồn chuyển động ra xa thì năng lượng bức xạ gamma giảm đi, tương ứng với vận tốc v âm. Cứ như vậy, nếu thay đổi vận tốc v , hoặc là theo kiểu nhảy bậc, thí dụ từng 0,1 mm/s hoặc là theo kiểu liên tục, thí dụ từ 0,01 đến một vài mm/s ta có thể làm cho năng lượng của các vạch phát xạ trùng với các vạch hấp thụ khả dĩ của hạt nhân trong vật hấp thụ. Các điểm cực tiểu của đồ thị $N(v)$ ứng với các vận tốc v mà tại đó xảy ra hấp thụ cộng hưởng.

3.6.2 Phổ kế Mössbauer

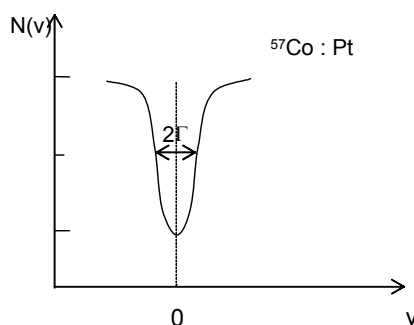
Sơ đồ nguyên tắc của một phổ kế Mössbauer được trình bày trên hình 3.5.

Các gamma từ nguồn 1 được thay đổi năng lượng nhờ hệ dao động cơ điện 4. Sau khi đi qua vật hấp thụ 2, các lượng tử gamma được ghi bằng detector 3, tín hiệu qua bộ khuếch đại sẽ được chuyển đến bộ phân tích một kênh để tách ra các gamma liên quan đến hiệu ứng Mössbauer, thí dụ 14,4 keV của ^{57}Fe . Dao động của hệ 4 được duy trì bởi máy phát dao động 7 có dạng răng cưa hoặc hình sin. Hệ liên kết thuận nghịch 8 tạo nên sự đồng bộ giữa dao động của hệ 4 với hệ start-stop của máy phân tích đa kênh 9. Từ hệ phân tích đa kênh này ta nhận được phổ Mössbauer.



Hình 3.5
Sơ đồ nguyên tắc phổ kế Mössbauer

Phổ Mössbauer đơn giản nhất là phổ có một cực tiểu. Đó là trường hợp được minh họa trên hình 3.6: Nguồn gamma là ^{57}Co gắn trên đế platin ($^{57}\text{Co}:\text{Pt}$). platin, crôm, đồng... và một số vật liệu khác thường được chọn làm đế cho các đồng vị phóng xạ tạo hạt nhân Mössbauer. Các vật liệu này không có từ trường hoặc điện trường bên trong nên không có hiệu ứng gì lên hạt nhân Mössbauer. Vật hấp thụ là sắt austenit không gây hiệu ứng tách vạch đối với năng lượng 14,4 keV, đã được dùng trong trường hợp này.



Hình 3.6
Phổ Mössbauer đơn vạch của sắt

Nếu vật hấp thụ là vật liệu có điện từ trường bên trong tinh thể thì hạt nhân Mössbauer định xứ trong tinh thể sẽ chịu tác dụng của trường đó và các mức năng lượng sẽ bị tách. Số chuyển dời trạng thái sẽ bằng số cực tiểu trong phổ Mössbauer. Sơ đồ chuyển dời trạng thái này sẽ được trình bày chi tiết trong phần sau. Phương pháp của hiệu ứng Mössbauer cho phép xác định được sự tách các mức năng lượng, từ đó xác định được các đặc trưng của các trường bên trong vật rắn.

3.7 Nghiên cứu điện từ trường bên trong vật rắn

3.7.1 Tương tác đơn cực (monopole)

Đây là tương tác giữa điện tích của hạt nhân với điện tích của "lớp vỏ" electron xung quanh hạt nhân. Tương tác này tùy thuộc vào kích thước hạt nhân và mật độ electron ở vùng hạt nhân định xứ. Nếu hạt nhân là một điện tích điểm thì năng lượng tương tác này có giá trị cực tiểu, kích thước hạt nhân càng lớn thì phần đóng góp của tương tác này vào năng lượng của trạng thái hạt nhân càng lớn.

Sự thay đổi năng lượng của trạng thái hạt nhân do sự tồn tại của các electron trong vùng hạt nhân định xứ so với trường hợp hạt nhân là một điện tích điểm được tính theo hệ thức:

$$\Delta E = \int_0^{\infty} V \rho 4\pi r^2 dr - \int_0^{\infty} V_{\text{điểm}} \rho 4\pi r^2 dr,$$

trong đó $V_{\text{điểm}} = \frac{Ze}{r}$ là thế của một điện tích điểm Ze tại khoảng cách r . Còn nếu hạt nhân là một hình cầu bán kính R thì thế V có dạng

$$V = \begin{cases} \frac{Ze}{R} \left(\frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} \right), & r < R \\ \frac{Ze}{r}, & r \geq R \end{cases}$$

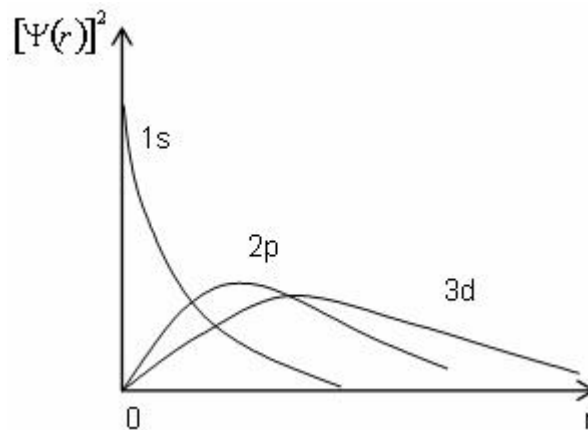
ρ là mật độ electron trong vùng hạt nhân định xứ.

Theo cơ học lượng tử, mật độ electron s, p, d là một hàm phụ thuộc vào khoảng cách từ hạt nhân, như minh hoạ trên hình 3.7.

Ta tính được

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{4\pi\rho Ze}{R} \int_0^R \left(\frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} - \frac{R}{r} \right) r^2 dr \\ &= \frac{2\pi}{5} Z\rho R^2 = \frac{2\pi}{5} Ze^2 |\psi(0)|^2 R^2, \end{aligned}$$

trong đó $e[\Psi(0)]^2$ là mật độ electron ở vị trí hạt nhân và $\Psi(0)$ là hàm sóng của electron ở khoảng cách $r = 0$ tức là ở vị trí hạt nhân.



Hình 3.7
Phân bố mật độ electron

Mật độ electron $e[\Psi(0)]^2$ ở vị trí hạt nhân có thể tính được nhờ các mẫu cấu trúc nguyên tử và phải biết hàm sóng $\Psi(0)$. Như ta thấy trên hình 3.6, chỉ có các electron s tham gia vào tương tác đơn cực. Các electron p, d... tạo nên một hiệu ứng trung bình, (hiệu ứng màn che) làm thay đổi chút ít mật độ các electron s.

Nếu hạt nhân có bán kính không đổi dù ở trạng thái cơ bản (R_0) hay ở trạng thái kích thích (R) thì ΔE sẽ là hằng số đối với tất cả các trạng thái.

Tuy nhiên, hạt nhân ở trạng thái kích thích có bán kính khác so với ở trạng thái cơ bản
 $R \neq R_0$

Mặt khác, nguồn phát xạ và vật hấp thụ là các vật liệu khác nhau, có mật độ electron khác nhau.

$$|\Psi_{\text{nguồn phát xạ}}(0)|^2 \neq |\Psi_{\text{vật hấp thụ}}(0)|^2.$$

Do đó năng lượng của các chuyển dời gamma trong nguồn phát xạ và trong vật hấp thụ sẽ khác nhau.

$$E_{\text{nguồn phát xạ}} = E_0 + \frac{2\pi}{5} Z e^2 |\Psi_{\text{nguồn phát xạ}}(0)|^2 (R^2 - R_0^2)$$

$$E_{\text{vật hấp thụ}} = E_0 + \frac{2\pi}{5} Z e^2 |\Psi_{\text{vật hấp thụ}}(0)|^2 (R^2 - R_0^2)$$

E_0 là năng lượng chuyển dời gamma giữa trạng thái kích thích và trạng thái cơ bản đối với hạt nhân là một điện tích điểm.

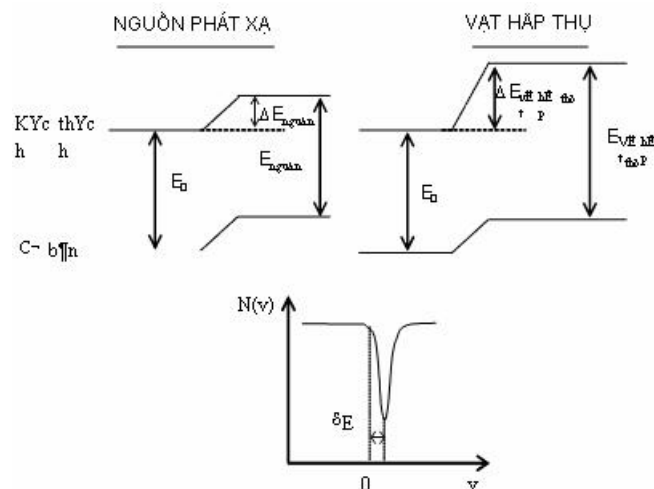
Như vậy, sự khác nhau về năng lượng của photon trong chuyển dời gamma của hạt nhân định xứ ở vật hấp thụ so với ở nguồn phát xạ được tính bằng hệ thức

$$\begin{aligned} \delta E &= E_{\text{vật hấp thụ}} - E_{\text{nguồn phát xạ}} \\ &= \frac{2\pi}{5} Z e^2 \left[|\Psi_{\text{vật hấp thụ}}(0)|^2 - |\Psi_{\text{nguồn phát xạ}}(0)|^2 \right] (R^2 - R_0^2) \end{aligned}$$

Đại lượng δE được gọi là độ xô dịch isomer (isomer shift) hay độ xô dịch hoá. Ý nghĩa "hoá" là ở chỗ: mật độ electron được xác định bởi trạng thái hoá trị của nguyên tử.

Hình 3.8 minh hoạ sự xô dịch các mức năng lượng của hạt nhân đối với trường hợp $R > R_0$ và mật độ electron ở vị trí hạt nhân trong vật hấp thụ lớn hơn so với trong nguồn phát xạ. Hình đó cũng chỉ ra xô dịch isomer δ quan sát thấy trong phổ Mössbauer.

Tính toán lý thuyết cho thấy xô dịch isomer rất nhỏ, chỉ vào khoảng 10^{-12} năng lượng chuyển dời gamma.



Hình 3.8
 Xô dịch isomer

Xác định độ lớn của xê dịch isomer cũng như chiều xê dịch (sang bên phải hay bên trái của vị trí ứng với $\nu = 0$ trong phổ Mössbauer) sẽ giúp ta xác định được sự thay đổi mật độ electron s trong vùng hạt nhân định xứ, trên cơ sở đó xác định các đặc trưng khác của cấu trúc của vật rắn như hoá trị, kiểu cấu trúc tinh thể, ...

3.7.2 Tương tác điện tứ cực (quadrupole electric)

Đây là tương tác giữa mômen điện Q của hạt nhân với gradient điện trường của tinh thể. Điện trường bên trong tinh thể này xuất hiện là do sự bất đối xứng phân bố điện tích electron lớp vỏ ngoài và bất đối xứng điện tích iôn xung quanh hạt nhân. Đóng góp của một trong hai thành phần này trong gradient điện trường tùy thuộc vào đặc trưng cấu trúc của tinh thể. Thành phần có nguồn gốc từ sự bất đối xứng của điện tích iôn xung quanh hạt nhân thường trội hơn thành phần kia.

Gradient điện trường trong tinh thể là một tenxơ bậc 2. Sự lựa chọn hệ toạ độ thích hợp cho phép biểu diễn gradient điện trường bằng đại lượng 3 thành phần

$V_{xx} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$, $V_{yy} = \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$, $V_{zz} = \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ thoả mãn điều kiện $V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = 0$, do đó số thành phần độc lập rút xuống còn 2.

Người ta đưa vào đại lượng

$$\eta \equiv \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}$$

η được gọi là hệ số bất đối xứng của gradient điện trường.

