

Perte d'énergie des particules α dans l'air

Mona Dentler, Sabine Engelhardt
Université Joseph Fourier, Grenoble
21 novembre 2011

Le but de cette TP est de connaître la perte d'énergie des particules α dans l'air. Nous avons eu deux sources une source d'Americium 241 (^{241}Am) et une source de Plomb 212/ Bismuth 212 (^{212}Bi) pour étudier des particules α différentes. L' α perd son énergie par ionisation des atomes de la matière, ici l'air. La perte est proportionnelle au carré de la charge et à la masse de l'*alpha* et varie beaucoup avec la vitesse d' α . Plus l' α est lente plus de temps il passe dans l'atome et ça augmente la chance d'une interaction. Si l'ionisation est très intense, le trajet de la particule est très court.

Dans ce TP nous allons étudier le spectre des α émis par les deux sources, calibrer le dispositif expérimental pour ensuite mesurer le pouvoir d'ionisation des α . C'est réalisé par la mesure de la longueur du trajet des α dans l'air.

Table des matières

1 Etude des sources	3
1.1 La source $^{241}_{95}\text{Am}$	3
1.2 La source $^{212}_{83}\text{Bi}$	4
2 Dispositif expérimental	6
2.1 Enceinte à vide	6
2.2 Détecteur et préamplificateur	6
2.3 Logiciel	7
3 Expériences préliminaire	7
3.1 Etude de la réponse du détecteur	7
3.1.1 Caractéristique du détecteur	7
3.1.2 Largeur de la zone active en fonction de la tension	7
3.2 Calibration des résultat	7
3.3 Simulation de la perte d'énergie	9
4 Mesure	9
5 Atténuation des particules alpha dans l'air et pic de Bragg	9
5.1 perte d'énergie dans l'air en fonction de pression	9
5.2 perte d'énergie par unité de longueur	12
6 Conclusion	12

1 Etude des sources

1.1 La source $^{241}_{95}\text{Am}$

La période de l' $^{241}_{95}\text{Am}$ est 432,6 ans et ce noyau se désintègre vers le $^{237}_{93}\text{Np}$. A presque 100 % des désintégration sont des désintégration α , seule $4,3 \cdot 10^{-10}$ % se fait par fission spontanée.

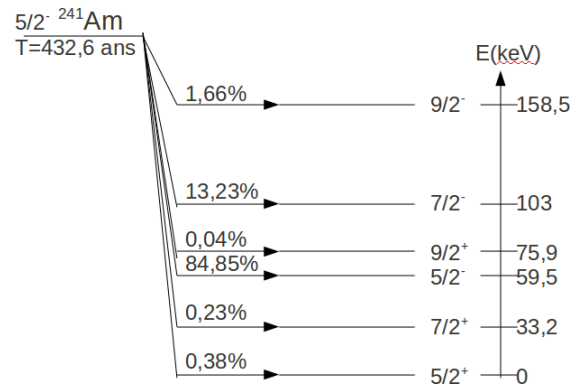


FIGURE 1: Schéma de désintégration de l' $^{241}_{95}\text{Am}$

L'énergie libérée Q par la désintégration est équivalent à la différence d'énergie causé par le défaut de masse entre les particules. Alors l'énergie cinétique T des trois α principaux se calculent comme suivante :

$$Q = \Delta E^{Einstein} = \Delta M \cdot c^2 = [M(^{241}\text{Am}) - M(^{237}\text{Np}) - M(^4\text{He})] c^2 \approx 5,638 \text{ MeV}$$

avec $M(^{241}\text{Am}) = 241,0568229 \text{ uma}$, $M(^{237}\text{Np}) = 237,0481673 \text{ uma}$,
 $M(^4\text{He}) = 4,0026032 \text{ uma}$ et $1 \text{ uma} \cdot c^2 = 931,5 \text{ MeV}$.

L'énergie Q^* des désintégrations vers les états excités s'y calcule par $Q^* = Q - E^*$.

La conservation de la quantité de mouvement implique

$$m(\alpha)T(\alpha) = m(\text{Np})T(\text{Np})$$

En outre la conservation de l'énergie totale a pour conséquence

$$Q = T(\text{Np}) + T(\alpha)$$

On trouve donc pour l'énergie cinétique d'une particule α ^4_2He

$$T(\alpha) = \frac{m(\text{Np}) \cdot Q^*}{m(\alpha) + m(\text{Np})}$$

Les trois α principaux sont ceux avec la plus grande possibilité d'être émis, ici ce sont les α émis par la désintégration vers $^{237}\text{Np}^* 5/2^-$ avec 84,85 %, la désintégration vers $^{237}\text{Np}^* 7/2^-$ avec 13,23 % et la désintégration vers $^{237}\text{Np}^* 9/2^-$ avec 1,66 %. Alors on trouve pour leur énergie cinétique