V_{zz} là thành phần lớn nhất của gradient điện trường.

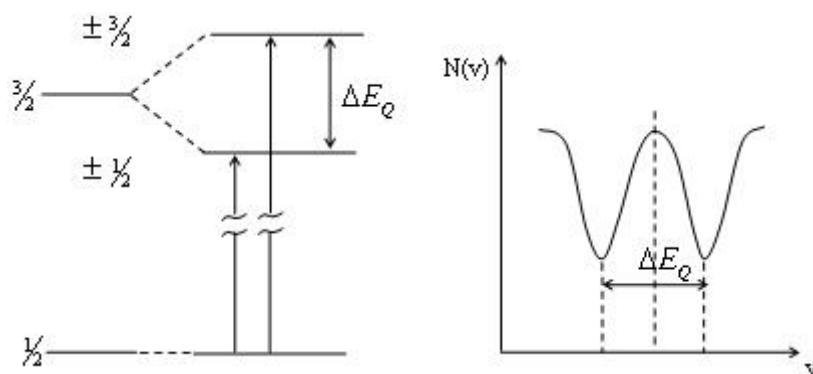
Nếu gradient điện trường đối xứng, $\eta = 0$ thì năng lượng tương tác của gradient điện trường với mômen điện hạt nhân được tính theo hệ thức.

$$E_0 = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)} [3m_I^2 - I(I+1)],$$

trong đó I là spin của hạt nhân chịu tương tác; m là số lượng tử từ, nhận các giá trị $m_I = I, I-1, \dots, -I$.

Thí dụ, trong trường hợp của ^{57}Fe : Trạng thái cơ bản, không có mômen điện, spin $I = 1/2$. Trạng thái kích thích với mômen điện Q , spin $I = 3/2$, tương tác điện tứ cực làm tách đôi mức năng lượng của trạng thái với các số lượng tử từ tương ứng $m_I = \pm 1/2$ và $m_I = \pm 3/2$.

Hình 3.8 minh hoạ sự tách mức năng lượng của hạt nhân ^{57}Fe và phổ Mössbauer trong trường hợp nguồn phát xạ gamma là ^{57}Fe gắn trên đế $\text{Pt}(^{57}\text{Fe}:\text{Pt})$ và trong vật hấp thụ có hiệu ứng tách mức năng lượng của trạng thái 14,4 keV của ^{57}Fe do tương tác điện tứ cực, điện trường đối xứng $\eta = 0$.



Hình 3.9
Sự tách mức do tương tác điện của ^{57}Fe

Khoảng cách giữa 2 mức tách là:

$$\Delta E_Q \equiv E_Q(\pm 3/2) - E_Q(\pm 1/2) = \frac{eQV_{zz}}{2}$$

Khoảng cách giữa 2 cực tiểu trong phổ Mürssbauer tỷ lệ với ΔE_Q .

Trong các mẫu đa tinh thể, chẳng hạn các khoáng vật chứa ^{57}Fe , cả 2 cực tiểu trong phổ Mürssbauer nói chung có chiều cao (diện tích) như nhau. Đó là hiệu ứng Mürssbauer đối xứng, nếu không sẽ là hiệu ứng Mürssbauer bất đối xứng.

Đối với các mẫu là đơn tinh thể, tỷ lệ diện tích của 2 vạch trong phổ Mürssbauer phụ thuộc vào góc θ giữa phương bay của lượng tử gamma và phương của trục đối xứng của gradient điện trường trong đơn tinh thể.

Thí dụ, đối với chuyển dời $\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$ thì có phân bố $3/2(1+\cos^2\theta)$ còn đối với chuyển dời $\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$ thì có phân bố $1+3/2(\sin^2\theta)$.

Như vậy, từ giá trị xác định được của độ tách vạch trong phép đo phổ Mürssbauer ta xác định được ΔE_Q và từ đó xác định hằng số tương tác điện tứ cực eQV_{zz} của tinh thể. Từ đó suy ra các đặc trưng khác nhau của lưới tinh thể trong đó hạt nhân Mürssbauer định xứ. Người ta nói rằng hạt nhân Mürssbauer như là các "đầu dò" (probe, sonde) dùng để nghiên cứu các đặc trưng của cấu trúc tinh thể.

3.7.3 Tương tác từ lưỡng cực (dipole magnetic)

Đây là tương tác giữa mômen từ μ của hạt nhân và từ trường bên trong tinh thể vật rắn.

Nguồn gốc của từ trường trong tinh thể vật rắn là vấn đề hiện nay vẫn còn đang được nghiên cứu.

Trong các chất sắt từ, phản sắt từ, các chất nghịch từ với thời gian rơ-lắc spin đủ dài người ta thấy có xuất hiện từ trường bên trong tinh thể.

Từ trường bên trong tinh thể các chất đó có nguồn gốc từ sự tương tác của các electron Fermi s và tương tác của hạt nhân với lớp vỏ electron chưa lấp đầy. Năng lượng tương tác của mômen từ μ của hạt nhân với từ trường H bên trong tinh thể được xác định theo hệ thức

$$E_m = \frac{\mu H m_1}{I},$$

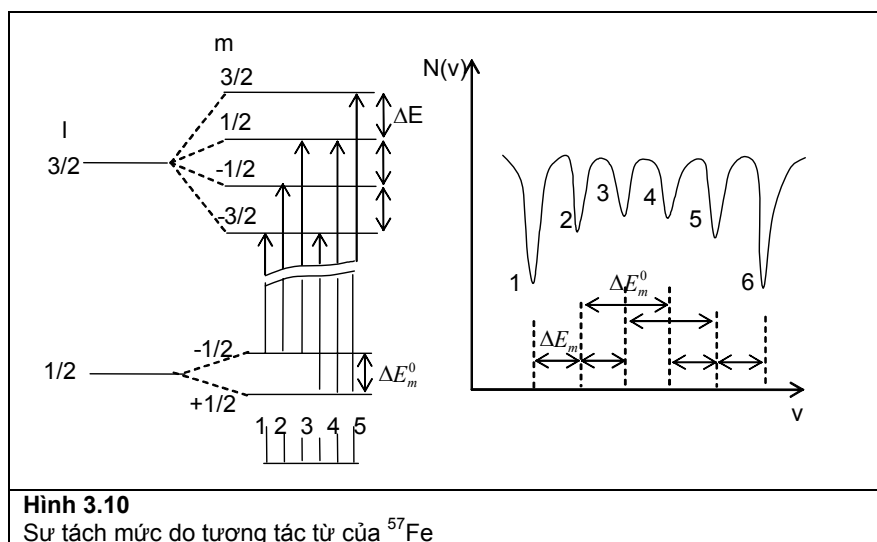
trong đó I là spin của hạt nhân chịu tương tác, m là số lượng tử từ, nhận các giá trị $m_1 = I, I-1, \dots, -I$

Như vậy mức năng lượng của trạng thái mômen μ và spin I bị tách thành $2I + 1$ mức. Khoảng cách giữa 2 mức liên tiếp là:

$$\Delta E_m = \frac{\mu H}{I}$$

Sự tách mức này cũng thường được gọi là sự tách mức Zeeman

Hình 3.10 mô tả sự tách mức năng lượng của hạt nhân ^{57}Fe do tác dụng của từ trường bên trong tinh thể. Tương tự như trong tương tác điện tứ cực, theo quy tắc chọn lọc $\Delta m_1 = 0, \pm 1$, (mức spin $3/2$ thành 4, mức $1/2$ tách thành 2) sẽ có 6 dịch chuyển khả dĩ. Phổ Mössbauer trên hình 3.9 gồm 6 đỉnh cách đều nhau: đối với nguồn phát xạ là ^{57}Co : Pt và vật hấp thụ là mẫu không bị từ hoá. Diện tích các đỉnh trong phổ Mössbauer liên hệ với nhau theo tỷ lệ 3 : 2 : 1 : 1 : 2 : 3.



Hình 3.10
Sự tách mức do tương tác từ của ^{57}Fe

Nếu vật hấp thụ là một vật liệu bị từ hoá thì diện tích các đỉnh liên hệ với nhau theo tỷ lệ phức tạp hơn và phụ thuộc vào góc giữa phương bay của lượng tử gamma và phương từ hoá.

Xử lý kết quả đo được của phổ Mössbauer sẽ cho ta biết giá trị của từ trường bên trong tinh thể vật rắn, tại nơi hạt nhân Mössbauer định xứ.

Trường hợp trong lưới tinh thể tồn tại đồng thời điện trường và từ trường thì tương tác tổng cộng của các trường lên hạt nhân Mössbauer sẽ gây nên đồng thời sự tách mức do tương tác điện và sự tách mức do tương tác từ. Phổ Mössbauer sẽ vẫn có 6 đỉnh nhưng các đỉnh này sẽ không cách đều nhau nữa.

3.8 Nghiên cứu dao động nguyên tử trong tinh thể

Trở lại hiệu ứng Doppler mà ta đã nói đến ở trên.

Nếu quan tâm đến cả sự dao động của nguyên tử trong tinh thể thì thành phần này cũng đóng góp vào sự xê dịch của các vạch phát xạ và hấp thụ của bức xạ gamma.

Thật vậy, vận tốc v của nguồn gamma tạo bởi hệ dao động cơ điện trong phổ kế Mössbauer mà ta đã nói đến trước đây liên quan đến hiệu ứng Doppler, được gọi là hiệu ứng Doppler bậc 1.

Trong tinh thể, dao động của nguyên tử, chẳng hạn với vận tốc v^* , được tính đến trong hiệu ứng Doppler bậc 2.

Khi đó, năng lượng E của photon gamma ghi nhận được liên hệ với năng lượng E_0 của nó khi hạt nhân phát xạ hoàn toàn "đứng yên" theo biểu thức sau đây:

$$E = E_0 \frac{1 + \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^{*2}}{c^2}}} \approx E_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \left(1 + \frac{v^{*2}}{2c^2}\right),$$

trong đó v^{*2} bình phương trung bình của vận tốc dao động của nguyên tử trong lưới tinh thể, ký hiệu là $\langle v^{*2} \rangle$.

Như vậy, nếu nhiệt độ của nguồn phát xạ và vật hấp thụ khác nhau hoặc nguồn phát xạ và vật hấp thụ là các vật liệu có đặc trưng dao động tinh thể khác nhau thì trong phổ Mössbauer ta sẽ có xê dịch do nhiệt độ (khác với xê dịch isomer hay xê dịch hoá đã nói trước đây).

Trong thực nghiệm, nếu xác định được xê dịch do nhiệt độ trong phổ Mössbauer sẽ cho phép tính được vận tốc dao động v^* của nguyên tử trong tinh thể.

Một đặc trưng khác của dao động của nguyên tử là bình phương trung bình của biên độ dao động $\langle x^2 \rangle$, đại lượng này cũng có thể xác định được từ phổ Mössbauer.

Thật vậy, hệ số Debye-Waller f có thể viết dưới dạng

$$f = \exp\left(-\frac{4\pi^2 \langle x^2 \rangle}{\lambda^2}\right) = \exp\left(-\frac{2ME_r \langle x^2 \rangle}{\hbar^2}\right),$$

trong đó λ là bước sóng của photon gamma phát xạ, E_r là năng lượng giật lùi $\langle x^2 \rangle$ là bình phương trung bình của biên độ dao động của nguyên tử theo phương phát xạ của photon gamma.

Vì diện tích của các cực tiểu trong phổ Mössbauer hấp thụ cộng hưởng $N(v)$ tỷ lệ với hệ số f , do đó từ giá trị của f xác định bằng thực nghiệm có thể suy ra bình phương trung bình biên độ dao động của tinh thể và sự phụ thuộc của nó vào nhiệt độ.

3.9 Phân tích pha

Một trong các ứng dụng phổ biến của hiệu ứng Mössbauer là phân tích pha vật rắn. Có thể lấy trường hợp của các hợp chất chứa Fe làm thí dụ:

Phổ Mössbauer của melanterit $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ chỉ có 2 đỉnh cộng hưởng còn của hematite $\text{o. Fe}_2\text{O}_3$ có 6.

Dạng phổ Mössbauer thay đổi theo nhiệt độ của mẫu phân tích. Do đó các thực nghiệm đo phổ Mössbauer trong các nghiên cứu phân tích pha và sự phụ thuộc vào nhiệt độ sẽ cho các thông tin về các đặc trưng của điện từ trường trong vật rắn.

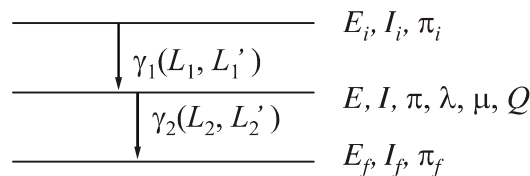
Chương 4

Chuyển dời gamma nội tầng và ứng dụng nghiên cứu trường bên trong vật rắn

4.1 Bức xạ gamma trong chuyển dời nội tầng

Bức xạ gamma có thể sinh ra trong quá trình chuyển dời nội tầng của hạt nhân.

Hình 4.1 mô tả các chuyển dời nội tầng của bức xạ gamma từ trạng thái E_i về trạng thái E_f qua trạng thái trung gian E .



Hình 4.1
Chuyển dời gamma nội tầng

Các ký hiệu I và π chỉ spin và tính chẵn lẻ của các trạng thái. Lượng tử gamma được đặc trưng bởi các đại lượng sau đây:

- Năng lượng E_γ
- Loại chuyển dời (điện, ký hiệu là E, hoặc từ, ký hiệu là M)
- Tính đa cực L

Năng lượng E_γ của lượng tử gamma chính là hiệu năng lượng giữa các trạng thái xảy ra chuyển dời.

Tính đa cực L của lượng tử gamma được xác định bởi spin của trạng thái đầu và cuối của chuyển dời.

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f| \quad (4.1)$$

Loại chuyển dời, là điện hoặc từ, tùy thuộc vào sự thay đổi tính chẵn hay lẻ giữa hai trạng thái xảy ra chuyển dời, được xác định theo quy tắc sau đây:

$$\Delta\pi = \pi_i \pi_f = \begin{cases} (-1)^L, & \text{điện} \\ (-1)^{L-1}, & \text{từ} \end{cases} \quad (4.2)$$

Để thuận tiện người ta dùng ký hiệu σL để ký hiệu một chuyển dời gamma nào đấy: σ có thể là E hoặc M, còn L chính là mô men xung lượng của lượng tử gamma và vì spin của lượng tử gamma là 1 nên L nhận các giá trị $L = 1, 2, 3, \dots$

Như vậy ta có các chuyển dời khả dĩ sau đây: E1, M1, E2, M2.

Theo điện động lực học cổ điển thì điện trường hoặc từ trường đa cực bậc 2^L sẽ phát bức xạ điện từ đa cực bậc L , do đó bức xạ đa cực bậc L có các tên sau đây:

Bức xạ lưỡng cực (dipole) 2^1 Khi $L = 1$

Bức xạ tứ cực (quadrupole) 2^2 Khi $L = 2$

Bức xạ bát cực (orthopole) 2^3 Khi $L = 3...$

Từ các quy tắc (4.1) và (4.2) suy ra rằng:

Trong chuyển dời gamma mà cả hai trạng thái đều có spin ≥ 1 hoặc một trạng thái có spin $\geq \frac{1}{2}$ còn trạng thái kia có spin $\geq \frac{3}{2}$ thì hạt nhân có thể phát xạ hỗn hợp các lượng tử gamma khác loại: từ đa cực L và điện đa cực L' với $L' = L \pm 1$. Thực nghiệm đã kiểm chứng kết luận về sự chuyển dời hỗn hợp này. Các nghiên cứu về chuyển dời hỗn hợp đã nhận được các kết quả sau đây:

- Đại đa số các chuyển dời hỗn hợp chỉ gồm 2 thành phần với bậc đa cực sai khác nhau 1 đơn vị: L và L' với $L = L' \pm 1$.
- Không có chuyển dời hỗn hợp của hai bức xạ cùng loại. Nếu một bức xạ là điện (E) thì bức xạ kia phải là từ (M).
- Nếu như trong chuyển dời hỗn hợp, đa cực bậc thấp nhất L đã tương ứng với bức xạ từ thì bức xạ hỗn hợp có đa cực $L' = L+1$ phải là bức xạ điện. Như vậy sẽ có các chuyển dời hỗn hợp; (M1+E2), (M2+E3), (M3+E4)...
- Nếu theo các quy tắc (4.1) và (4.2) mà chuyển dời có đa cực bậc thấp nhất L đã là chuyển dời điện E thì chuyển dời từ với bậc đa cực $L' = L+1$ nói chung sẽ không xảy ra. Thực tế thấy rằng chuyển dời hỗn hợp (E1+M2) có xác suất rất nhỏ so với chuyển dời (M1+E2).
- Đối với một chuyển dời hỗn hợp xác định thì tỷ số cường độ của các thành phần ML và EL' là một hằng số, chỉ phụ thuộc vào cấu trúc bên trong hạt nhân mà không phụ thuộc vào tính chất bên ngoài hạt nhân hoặc điều kiện thực nghiệm.

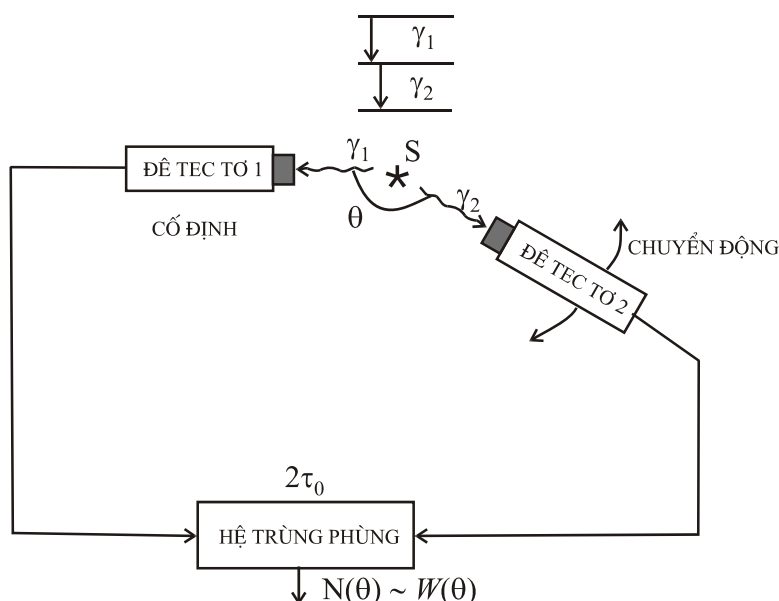
Cơ học lượng tử đã chứng minh rằng: Phân bố không gian của xác suất phát xạ lượng tử gamma trong các chuyển dời gamma giữa hai trạng thái xác định của hạt nhân thường thường là không đẳng hướng (anisotropic): Hướng phát xạ của lượng tử gamma được tính đối với hướng spin hạt nhân, phụ thuộc vào spin các trạng thái và đa cực L của bức xạ mà không phụ thuộc vào năng lượng bức xạ và loại chuyển dời là điện hay từ.

4.2 Nguyên tắc của phương pháp đo tương quan góc gamma-gamma

Đối với một hạt nhân thì các lượng tử gamma sinh ra trong quá trình chuyển dời giữa các trạng thái của hạt nhân có phân bố bất đẳng hướng như đã nói ở trên.

Một nguồn phóng xạ thì bao gồm một số lớn hạt nhân, trong điều kiện bình thường thì spin của các trạng thái kích thích của hạt nhân định hướng hoàn toàn ngẫu nhiên. Chính do tính định hướng hoàn toàn ngẫu nhiên này của spin mà phân bố không gian của các lượng tử gamma phát ra từ một nguồn phóng xạ lại có tính đẳng hướng (isotropic).

Tuy nhiên, đối với một nguồn phóng xạ có chuyển dời gamma nối tầng thì các lượng tử gamma có phân bố không đẳng hướng, ta hãy xét trường hợp được mô tả trong hình 4.2



Hình 4.2
Nguyên tắc đo tương quan góc gamma-gamma.

Giả sử detector 1 ghi lượng tử γ_1 của chuyển dời nối tầng, detector này được giữ cố định. Detector 2 chuyển động trong mặt phẳng xác định, xung quanh nguồn S và ghi lượng tử γ_2 phát ra từ nguồn S theo phương tạo thành góc θ với phương từ nguồn S đến detector 1. Như vậy, detector chuyển động có thể đo được sự phân bố không gian của các lượng tử γ_2 nếu nó chỉ ghi những lượng tử γ_2 phát ra trong phân rã nối tầng với lượng tử γ_1 hay nói khác đi nếu hai detector chỉ ghi những lượng tử γ_1 và γ_2 phát ra từ cùng một hạt nhân. Điều kiện “ghi đồng thời γ_1 ở detector 1 và γ_2 ở detector 2” sẽ được thực hiện bởi một sơ đồ trùng phùng.

4.3 Hàm tương quan góc

Như đã nói ở trên về tính không đẳng hướng của xác suất phát xạ các lượng tử gamma trong chuyển dời gamma nối tầng của hạt nhân, xác suất phát xạ các lượng tử gamma γ_1 và γ_2 tạo thành với nhau một góc θ được biểu thị bởi hàm tương quan góc.

$$W(\theta) = \sum_{\substack{k \\ \text{chẵn}}}^{k_{\max}} A_k P_k(\cos\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta) + \dots,$$

trong đó $P_k(\cos\theta)$ là các đa thức Legendre bậc k .

Thí dụ:

$$P_0(\cos\theta) = 1$$

$$P_1(\cos\theta) = \cos\theta$$

$$P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1)$$

$$P_3(\cos\theta) = \frac{1}{2}(5\cos^3\theta - 3\cos\theta)$$

$$P_4(\cos\theta) = \frac{1}{2}(5.7\cos^4\theta - 2.3.5\cos^2\theta + 1.3)$$

A_k là các hệ số tương quan góc. Giá trị của hệ số A_k phụ thuộc vào thông số đặc trưng của mỗi chuyển dời, không phụ thuộc vào loại chuyển dời là điện hoặc từ.

$$A_k = A_{\gamma_1} \cdot A_{\gamma_2} = A(L_1, L'_1, l_1, l) \cdot A(L_2, L'_2, l_2, l_f).$$

Các chỉ số k là các số chẵn và thoả mãn điều kiện sau đây:

$$k_{\max} = \min\{2l, L_1 + L_1', L_2 + L_2'\}.$$

Từ điều kiện trên ta có thể suy ra một số trường hợp đặc biệt sau đây:

- Tương quan góc sẽ đẳng hướng (hàm tương quan góc sẽ không phụ thuộc góc θ) nếu trạng thái trung gian của chuyển dời nối tầng có spin $I = 0$ hoặc $\frac{1}{2}$. Khi đó hàm $W(\theta) = 1$.
- Nếu cả hai chuyển dời của cascade đều là thuần lưỡng cực $L_1 = L_2 = 1$ thì hàm tương quan góc có dạng
- $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta)$.
- Nếu cả hai chuyển dời của cascade đều là thuần tứ cực thì

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta).$$

Hàm tương quan góc $W(\theta)$ có thể được xác định bằng thực nghiệm dựa vào phép đo số đếm trùng phùng $N(\theta)$ các lượng tử gamma γ_1 và γ_2 , phụ thuộc vào góc θ giữa hai phương bay của chúng:

$$N(\theta) = N_0 \exp(-\lambda t) \cdot \varepsilon_1 \varepsilon_2 \Omega_1 \Omega_2 W(\theta),$$

trong đó λ là hằng số chuyển dời của trạng thái trung gian của chuyển dời nối tầng. (Thời gian sống τ của trạng thái này là $1/\lambda$), ε_1 và ε_2 là hiệu suất của các detector 1 và 2 ghi các lượng tử gamma γ_1 và γ_2 của chuyển dời nối tầng, Ω_1 và Ω_2 là các góc khối nhìn từ nguồn điểm S về các detector 1 và 2, N_0 là một hằng số tỷ lệ với hoạt độ của nguồn phóng xạ.

Các hệ số A_2 và A_4 của hàm $W(\theta)$ được xác định bằng thực nghiệm như sau:

$$A_2 = \frac{10(5A + 4U)}{7A + 56U + 105},$$

$$A_4 = \frac{48(A - 2U)}{7A + 56U + 105},$$

Trong đó các hệ số A và U được tính theo hệ thức:

$$A = \frac{N(180^\circ) - N(90^\circ)}{N(90^\circ)}$$

$$U = \frac{N(135^\circ) - N(90^\circ)}{N(90^\circ)}$$

Trong trường hợp đặc biệt: Spin của trạng thái trung gian $l=1$ hoặc cả hai chuyển dời đều là thuần lưỡng cực thì hệ số $A_4 = 0$, do đó $U = \frac{A}{2}$. Khi đó, trong thực nghiệm chỉ cần đo trùng phùng $N(\theta)$ tại hai góc, chẳng hạn $\theta = 180^\circ$ và 90° .