$$T_{5/2^-} = 5,413 \text{ MeV}$$

$$T_{7/2^-} = 5,370 \text{ MeV}$$

$$T_{9/2^-} = 5,316 \text{ MeV}$$

1.2 La source $^{212}_{83}\text{Bi}$

Le $^{212}_{83}\text{Bi}$ fait partie de la chaîne radioactive du Thorium 232. Car le ^{212}Bi n'a qu'une période de 60,5 min, la source a été apporté par un technicien pendant la TP. Le ^{212}Bi se désintègre vers le Thalium $^{208}_{81}\text{Tl}$ en émettant des particules α ^4_2He et vers le Polonium $^{212}_{84}\text{Po}$ par désintégration β^- comme le schéma suivant le montre.

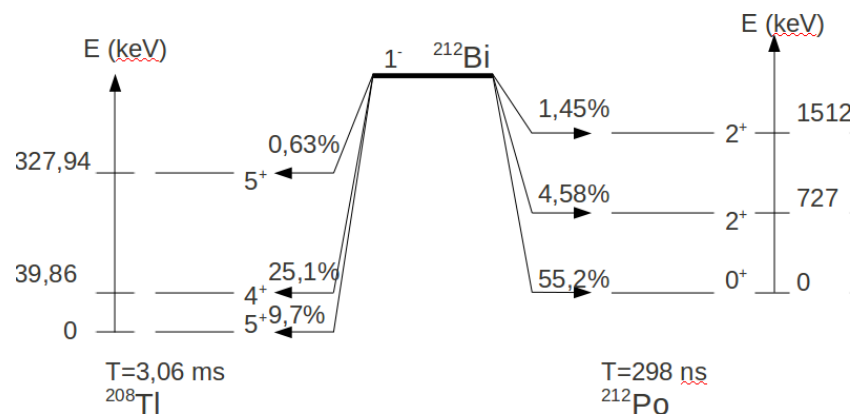


FIGURE 2: schéma de désintégration du $^{212}_{83}\text{Bi}$

On peut se poser la question pourquoi la désintégration du ^{212}Bi vers l'état fondamental est plus probable que vers le deuxième état excité parce qu'ils ont tous les deux le même moment angulaire et la même parité 5^+ . C'est assez facile à comprendre car les atomes vont avoir un état énergétiquement favorable, c'est à dire un état stable. Comme l'état fondamental est le plus stable des deux états la désintégration vers l'état fondamental est préféré.

Le Polonium $^{212}_{84}\text{Po}$ fait à son tour par 100 % la désintégration α vers le plomb $^{208}_{82}\text{Pb}$ avec une période de $T = 298 \text{ ns}$. Cette période est très courte à cause de la préférence d'un noyau avec un nombre magique. Le $^{208}_{82}\text{Pb}$ est un noyau double magique avec le nombre magique 84 pour les protons et le nombre magique 126 pour les neutrons. Alors ce noyau est fortement favorisé du noyau de ^{212}Po .

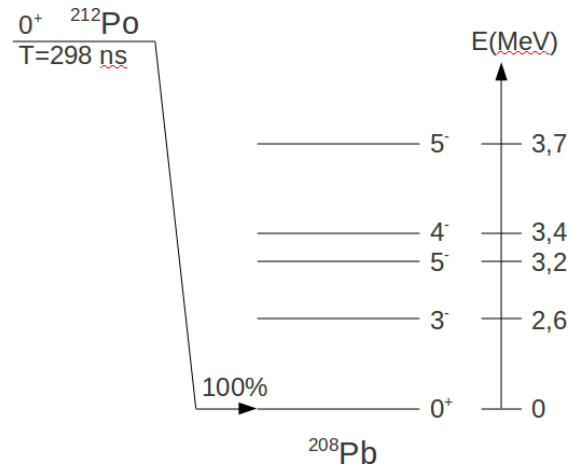


FIGURE 3: schéma de désintégration du $^{212}_{84}\text{Po}$

Les trois α principaux de la désintégration du ^{212}Bi sont deux α de la désintégration vers le ^{208}Tl et l' α de la désintégration du ^{212}Po . Pour 100 désintégration du ^{212}Bi environ 90 particules α sont émis et nous avons calculé l'énergie cinétique des trois α principaux.