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta),$$

$$A_2 = \frac{2A}{A+3}$$

Tương quan góc của các lượng tử γ_1 và γ_2 trong chuyển dời nối tầng của một hạt nhân sẽ không bị nhiễu loạn nếu hạt nhân không chịu tương tác hoặc tương tác rất nhỏ có thể bỏ qua của các trường xung quanh hạt nhân.

Để tương quan góc gamma-gamma không bị nhiễu loạn thì phải có các điều kiện sau đây:

- 1) Trường xung quanh hạt nhân chuyển dời nối tầng phải có tính đẳng hướng (chẳng hạn trong chất khí, chất lỏng mật độ nhỏ).
- 2) Trạng thái trung gian của cascade phải có thời gian sống τ đủ nhỏ: vào khoảng 10^{-9} s trong chất khí hoặc lỏng và rất nhỏ, $\ll 10^{-9}$ s, trong chất rắn.

Nếu không thì hàm tương quan góc sẽ bị “nhiều loạn”. Khi đó hàm tương quan góc $W(\theta)$ có dạng:

$$W(\theta) = \sum_{k \text{ chẵn}}^{k \text{ max}} A_k G_k P_k(\cos\theta).$$

Hệ số G_k được gọi là hệ số nhiễu loạn.

4.4 Tương quan góc gamma-gamma nhiễu loạn và các kiểu đo

Ở trạng thái trung gian của cascade, hạt nhân có mô men lưỡng cực từ $\bar{\mu}$ và mô men tứ cực điện Q . Nếu hạt nhân đó định xứ trong trường điện từ thì do tác dụng của từ trường lên mô men từ và của điện trường lên mô men điện của hạt nhân mà hạt nhân sẽ chuyển động tuế sai quanh trục của trường với một tần số ω . Kết quả là tương quan góc gamma-gamma trở thành bị nhiễu loạn.

Tương tác của trường điện từ lên các mô men điện từ của hạt nhân có thể là thống kê không phụ thuộc thời gian hoặc phụ thuộc thời gian (time-dependent). Tương tác từ thống kê được quan sát thấy trong các chất sắt từ, trong các chất thuận từ hoặc trong các kim loại mà spin của các electron dẫn được phân cực bởi từ trường ngoài.

Tương tác từ phụ thuộc thời gian thường quan sát thấy trong chất thuận từ ở nhiệt độ cao, trong dung dịch lỏng có chứa các ion thuận từ hoặc trong các kim loại lỏng.

Tương tác điện thống kê thường xảy ra trong các kim loại có cấu trúc không lập phương (noncubic), trong các bán dẫn, điện môi và trong các vật rắn có phân bố bất đối xứng của các điện tích trong lưới tinh thể.

Tương tác điện phụ thuộc thời gian được quan sát thấy trong các chất lỏng hoặc khí mà gradien điện trường phụ thuộc thời gian.

Như vậy, nghiên cứu sự nhiễu loạn tương quan góc gamma-gamma sẽ xác định được các đặc trưng của điện từ trường bên trong vật rắn gây nên nhiễu loạn. Nói khác đi, hạt nhân chuyển dời gamma nổi tầng được sử dụng như một "đầu dò" để nghiên cứu trường bên trong vật rắn. Tương tác của trường bên trong vật rắn cũng thường được gọi là tương tác siêu tinh tế (hyperfine interaction).

Sự lựa chọn kiểu đo tương quan góc nhiễu loạn căn cứ vào thời gian sống τ của hạt nhân ở trạng thái trung gian của cascade, độ lớn và đặc trưng của trường tương tác và các thông số đặc trưng của hệ đo trùng phùng.

Có 2 kiểu đo tương quan góc nhiễu loạn.

- Hệ trùng phùng có thời gian phân giải $2\tau_0 \ll \tau$: Nếu làm cho các xung ứng với các lượng tử γ của cascade chậm lại một thời gian từ t đến $(t + 2\tau)$ thì đó có thể nghiên cứu sự phụ thuộc vào thời gian của hàm tương quan góc $W(\theta, t)$. Đó là nguyên tắc của kiểu đo vi phân tương quan góc nhiễu loạn.
- Nếu $2\tau_0 \gg \tau$ thì hàm tương quan góc được đo trong thời gian từ $t=0$ đến ∞ , đây là kiểu đo tích phân.

Thời gian hình thành xung trong detector và chất lượng của hệ trùng phùng là hai thông số quyết định thời gian phân giải $2\tau_0$ của hệ đo trùng phùng.

Kỹ thuật tiên tiến của điện tử nhanh đã cho phép xây dựng được các hệ đo trùng phùng có thời gian phân giải rất nhỏ, chỉ cỡ ns hoặc nhỏ hơn (10^{-9} s- 10^{-10} s).

Đối với một cascade xác định, nếu đã thực hiện được phép đo vi phân thì vẫn với hệ thiết bị đó, có thể thực hiện được phép đo tích phân. Ngược lại nếu chỉ thực hiện được phép đo tích phân thì không thực hiện được phép đo vi phân.

Hiện nay bằng phương pháp tương quan góc gamma-gamma người ta có thể quan sát thấy tương tác siêu tinh tế trong vật rắn đối với những trường hợp thỏa mãn điều kiện $\omega\tau > 0,01$.

Như vậy, nếu trường yếu (ω nhỏ) thì không thể sử dụng các hạt nhân có thời gian sống τ của trạng thái trung gian quá nhỏ làm "đầu dò". Trong thực tế, số hạt nhân chuyển dời gamma nổi tầng có thể sử dụng làm đầu dò không phải là vô hạn.

Thí dụ:

Trong một số vật rắn, tần số ω_E tuế sai của tương tác điện tứ cực là 3000 MHz. Như vậy, cần phải sử dụng hạt nhân đầu dò chuyển dời gamma nổi tầng có thời gian sống của trạng thái trung gian $\tau \geq 10^{-12}$ s.

Các kết quả nghiên cứu hiện nay cho biết: Tần số ω của tương tác siêu tinh tế được quan sát thấy nằm trong khoảng từ 100 MHz đến 1 MHz, nghĩa là, một cách tương ứng, phải dùng các hạt nhân của cascade có $\tau \geq 10^{-10}$ s đến $\tau \geq 10^{-8}$ s

4.5 Nhiễu loạn của tương quan góc gamma - gamma trong điện trường tinh thể vật rắn

Dưới đây trình bày một trường hợp đơn giản nhất: Trường điện có tính đối xứng trục, đặc trưng bởi gradient $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ và thành phần V_{zz} dọc theo một trục z xác định. Điện trường này có trong vật rắn cấu trúc hexagonal và trục z này thường được chọn chính là trục tinh thể. Hạt nhân có spin I , mô men điện Q ở trạng thái trung gian của cascade. Do tác dụng của điện trường lên mô men điện, hạt nhân sẽ chuyển động tuế sai quanh trục z với các tần số là bội của tần số cơ bản ω_0 xác định bởi hệ thức

$$\omega_0 = \frac{peQV_{zz}}{4I(2I-1)\hbar},$$

trong đó: e là điện tích cơ bản, có giá trị bằng $1,6 \cdot 10^{-19}$ C, p nhận các giá trị bằng 3 nếu spin I nguyên và bằng 6 nếu spin I bán nguyên.

Hàm vi phân tương quan góc nhiễu loạn gamma-gamma có dạng

$$W(\theta, V_{zz}, t) = 1 + \sum_{k \text{ chẵn}}^k A_k G_k P_k(\cos \theta).$$

Hệ số nhiễu loạn G_k trong trường hợp tổng quát, có dạng rất phức tạp. Dưới đây là biểu thức hệ số nhiễu loạn của một số trường hợp đặc biệt.

Chẳng hạn: Đối với vật rắn đa tinh thể lý tưởng không có hướng nào trội

$$G_0(t) = 1$$

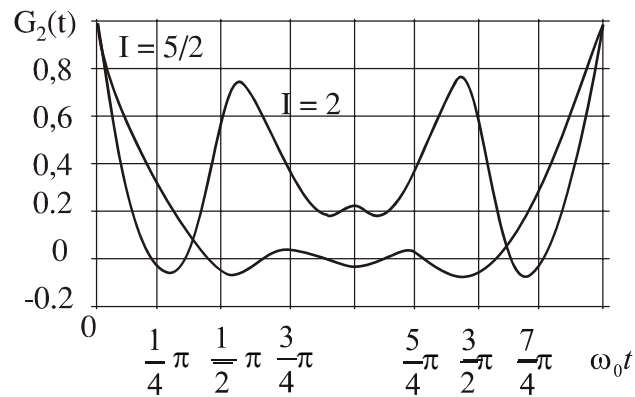
$$I = 1: G_2(t) = \frac{1}{5}(3 + 2 \cos \omega_0 t)$$

$$I = \frac{3}{2}: G_2(t) = \frac{1}{5}(1 + 4 \cos \omega_0 t)$$

$$I = 2: \begin{cases} G_2(t) = \frac{1}{5} \left(\frac{13}{7} + \frac{2}{7} \cos \omega_0 t + \frac{12}{7} \cos 3\omega_0 t + \frac{8}{7} \cos 4\omega_0 t \right) \\ G_4(t) = \frac{1}{9} \left(\frac{29}{7} + \frac{12}{7} \cos \omega_0 t + \frac{16}{7} \cos 3\omega_0 t + \frac{6}{7} \cos 4\omega_0 t \right) \end{cases}$$

$$I = \frac{5}{2}: \begin{cases} G_2(t) = \frac{1}{5} \left(1 + \frac{13}{7} \cos \omega_0 t + \frac{10}{7} \cos 2\omega_0 t + \frac{5}{7} \cos 3\omega_0 t \right) \\ G_4(t) = \frac{1}{9} \left(1 + \frac{15}{7} \cos \omega_0 t + \frac{18}{7} \cos 2\omega_0 t + \frac{23}{7} \cos 3\omega_0 t \right) \end{cases}$$

Trong đơn tinh thể thì biểu thức của hệ số $G_k(t)$ có dạng phức tạp hơn nhiều vì khi đó sẽ có thêm các hệ số mô tả sự phụ thuộc vào hướng của trục đơn tinh thể và hướng phát xạ của các lượng tử γ_1, γ_2 .



Hình 4.3
Hệ số $G_2(t)$ của tương tác điện trong đa tinh thể lý tưởng

Trên hình 4.3 là dạng của hệ số vi phân $G_2(t)$ tính cho tương tác điện trong vật rắn đa tinh thể đối với trạng thái trung gian của cascade có spin $I=5/2$ và 2 , điện trường đối xứng trục

$$\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}} = 0.$$

Như vậy để xác định độ lớn của điện trường bên trong tinh thể của một vật liệu đa tinh thể, đặc trưng bởi đại lượng V_{zz} , ta cần xác định được tần số ω_0 .

Trong thực nghiệm cần phải khảo sát sự thay đổi của hàm tương quan góc theo thời gian $W(\theta, V_{zz}, t)$. Muốn vậy ta phải đo hàm tương quan góc tại một góc θ xác định nhưng trong các thời gian làm chậm t khác nhau của các xung ứng với một trong các lượng tử gamma của cascade. (Thường chọn góc θ sao cho hàm tương quan góc có thay đổi nhiều nhất). Từ sự so sánh với hàm tương quan góc không nhiễu loạn ta sẽ xác định được hệ số nhiễu loạn $G_k(t)$ và từ sự so sánh với các biểu thức lý thuyết của $G_k(t)$ sẽ xác định được tần số ω_0 .

Nếu là kiểu đo tích phân, tức là áp dụng cho trường hợp thời gian sống của trạng thái trung gian của cascade rất nhỏ so với thời gian phân giải của sơ đồ trùng phùng $2\tau_0 \gg \tau$, thì hàm tích phân tương quan góc nhiễu loạn chuyển từ hàm vi phân sang bởi phép lấy trung bình theo thời gian của hàm $e^{-t/\tau}$. Khi đó hàm tích phân tương quan góc nhiễu loạn có dạng:

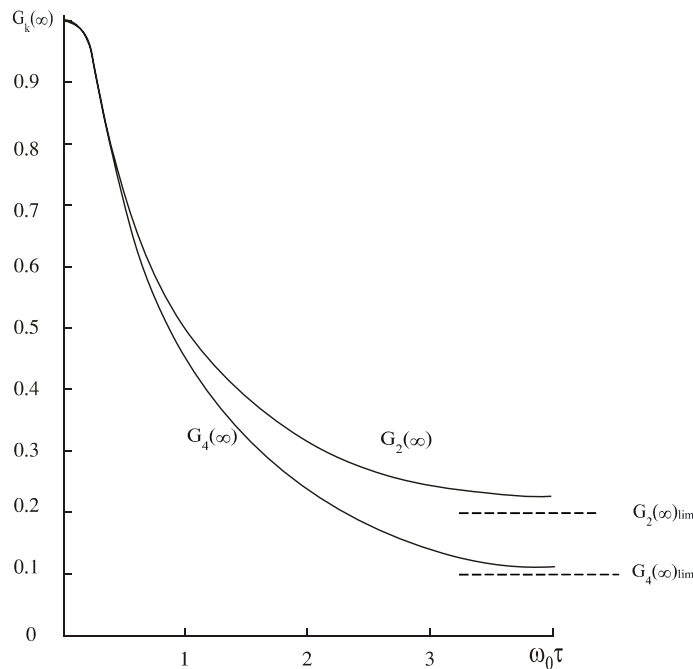
$$\begin{aligned} \overline{W(\theta, V_{zz}, \infty)} &= \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} W(\theta, V_{zz}, t) dt \\ &= 1 + \sum_{k \text{ chẵn}}^k A_k \overline{G_k(\infty)} P_k(\cos \theta). \end{aligned}$$

Hệ số nhiễu loạn tích phân đối với vật rắn đa tinh thể lý tưởng tính cho các trạng thái spin I khác nhau có dạng như sau:

$$\begin{aligned}
 G_0(\infty) &= 1 \\
 l=1, G_2(\infty) &= \frac{1}{5} \left(3 + \frac{2}{1 + (\omega_0 \tau)^2} \right) \\
 l=\frac{3}{2}, G_2(\infty) &= \frac{1}{5} \left(1 + \frac{4}{1 + (\omega_0 \tau)^2} \right) \\
 l=2, \begin{cases} G_2(\infty) = \frac{1}{5} \left(\frac{13}{7} + \frac{2}{7} \cdot \frac{1}{1 + (\omega_0 \tau)^2} + \frac{12}{7} \cdot \frac{1}{1 + (3\omega_0 \tau)^2} + \frac{8}{7} \cdot \frac{1}{1 + (4\omega_0 \tau)^2} \right) \\ G_4(\infty) = \frac{1}{9} \left(\frac{29}{7} + \frac{12}{7} \cdot \frac{1}{1 + (\omega_0 \tau)^2} + \frac{16}{7} \cdot \frac{1}{1 + (3\omega_0 \tau)^2} + \frac{8}{7} \cdot \frac{1}{1 + (4\omega_0 \tau)^2} \right) \end{cases}
 \end{aligned}$$

Hệ số nhiễu loạn tích phân không khi nào giảm tới giá trị 0. Sự suy giảm của hệ số nhiễu loạn đạt tới giá trị nhỏ nhất trong trường hợp $\omega_0 \tau \rightarrow \infty$. Đây là trường hợp giới hạn, ứng với khi tương tác lớn vô cùng. Các giá trị giới hạn $G_k(\infty)_{\text{lim}}$ được xác định khi cho các tích $\omega_0 \tau \rightarrow \infty$ trong các biểu thức của $G_k(\infty)$.

Hình 4.4 mô tả sự suy giảm của hệ số nhiễu loạn tích phân đối với vật liệu đa tinh thể, tính cho trường hợp spin trạng thái trung gian của cascade $l=2$.



Hình 4.4
Hệ số $G_k(\infty)$

4.6 Nhiễu loạn của tương quan góc gamma-gamma trong từ trường

Từ trường bên trong vật rắn nói chung rất yếu nên hiệu ứng nhiễu loạn tương quan góc gamma-gamma bởi từ trường đó nói chung rất nhỏ, ngoại trừ trong một số hợp chất thuận từ mà tính chất từ là do các ion đất hiếm gây nên thì từ trường bên trong các hợp chất đó có khi tới 10^3 T và là từ trường cự ly ngắn.

Từ trường bên trong các chất sắt từ (ferromagnetic) có thể trở thành tương đối mạnh (20-30 T) nếu đặt các chất sắt từ trong một từ trường bên ngoài, không cần lớn lắm, chỉ khoảng một vài T.

Trong chất sắt từ phân cực thì từ trường \bar{H} sẽ có một phương xác định. Do đó lý thuyết mô tả tương quan góc nhiễu loạn bởi từ trường \bar{H} sẽ khác về nguyên tắc, so với trường hợp tương tác điện trình bày ở trên trong đó đã giả thiết rằng sự định hướng của các tinh thể trong vật rắn là hoàn toàn thông kê.

Thật vậy trong từ trường \bar{H} , mô men từ $\bar{\mu}$ của hạt nhân chịu tác dụng của một mô men quay, sẽ chuyển động tuế sai quanh \bar{H} với tần số ω_B xác định bởi hệ thức:

$$\omega_B = -\frac{\mu H}{\hbar} = -\frac{g\mu_N H}{\hbar},$$

trong đó I là spin của hạt nhân ở trạng thái trung gian của cascade, μ_N là ma-nê-ton hạt nhân ($\mu_N = \frac{e\hbar}{2M_p c}$, M_p là khối lượng của proton), g là hệ số từ hồi chuyển (gyromagnetic) của hạt nhân, liên hệ với mô men từ μ và spin hạt nhân theo hệ thức: $\mu = g\mu_N I$.

Tương quan góc γ - γ nhiễu loạn vi phân trong từ trường \bar{H} được mô tả bởi hàm sau đây:

$$W(\theta, H, t) = 1 + \sum_k A_k G_k(B, t) P_k(\cos\theta),$$

trong đó hệ số nhiễu loạn, hay hệ số suy giảm, có dạng:

$$G_k(H, t) = \frac{1}{2k+1} \sum_k \cos N\omega_B t, \quad N = 2, 4, \dots, k_{\max}.$$

Ta thấy hệ số nhiễu loạn $G_k(H, t)$ trong trường hợp này là một tổng của các thành phần dao động có cùng một biên độ và với tần số bằng một số chẵn lần tần số cơ bản ω_B, \dots , khác với trường hợp tương tác điện.

Trong thực tế, để đơn giản, có thể viết hàm tương quan góc không nhiễu loạn $W(\theta)$ dưới dạng hơi khác đi một chút.

Ta lưu ý rằng đa thức Legendre $P_k(\cos\theta)$ là một chuỗi lũy thừa có dạng $a_k \cos^k \theta$, trong đó $k = 0, 2, 4, \dots$. Vậy cho nên cũng có thể biểu diễn đa thức Legendre dưới dạng một chuỗi $b_k \cos k\theta$. Do đó

$$W(\theta) = 1 + \sum_k b_k \cos k\theta,$$

trong đó các hệ số b_k liên hệ với các hệ số A_k theo các hệ thức

$$b_2 = \frac{48A_2 + 20A_4}{64 + 16A_2 + 9A_4}, \quad b_4 = \frac{35A_4}{64 + 16A_2 + 9A_4}.$$

Khi đó, hàm vi phân tương quan góc nhiễu loạn có dạng đơn giản hơn:

$$W(\theta, H, t) = 1 + \sum_{k=2}^{k_{\max}} b_k \cos k(\theta - \omega_B t); \quad k = 2, 4, \dots$$

Còn hàm tích phân sẽ được tính bằng cách lấy trung bình theo thời gian đối với hàm vi phân

$$W(\theta, H, t = \infty) = 1 + \sum_{k=2}^{k_{\max}} \frac{b_k}{\sqrt{1 + (k\omega_B \tau)^2}} \cos k(\theta - \Delta\theta),$$

trong đó $\Delta\theta = \frac{1}{k} \arctg(k\omega_B \tau)$; $k = 2, 4, \dots$

Ta nhận thấy chiều xô dịch (sang phải hoặc sang trái) của hàm tích phân tương quan góc nhiễu loạn $W(\theta, H, t = \infty)$ so với không nhiễu loạn, phụ thuộc vào hướng của từ trường \bar{H} . Người ta quy ước rằng:

Từ trường \bar{H} là dương nếu hướng phát xạ của các lượng tử γ_1, γ_2 và \bar{H} tạo thành tam diện thuận ($\gamma_1, \gamma_2, \bar{H}$).

Đối với cascade chỉ có hệ số $A_2 \neq 0$ còn $A_4 = 0$ thì hàm tích phân có dạng đơn giản như sau:

$$W(\theta, \pm H, t = \infty) = 1 + b_2 \frac{\cos 2(\theta \pm \Delta\theta)}{\sqrt{1 + (2\omega_B \tau)^2}}.$$

Hàm này sẽ thay đổi nhiều nhất đối với góc $\theta = \frac{3\pi}{2}$.

Trong thực nghiệm, người ta thường khảo sát đại lượng R được định nghĩa theo hệ thức sau đây:

$$R = \frac{W\left(\frac{3\pi}{2}, +H\right) - W\left(\frac{3\pi}{2}, -H\right)}{\frac{1}{2} \left[W\left(\frac{3\pi}{2}, +H\right) + W\left(\frac{3\pi}{2}, -H\right) \right]},$$

trong đó $W\left(\frac{3\pi}{2}, H\right)$ là hàm tích phân cho trường hợp $\theta = \frac{3\pi}{2}$ và từ trường H thẳng góc có cường độ và chiều xác định, dấu - chỉ \bar{H} có chiều ngược lại.

Thay các giá trị của $\theta = \frac{3\pi}{2}$ và $\Delta\theta = \frac{1}{2} \arctg(2\omega_B \tau)$ vào các biểu thức của $W(\theta, \pm H, t = \infty)$ thì R trở thành:

$$R = -2b_2 \frac{\sin 2\Delta\theta}{\sqrt{1 + (2\omega_B \tau)^2}} = -b_2 \sin 4\Delta\theta$$

Từ đó ta sẽ xác định được ω_B .

Hiện nay, để nghiên cứu trường bên trong vật rắn người ta sử dụng các phương pháp sau đây:

- a) Cộng hưởng từ hạt nhân (NMR)
- b) Cộng hưởng điện tử thuận từ (EPR)

- c) Hiệu ứng Mürssbauer
- d) Tương quan góc gamma - gamma nhiễu loạn (PAC)
- e) Định hướng hạt nhân ở nhiệt độ thấp.

Các phương pháp trên đều có những hạn chế, nhược điểm nhất định. Chẳng hạn: các nghiên cứu định hướng hạt nhân ở nhiệt độ thấp đòi hỏi phải tạo được nhiệt độ cho các thực nghiệm tại nhiệt độ heli lỏng. Hiệu ứng Mürssbauer chỉ xảy ra với xác suất cao đối với các chuyển dời gamma $E_\gamma \leq 150$ keV và trong các tinh thể vật rắn có năng lượng liên kết lớn, tức là có nhiệt độ Debye θ cao. Phương pháp tương quan góc $\gamma - \gamma$ áp dụng có hiệu quả chỉ đối với các trạng thái của hạt nhân có thời gian sống tương đối dài.

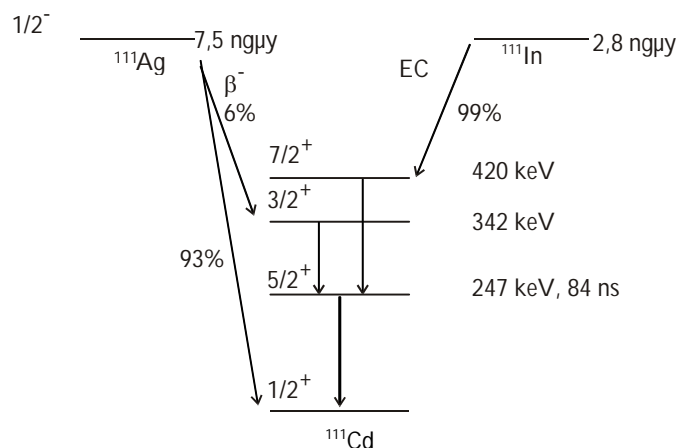
So với các phương pháp khác thì phương pháp tương quan góc $\gamma - \gamma$ có những ưu điểm sau đây:

Đây là phương pháp có thể xem là duy nhất hiện nay, cho phép xác định chính xác gradien điện trường bên trong vật rắn.