$$Q_{5^+}(\text{Bi}) = [M(^{212}\text{Bi}) - M(^{208}\text{Pb}) - M(^4\text{He})] c^2 \approx 6,154 \text{ MeV} \quad \text{avec } 9,7 \%$$

$$\rightarrow T_0(\alpha) = 6,042 \text{ MeV}$$

$$Q_{4^+}(\text{Bi}) = Q_0 - E_{4^+}^* = 6,114 \text{ MeV} \quad \text{avec } 25,1 \%$$

$$\rightarrow T_{2^+}(\alpha) = 6,004 \text{ MeV}$$

$$Q_{0^+}(\text{Po}) = [M(^{212}\text{Po}) - M(^{208}\text{Pb}) - M(^4\text{He})] c^2 \approx 8,954 \text{ MeV} \quad \text{avec } 55,2 \%$$

$$\rightarrow T_0(\alpha) = 8,785 \text{ MeV}$$

avec $M(^{212}\text{Bi}) = 211,9912715 \text{ uma}$, $M(^{208}\text{Tl}) = 207,9820047 \text{ uma}$, $M(^{212}\text{Po}) = 211,9888518 \text{ uma}$, $M(^{208}\text{Pb}) = 207,9766359 \text{ uma}$, $M(^4\text{He}) = 4,0026032 \text{ uma}$ et $1 \text{ uma} \cdot c^2 = 931,5 \text{ MeV}$.

2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental se compose d'une enceinte à vide et ses accessoires, un détecteur relié à un préamplificateur et un analyseur multicanal. Le signal est enregistré sur l'ordinateur par un logiciel très simple.

2.1 Enceinte à vide

Dans l'enceinte à vide se trouve le détecteur et un sélecteur de source pour que nous n'ayons pas dû toucher les sources nues α ce qui est très dangereux et peut causer de cancer. En plus il y a une pompe pour faire le vide et un système de vanne et de fuite micrométrique pour faire rentrer l'air précisément. Un jaugage capacitif calibré par un jaugage Pirani très précis mesure la pression dans l'enceinte avec une précision de 0,2 %.

2.2 Détecteur et préamplificateur

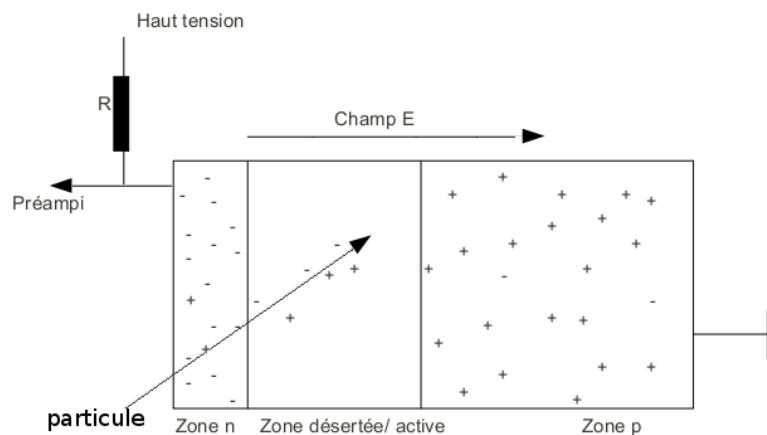


FIGURE 4: schéma d'un détecteur semi-conducteur

Le détecteur est un détecteur semi-conducteur et consiste d'une jonction Si(Li) avec une barrière de surface. Un détecteur semi-conducteur a trois parts : une zone chargée négative n, une zone chargée positive p et une zone neutre, la zone active ou désertée. La largeur de cette dernière zone est réglée par haute tension, la tension de polarisation. Comme si la jonction est assimilable à un condensateur plan dont la distance est égale à la zone désertée. Donc ce condensateur est de même d'amplitude que la tension relié. Le préamplificateur de charge supprime ce problème. Il est relié à un module de mise en forme qui fournit un signal de l'amplitude proportionnel à la charge collecté dans la jonction du détecteur indépendamment de la capacité.

2.3 Logiciel

Un amplificateur entre le préamplificateur et l'analyseur d'amplitude donne la possibilité d'ajuster le signal à une valeur connue. L'analyseur d'amplitude est relié à l'ordinateur où un logiciel montre le signal en fonction de l'énergie d' α . Ce logiciel n'est pas calibré alors il faut le faire soi-même et il permet de choisir la temps de la mesure et un seuil qui était mis à 200 mV.

3 Expériences préliminaire

3.1 Etude de la réponse du détecteur

3.1.1 Caractéristique du détecteur

TODO Astar

3.1.2 Largeur de la zone active en fonction de la tension

Pour comprendre le comportement du détecteur en fonction de la tension, nous avons lancé une série de mesure. Nous avons choisi une tension de 0 V, 25 V, 50 V et 80 V et nous avons mesurer à une pression de 0,78 mbar pendant 30 s par mesure. On voit bien qu'on a la

TABLE 1: Résultats de variation de tension

tension[V]	n° de particules	err(part.)	énergie	err(èn.)	resolution	err(res.)
0	2545,3	50,45	1295,22	3,21	14,36	0,26
25	2154,9	46,42	1664,71	0,27	6,34	0,18
50	1838,12	42,87	1676,8	0,28	4,93	0,18
80	2028,32	45,04	1678,01	0,21	4,94	0,14

plus petite erreur des énergies avec la tension de 80 V. C'est celui que nous avons utilisé pour tous les mesures suivantes. TODO Erklärung Zone