Phương pháp này có thể áp dụng cho những vật rắn có trường bên trong tinh thể rất lớn, khi mà các điều kiện tối ưu để áp dụng phương pháp cộng hưởng từ hạt nhân hoặc cộng hưởng từ điện tử không thực hiện được.

4.7 Một thí dụ

^{111}Cd là một trong những hạt nhân thường được sử dụng làm “đầu dò” trong các phép đo tương quan góc gamma-gamma. ^{111}Cd là sản phẩm phân rã của các hạt nhân ^{111}Ag hoặc ^{111}In (xem sơ đồ phân rã ở hình 4.5)

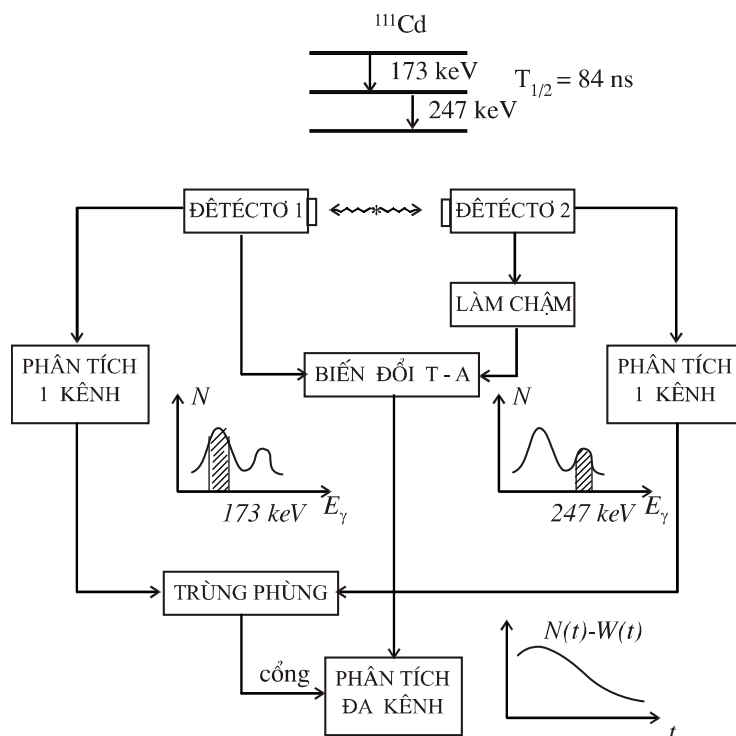


Hình 4.5
Sơ đồ phân rã của ^{111}Cd

Sử dụng các phản ứng hạt nhân thích hợp, các hạt nhân, “đầu dò” sẽ được đưa vào trong vật rắn cần nghiên cứu tương tác “siêu tinh tế”.

Chẳng hạn, bắn phá bia Ag bằng dòng hạt α từ các máy gia tốc để gây phản ứng $^{109}\text{Ag}(\alpha, 2n)$, người ta sẽ tạo được một mẫu, trong đó các hạt nhân ^{111}Cd dịch chuyển nổi tầng trong lưới tinh thể của Ag.

Bia có thể là một hợp kim, chẳng hạn của Ag và một kim loại khác. Bản chất của kim loại thành phần này cũng như hàm lượng của chúng trong hợp kim sẽ thay đổi các đặc trưng của trường bên trong lưới tinh thể của hợp kim. Khảo sát các đặc trưng tương quan góc gamma-gamma của hạt nhân ^{111}Cd ta sẽ biết được các đặc trưng của trường bên trong hợp kim cần nghiên cứu. Hình 4.6 mô tả sơ đồ của hệ điện tử đo tương quan góc gamma-gamma của hạt nhân ^{111}Cd . Đó là một hệ trùng phùng nhanh - chậm



Hình 4.6
Một sơ đồ trùng phùng nhanh-chậm

Bảng 4.1 liệt kê một số hạt nhân khác có thể sử dụng làm các “đầu dò” trong các phép đo tương quan góc gamma-gamma và các đặc trưng cơ bản của chúng.

Bảng 4.1
Một số hạt nhân “đầu dò”

Đầu dò	E (keV) I T _{1/2} (ns)			Mẹ, T _{1/2}	Chuyển dời γ - γ			
	E _{γ1} (keV)	%	E _{γ2} (keV)		%			
^{111}Cd	247	5/2 ⁺	84	^{111}Ag 7,5d.	95	20	247	100
^{181}Ta	482	5/2 ⁺	10,6	^{181}Hf 42d.	133	93	482	85
^{187}Re	206	9/2 ⁺	570	^{187}W 24h.	480	30	72	15
^{199}Hg	158	5/2 ⁺	2,3	$^{199\text{m}}\text{Hg}$ 43m.	375	100	158	100
^{204}Pb	1274	4 ⁺	260	$^{204\text{m}}\text{Pb}$ 67m.	912	98	375	99
^{44}Sc	68	1 ⁺	153	^{44}Ti 48y.	78	100	68	100

Việc lựa chọn hạt nhân “đầu dò” tùy thuộc vào điều kiện thực nghiệm và yêu cầu của từng nghiên cứu cụ thể đề ra. Chẳng hạn, các hạt nhân đầu dò với các hạt nhân mẹ có chu kỳ bán rã $T_{1/2}$ nhỏ chỉ được sử dụng trong trường hợp phòng thí nghiệm không ở quá xa nơi tạo mẫu

Chương 5

Sự hủy pozitron và ứng dụng trong nghiên cứu vật rắn

5.1 Tương tác của pozitron với vật chất

5.1.1 Pozitron trong vật chất

Pozitron có khối lượng, spin và mô men từ giống như electron, chỉ có điện tích là trái ngược nhau: Electron có điện tích âm còn pozitron có điện tích bằng với điện tích của electron nhưng là điện tích dương.

Giống như electron, pozitron bền trong chân không.

Ta hãy xét sự đi trong vật chất của các pozitron phát ra từ các nguồn đồng vị.

Các pozitron phát ra từ các nguồn đồng vị có phổ năng lượng liên tục, giống như phổ năng lượng của các electron trong phân rã phóng xạ β của các nguồn đồng vị phóng xạ.

Tương tác của pozitron trong vật chất bắt đầu bằng một pha rất ngắn, chỉ chừng $3 \div 6 \cdot 10^{-12}$ s. Chúng bị làm chậm rất nhanh chóng do tán xạ đàn hồi bởi các hạt nhân, electron của vật chất và trở thành bị nhiệt hoá (thermalisation). Sau đó, là pha, trong đó pozitron “khuếch tán” do tương tác của điện trường giữa các nguyên tử. Pozitron gặp một electron liên kết yếu trong vật chất. Cặp $e^+ - e^-$ này sẽ hủy và pozitron kết thúc thời gian sống của nó trong vật chất. Trong quá trình hủy của cặp $e^+ - e^-$ có các bức xạ hủy, dưới dạng các photon, được phát ra. Cũng giống như đối với các electron phát ra từ một nguồn đồng vị, khi đi trong vật chất, xác suất $P(x)$ để pozitron đi qua được đoạn đường x là

$$P(x) = e^{-\mu x},$$

trong đó μ (cm^{-1}) = 16ρ ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) $\cdot E_{\text{max}}^{-1,43}$ (MeV). ρ là khối lượng riêng của vật chất, E_{max} là năng lượng cực đại của phổ liên tục pozitron.

Nếu chỉ kể đến các pozitron phát ra từ các nguồn đồng vị thường được sử dụng trong các ứng dụng để nghiên cứu cấu trúc vật rắn thì quãng đường đi được của các pozitron trong vật chất chỉ từ vài chục đến vài trăm micron.

Bảng 5.1 liệt kê quãng đường cực đại đi được của pozitron từ nguồn đồng vị ^{22}Na trong các vật liệu khác nhau.

Bảng 5.1Mật độ vật liệu và quãng đường cực đại của các pozitron (^{22}Na)

Vật liệu	Mật độ vật liệu (g/cm ³)	Quãng đường (μm)
NaCl	2,16	1175
Al	2,70	935
Ni	8,90	310
Cd _{0,2} Hg _{0,8} Te	7,64	460
CdTe	5,80	575
HgTe	8,10	435
GaAs	5.32	560

5.1.2 Hủy pozitron

Quá trình hủy cặp $e^+ - e^-$ tuân theo bảo toàn năng lượng, điện tích, spin và mômen động lượng. Quá trình hủy cặp luôn luôn kèm theo sự phát bức xạ điện từ, dưới dạng các lượng tử photon. Số photon phát xạ phụ thuộc vào trạng thái spin của cặp $e^+ - e^-$ và sự hiện diện của các hạt khác ở nơi xảy ra quá trình hủy.

Quá trình hủy cặp $e^+ - e^-$ kèm theo phát xạ 2 lượng tử gamma có xác suất lớn hơn nhiều so với các quá trình hủy phát xạ 3,4 lượng tử gamma.

$$\sigma(3\gamma)/\sigma(2\gamma) = 1/137$$

$$\sigma(4\gamma)/\sigma(2\gamma) = 1/(137)^2$$

Quá trình hủy cặp kèm theo phát xạ 1 lượng tử gamma có thể xảy ra đối với các pozitron năng lượng lớn, đó là phản ứng hạt nhân giữa pozitron và hạt nhân của môi trường. Quá trình này cho ít thông tin về cấu trúc electron của môi trường hủy.

Như vậy, với mục đích nghiên cứu cấu trúc vật rắn, người ta thường dùng các pozitron từ các đồng vị phóng xạ, có năng lượng không lớn lắm và nghiên cứu quá trình hủy cặp $e^+ - e^-$ kèm theo phát xạ 2 lượng tử gamma.

Trong vật rắn, sự hủy cặp có thể xảy ra trong 2 trạng thái của cặp $e^+ - e^-$.

Trạng thái tự do: Pozitron tương tác với electron dẫn của vật rắn mà không có liên kết gì với electron. Hủy cặp ở trạng thái tự do thường xảy ra trong kim loại, gọi tắt là hủy tự do.

Trạng thái liên kết: Pozitron cùng với electron tạo thành một nguyên tử kiểu hydrô, nguyên tử này được gọi là pôzitroni (ký hiệu là P_s). Hủy cặp ở trạng thái này được gọi tắt là hủy liên kết.

a) Hủy tự do

Tiết diện hủy kèm theo phát xạ 2γ xảy ra giữa một pozitron tự do và một electron tự do đã được Dirac tính.

Đối với các electron không tương đối ($\beta = v/c \ll 1$), trong đó bỏ qua tương tác với hạt nhân, tiết diện đó được tính theo hệ thức

$$\sigma_{2\gamma} = \frac{\pi r_0^2 c}{v},$$

trong đó $r_0 = e^2 / m_0 c^2 = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ là bán kính cổ điển của electron; v là vận tốc tương đối giữa positron và electron; c là vận tốc ánh sáng. Tiết diện này tỷ lệ nghịch với vận tốc v .

Xem môi trường tương tác như một khí electron tự do với vận tốc đồng nhất v_{e^-} . Người ta xét một đại lượng, thường được gọi là vận tốc hủy, có giá trị bằng

$$\lambda_{2\gamma} = \sigma_{2\gamma} \cdot \phi,$$

trong đó ϕ là thông lượng electron ở nơi positron ($\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), ϕ có giá trị bằng $n v_{e^-}$, trong đó n là mật độ electron ở nơi positron hủy (m^{-3}).

Nếu cho rằng các positron hủy khi chúng đã được nhiệt hoá thì vận tốc tương đối v trong biểu thức của $\sigma_{2\gamma}$ có thể xem như là vận tốc v_{e^-} của các electron.

Khi đó có thể viết lại biểu thức của $\lambda_{2\gamma}$ như sau:

$$\lambda_{2\gamma} = \pi r_0^2 c n.$$

Cần chú ý rằng $\lambda_{2\gamma}$ có thứ nguyên nghịch đảo của thời gian, s^{-1} . Đại lượng này có ý nghĩa là xác suất toàn phần hủy positron trong đơn vị thời gian. Đại lượng nghịch đảo của nó, có thứ nguyên thời gian, sẽ có ý nghĩa là thời gian sống trung bình của positron, thường được ký hiệu là τ .

$$\tau = \frac{1}{\lambda_{2\gamma}} = \frac{1}{\pi r_0^2 c n}$$

Như vậy ta thấy rằng thời gian sống của positron trong vật chất tỷ lệ nghịch với mật độ electron mà positron gặp trong vật chất. Quá trình hủy positron có tính ngẫu nhiên, tương tự như tính ngẫu nhiên của sự phân rã phóng xạ hoặc sự suy giảm cường độ một chùm tia gamma khi đi qua vật chất. Ta có thể chứng minh rằng: Nếu ban đầu có một số N_0 positron trong vật chất, xác suất hủy là λ , thì tại thời điểm t sẽ vẫn còn tồn tại một số N positron, và được xác định theo hệ thức

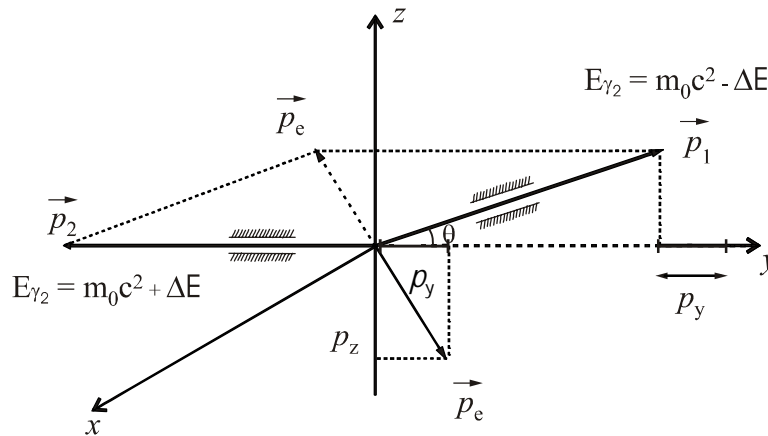
$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t),$$

trong đó λ chính là đại lượng $\lambda_{2\gamma}$ đã nói ở trên (để cho gọn ta không viết chỉ số 2γ nữa). Thừa số $\exp(-\lambda t)$ có ý nghĩa là xác suất để cho một positron phát ra ở thời điểm ban đầu $t=0$ vẫn còn tồn tại đến thời điểm t . Ở trên ta đã xét ảnh hưởng của mật độ electron của vật chất đối với thời gian sống của positron trong vật chất đó. Mặt khác, ta sẽ thấy: năng lượng của các electron cũng có ảnh hưởng đến một số tính chất của các bức xạ hủy.

Thật vậy, như ta đã biết, nếu tham gia quá trình hủy với positron là một electron đứng yên thì bức xạ hủy sẽ là 2 lượng tử gamma phát xạ theo 2 hướng hoàn toàn ngược chiều nhau, mỗi lượng tử gamma có năng lượng bằng $m_0 c^2 = 511 \text{ keV}$. Tuy nhiên, trong vật chất xảy ra sự hủy thì electron mà positron gặp luôn luôn ở trạng thái chuyển động: Sau khi đã nhiệt

hoá, đến năng lượng rất nhỏ, coi như bằng không, chỉ cỡ vài phần trăm eV thì positron gặp một electron chuyển động và xảy ra sự hủy. Xung lượng của hệ positron - electron khác 0, do đó 2 lượng tử gamma của bức xạ hủy sẽ phát xạ theo 2 hướng khác nhau một góc θ và năng lượng của mỗi lượng tử gamma sẽ khác 511 keV một lượng ΔE .

Hình 5.1 minh họa sự tương quan về năng lượng, xung lượng, hướng bay của các lượng tử gamma của bức xạ hủy, trong hệ toạ độ phòng thí nghiệm: Trục hoành là hướng phát xạ của một trong hai lượng tử gamma.



Hình 5.1
Sự hủy e^+e^- trong hệ phòng thí nghiệm

Xung lượng \vec{p}_e của electron liên hệ với góc lệch θ giữa 2 hướng phát xạ của các lượng tử gamma và sai khác năng lượng ΔE theo các hệ thức sau đây:

$$p_z = \theta \cdot m_0c^2$$

$$p_y = \frac{2\Delta E}{c}$$

Các kết quả nghiên cứu đã cho thấy: góc θ rất nhỏ, chỉ cỡ 1° tức là chỉ khoảng 16–17 mrad và ΔE chỉ cỡ vài keV.

Tóm lại, trong trường hợp hủy tự do của positron, có các kết luận sau đây:

- Từ sự nghiên cứu thời gian sống τ của positron trong vật chất có thể có được thông tin về mật độ n của electron trong vật chất đó.
- Vì positron khi hủy có động năng rất nhỏ (khi nhiệt hoá, chỉ cỡ vài phần trăm eV) nên xung lượng \vec{p}_e của cặp e^+e^- có thể xem như chính là của electron. Do đó nghiên cứu phân bố bức xạ hủy theo góc lệch θ và theo năng lượng ΔE thì ta sẽ biết xung lượng electron.

b) Hủy liên kết

Trong quá trình hủy kiểu này thì positronium được tạo thành.

Khi tương tác với vật chất có mật độ electron nhỏ, positron có thể liên kết với một electron và tạo thành “nguyên tử” có tên gọi là pôzitroni. Nguyên tử này có cấu trúc tương tự như nguyên tử hydro.

Tùy theo sự định hướng spin của các hạt thành phần mà positronium tồn tại ở các trạng thái khác nhau: Para (singlet): nguyên tử $p\text{-P}_s$, trong đó spin của positron và electron định hướng ngược chiều nhau. Ortho (triplet): nguyên tử $o\text{-P}_s$, trong đó spin của hai hạt định hướng cùng chiều nhau.

Theo các định luật bảo toàn, sự hủy trong trạng thái singlet 1s_0 của $p\text{-P}_s$ chỉ xảy ra với sự phát xạ 2 lượng tử gamma còn trạng thái triplet 3s_1 của $o\text{-P}_s$ chỉ xảy ra với sự phát xạ 3 lượng tử gamma.

Thời gian sống trong chân không của parapositronium rất ngắn, chỉ cỡ 125 ps, còn của orthopositronium thì dài hơn rất nhiều, khoảng ngàn lần lớn hơn, tức là vào cỡ 142 ns.

Tổng hợp lại, các cơ chế hủy positron trong vật rắn có thể được thống kê trong bảng 4.1. Cột sau cùng chỉ vai trò đóng góp tương đối của mỗi cơ chế vào quá trình hủy chung của positron.

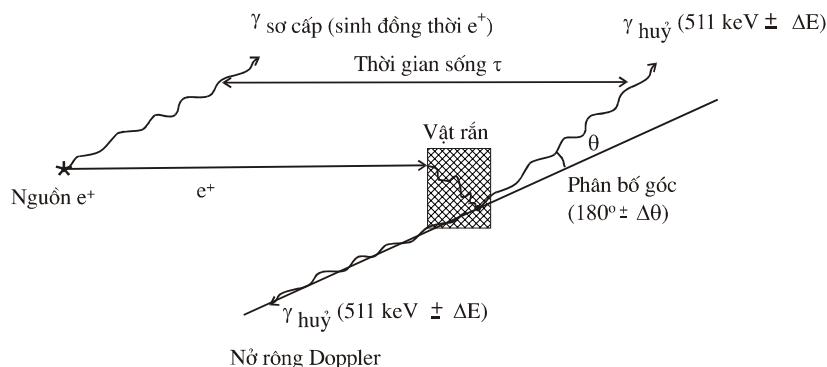
Bảng 5.1
Tổng hợp các cơ chế hủy positron trong vật rắn

Làm chậm	Khuếch tán		Thời gian sống (ps)	
		Hủy tự do	100-500	
		Trong bẫy	200-1000	
		Tạo thành Pozitroni	$p\text{-P}_s$	125
			$o\text{-P}_s$	140.000
		Pozitronium		

5.2 Các phương pháp đo hủy positron nghiên cứu vật rắn

5.2.1 Nguyên tắc chung

Hình 5.2 tổng hợp các phương pháp nghiên cứu vật rắn dựa vào các phép đo đặc trưng của quá trình hủy positron.



Hình 5.2
Tổng hợp các phương pháp đo hủy pozitron

5.2.2 Phương pháp đo thời gian sống của pozitron

a) Các nguồn pozitron

Để thực nghiệm thuận lợi, các đồng vị phóng xạ dùng làm nguồn pozitron cần có các tính chất sau đây: Có chu kỳ bán rã đủ lớn, sơ đồ phân rã đơn giản, trạng thái kích thích có thời gian sống ngắn để lượng tử gamma sinh ra từ nguồn có thể dùng làm tín hiệu “start” so với thời điểm ghi bức xạ hủy trong vật rắn cần nghiên cứu, lượng tử gamma này có năng lượng khác biệt so với bức xạ hủy.

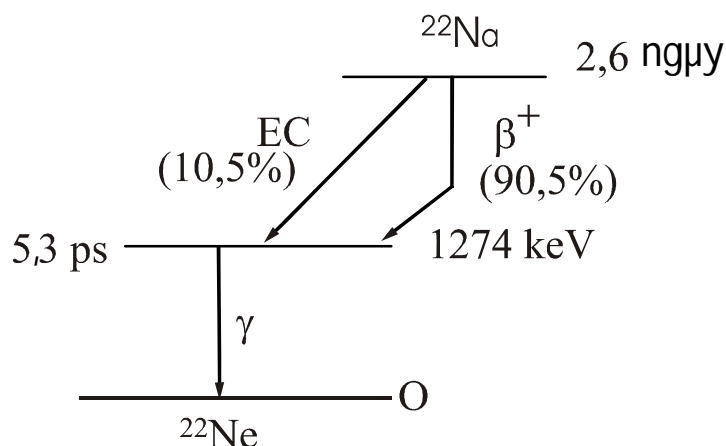
Bảng 5.2. Một số nguồn đồng vị phát e^+

Đồng vị	$T_{1/2}$	$E_{\beta\max}$	$E_{\gamma}(\text{start})$	$T_{1/2}$ mức kích thích	E_{γ} khác	Cách tạo
^{22}Na	2,6 năm	0,545 MeV (90%)	1,274 MeV (100%)	3,7 ps		$^{23}\text{Mg}(\text{d},\alpha)$ $^{19}\text{F}(\alpha, n)$
^{26}Al	$7,2 \cdot 10^5$ năm	1,16 MeV (82%)	1,808 MeV (100%)	0,5 ps		$^{26}\text{Mg}(\text{p},n)$ $^{25}\text{Mg}(\text{d},n)$ $^{28}\text{Si}(\text{d},\alpha)$
^{44}Ti - ^{44}Sc	48,3 năm	1,47 MeV (94%)	1,157 MeV (100%)	2,9 ps	68 keV (88%) 78 keV (95%)	$^{45}\text{Sc}(\text{p},2n)$ $^{45}\text{Sc}(\text{d},3n)$
^{56}Co	78,7 ngày	1,46 MeV (18%)	1,238 MeV (67%)	0,7 ps	0,85 MeV (100%) 1,04 MeV (14%) 1,77 MeV (15%) 2,03 MeV (8%) 2,56 MeV (17%) 3,25 MeV (8%)	$^{56}\text{Fe}(\text{p},n)$ $^{55}\text{Mn}(\alpha,3n)$ $^{56}\text{Fe}(\text{d},2n)$ $^{58}\text{Ni}(\text{d},\alpha)$
^{58}Co	70,8 ngày	0,747 MeV (15%)	0,811 MeV (100%)	ns		$^{58}\text{Ni}(\text{n},\text{p})$ $^{55}\text{Ni}(\alpha, n)$

Bảng 5.2 thống kê một số đồng vị thường được dùng làm nguồn pozitron, một số tính chất và phương pháp chế tạo chúng.

Trong số các đồng vị ghi trong bảng 5.2 thì ^{22}Na tương đối thỏa mãn các điều kiện đã nêu đối với một nguồn pozitron.

Sơ đồ phân rã phóng xạ của đồng vị ^{22}Na được trình bày trên hình 5.3.



Hình 5.3
Sơ đồ phân rã của đồng vị ^{22}Na

Các positron phát ra từ đồng vị ^{22}Na có năng lượng cực đại là 545 keV. Trạng thái kích thích 1,274 MeV của ^{22}Ne có thời gian sống chỉ khoảng 5 ps. Phôtôn 1,274 MeV này phân biệt dễ dàng với các phôtôn của bức xạ hủy 0,511 MeV.

b) Đo thời gian sống của positron

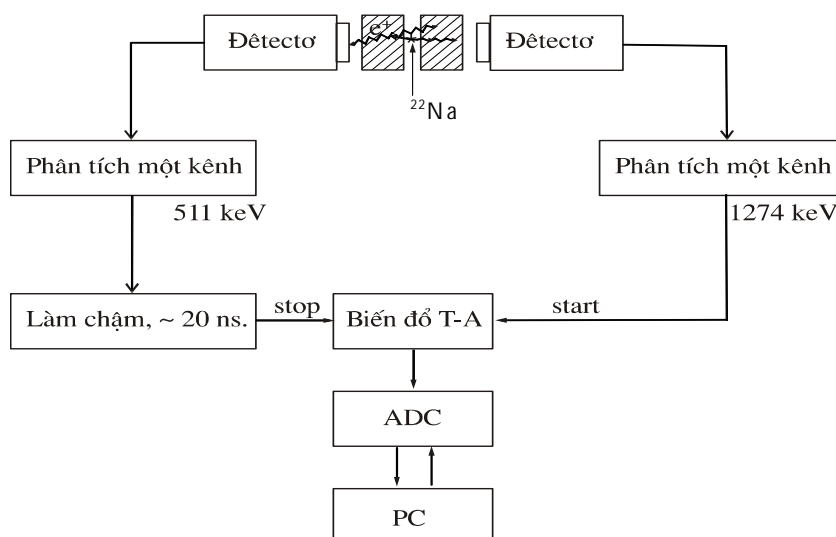
Ta biết rằng phổ thời gian sống của positron mô tả xác suất để một positron, sinh ở thời điểm 0, vẫn còn sống đến thời điểm t . Phổ đó có dạng $n(t) = e^{-t/\tau}$ nếu trong vật chất tương tác với positron chỉ có một dạng hủy và quá trình hủy xảy ra như nhau tại các vị trí khác nhau của vật chất.

Nếu trong vật chất xảy ra nhiều dạng hủy thì phổ thời gian sống của positron sẽ là tổng các phổ thành phần tương ứng với các dạng hủy

$$n(t) = \sum_i I_i e^{-t/\tau_i}$$

trong đó $\sum_i I_i = 1$, I_i là xác suất tương đối của dạng hủy i trong toàn bộ quá trình hủy của positron.

Cơ sở của phương pháp đo thời gian sống của positron trong vật chất có thể được minh họa bằng trường hợp của positron từ đồng vị ^{22}Na : Theo sơ đồ phân rã của ^{22}Na , thời gian sống của trạng thái kích thích 1274 keV của ^{22}Ne rất ngắn, chỉ chừng 5 ps, do đó bức xạ gamma 1274 keV có thể xem như được sinh ra đồng thời với positron. Bức xạ gamma này sẽ được dùng làm tín hiệu đánh dấu thời điểm sinh của positron. Sau một thời gian sống trong vật chất thì positron hủy, do đó bức xạ hủy, năng lượng 511 keV sẽ được dùng làm tín hiệu đánh dấu thời điểm hủy, kết thúc thời gian sống của positron.



Hình 5.4
Nguyên tắc đo thời gian sống của pozitron

Trong phương pháp đo thời gian sống của pozitron cần phải sử dụng các detector nhanh. Trong số các loại detector ghi bức xạ gamma thì các detector nhấp nháy dùng bản nhấp nháy là chất hữu cơ (plastic) có khả năng phân giải thời gian tốt hơn cả so với các detector khí hoặc bán dẫn:

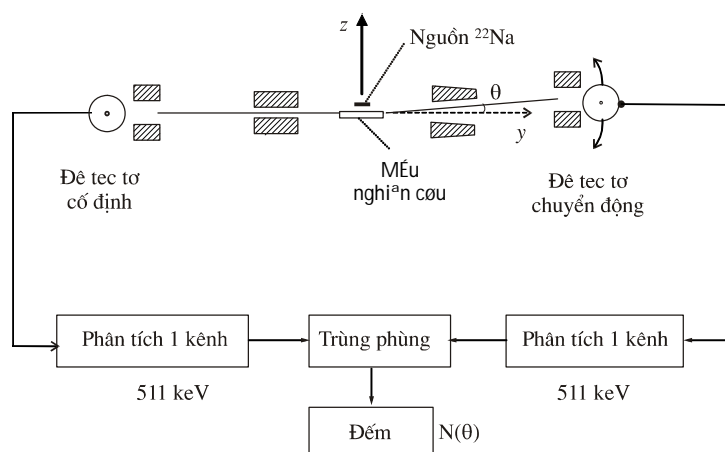
Các chất nhấp nháy hữu cơ plastic thường được sử dụng là: NE 111, ZA 236, ... chúng có thời gian phát sáng chỉ khoảng 1-2 ns. Ưu điểm đó cộng với sự sử dụng các ống nhân quang loại nhanh chẳng hạn XP 2020, sẽ làm cho hệ ghi có khả năng phân giải về thời gian rất tốt, đáp ứng yêu cầu của các thực nghiệm đo thời gian sống của pozitron trong vật chất.

Về nguyên tắc, một sơ đồ trùng phùng nhanh-chậm như đã trình bày trong các thực nghiệm của phương pháp đo tương quan góc gamma-gamma cũng có thể sử dụng để đo thời gian sống của pozitron trong vật chất: Tín hiệu ứng với đỉnh 1274 keV là tín hiệu “start” còn ứng với đỉnh 511 keV là tín hiệu “stop”.

5.2.3 Đo phân bố góc của bức xạ hủy

Nguyên tắc của phương pháp đo phân bố góc của bức xạ hủy được trình bày trên hình 5.5

Vì sự khác nhau giữa các phương bay của các bức xạ hủy, như đã trình bày ở trên, rất nhỏ, chỉ cỡ $1-2^\circ$, do đó các khe của hệ che chắn phải rất hẹp và để bảo đảm cho thống kê ghi nhận bức xạ đủ lớn thì các khe hẹp đó thường dài theo mặt phẳng xy và chỉ hạn chế các bức xạ hủy theo phương z.



Hình 5.5
Đo phân bố góc bức xạ hủy

Đêtectơ chuyển động về hai phía trên và dưới của mặt phẳng xy . Phân bố góc của bức xạ hủy $N(\theta)$, nếu vật chất hủy là kim loại, thường có dạng parabol úp xuống

$$N(\theta) = N(p_z) = \text{const}(P_F^2 - P_z^2),$$

trong đó P_F là xung lượng electron ở mặt phẳng Fermi của kim loại.

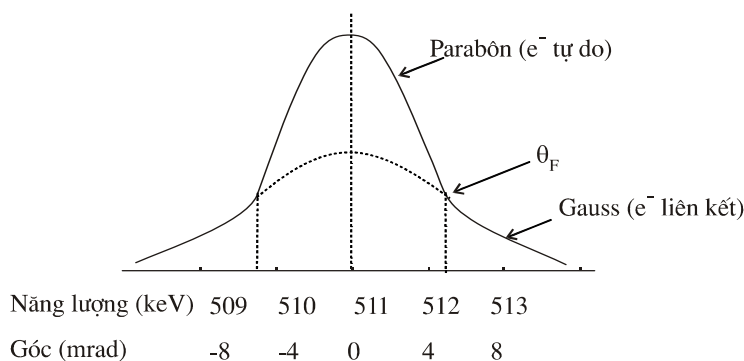
Trong thực tế, parabol thường có đuôi kéo dài ở phía chân như mô tả trên hình 5.6. Vùng ứng với đuôi đó là của các góc θ lớn hơn. Đuôi này có dạng Gauss, ứng với sự hủy của positron với các electron liên kết. Phần có dạng parabol như đã nói ở trên là ứng với các electron tự do.

Phép đo tương quan góc của bức xạ hủy cho ta thông tin về phân bố góc của thành phần xung lượng của electron theo phương thẳng góc với phương bay của bức xạ hủy.

Điểm giao nhau của parabol và đuôi Gauss trong đồ thị $N(\theta)$ là ứng với góc, liên quan với xung lượng electron trên mặt phẳng Fermi, gọi tắt là xung lượng Fermi, theo hệ thức

$$\theta_F = p_F / m_0 c.$$

Như vậy từ phép đo tương quan góc ta cũng có thể xác định được xung lượng Fermi p_F của vật rắn.



Hình 5.6
Phân bố góc của bức xạ hủy trong kim loại Na

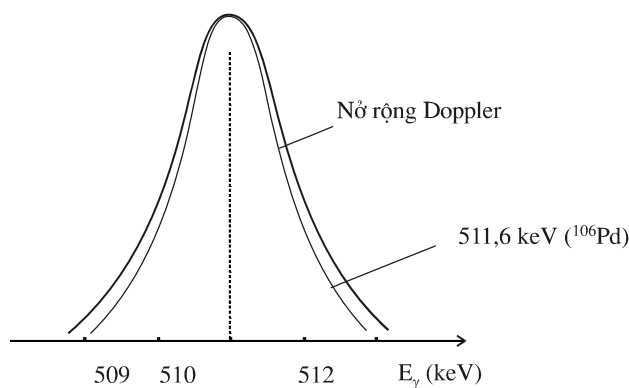
5.2.4 Đo độ nở rộng Doppler của đỉnh hủy

Như đã nói ở trên, pozitron hủy khi gặp các electron không phải đứng yên mà ở trạng thái chuyển động. “Nguồn” phát bức xạ hủy trong trường hợp này chính là các electron chuyển động. Do hiệu ứng Doppler mà các bức xạ hủy có năng lượng sai khác 511 keV một lượng ΔE

$$E_{\gamma_{1,2}} = m_0c^2 \pm \Delta E = m_0c^2 \pm \frac{cp_y}{2}.$$

Đỉnh hủy trên phổ ghi nhận được sẽ nở rộng ra hơn so với trường hợp electron đứng yên.

Trong thực nghiệm người ta phải sử dụng các detector bán dẫn có khả năng phân giải năng lượng tốt vì ΔE có giá trị chỉ vào khoảng 1-2 keV. Để xác định được ΔE phải so sánh đỉnh ghi nhận được với đỉnh có năng lượng như vậy của các tia gamma sinh ra từ các chuyển dời trạng thái, chẳng hạn 511,6 keV của ^{106}Pd (xem minh họa ở hình 5.7)



Hình 5.7
Đỉnh hủy nở rộng do hiệu ứng Doppler

Một trong ba phương pháp trên xác định được một số đặc trưng của sự hủy pozitron trong vật rắn. Tập hợp các đặc trưng đó là những số liệu về cấu trúc của vật rắn cần nghiên cứu.

Kết luận

Các ứng dụng của Vật lý và Khoa học kỹ thuật hạt nhân bao gồm 2 lĩnh vực là các ứng dụng năng lượng (Power application) và các ứng dụng phi năng lượng (Non-power application). Các ứng dụng trình bày trong giáo trình này liên quan đến lĩnh vực ứng dụng phi năng lượng. Sự phát triển của lĩnh vực ứng dụng năng lượng, trong đó chủ yếu là điện hạt nhân, kéo theo sự phát triển của các ứng dụng thuộc lĩnh vực phi năng lượng. Mặt khác, những vấn đề khoa học nảy sinh trong vùng giữa các ngành khoa học khác nhau đã đề ra những yêu cầu rất đa dạng cho các ngành khoa học trước đây chỉ chủ yếu nhằm vào những nội dung thuần túy trong ngành khoa học của mình. Các phương pháp của Vật lý hạt nhân đã ngày càng phát huy các ưu điểm của mình góp phần vào giải quyết các yêu cầu trên.

Ở nước ta, điện hạt nhân đã được đề ra như một chiến lược phát triển năng lượng nguyên tử vì mục đích hòa bình. Các nội dung đề cập đến trong giáo trình này chắc chắn sẽ phải được cập nhật và hoàn thiện, phù hợp với sự phát triển đồng bộ của ứng dụng phi năng lượng.