3.2 Calibration des résultat

TODO Erklärung was und warum gemessen Nous avons utilisés le logiciel «Gnuplot» pour le fit de données qui applique la méthode des moindres carrés. On trouve pour les coefficients a et b

TABLE 2: Résultats de la mesure précise de Am et Bi

matériau	pic	énergie	énergie calculée [MeV]	err(én)	resolution	err(res)	n° de particules	err(part)
Bi	1 (Tl)	6, 114	1868,94	0,25	8,36	0,25	1215,24	34,86
Bi	2 (Po)	8, 785	2752,96	0,12	4,58	0,08	2335,28	48,32
Am	1	5, 433	1662,27	0,1	13,52	0,06	23528,39	153,39
							temps[s]	300
							tension [V]	80
							pression[mb]	0.78

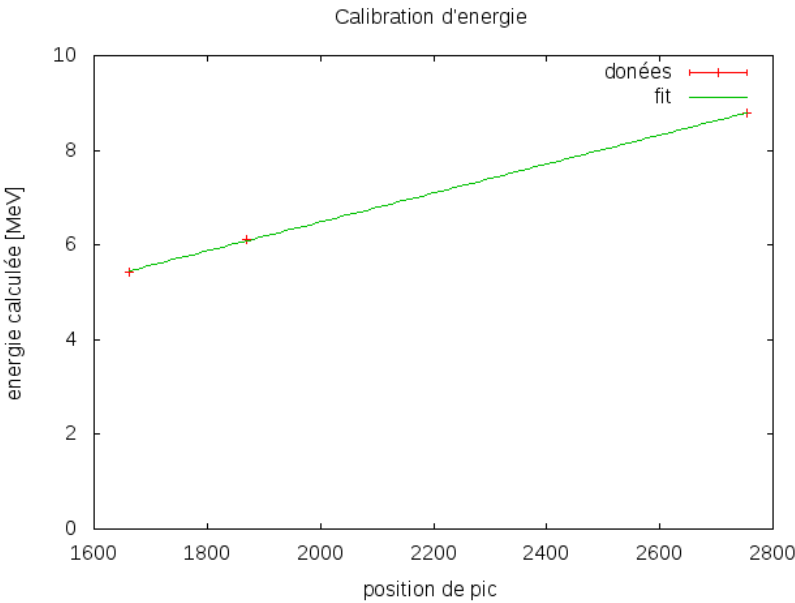


FIGURE 5: fitparameter : $a = 0.00305786 \pm 4.301 \cdot 10^{-5}$ $b = 0.371954 \pm 0.09235$

les valeurs

$$a = 0.00305786$$

$$b = 0.371954$$

$$\rightarrow E_{\text{calibration}} = 0.00305786 \cdot E + 0.371954$$

3.3 Simulation de la perte d'énergie

Nous avons lancé une simulation avec le logiciel «SRIM »pour savoir quoi attendre. Nous avons pris pour la simulation un trajet de 45 mm (la distance maximale entre la source et le détecteur) dans l'air.

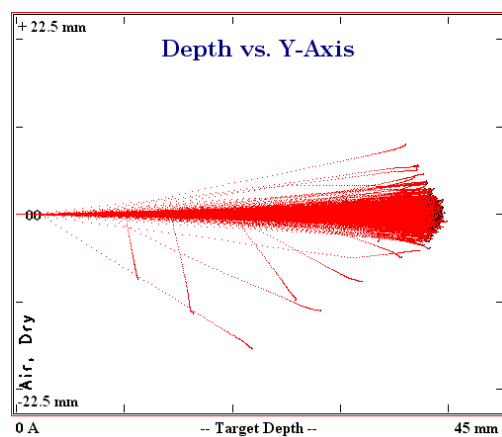


FIGURE 6: Simulation avec une énergie de 5 MeV pour l' ^{241}Am

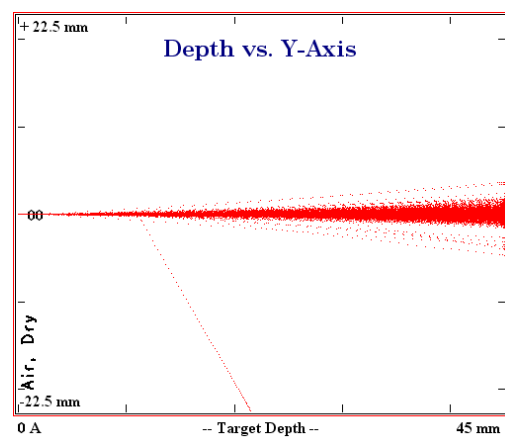


FIGURE 7: Simulation avec une énergie de 7 MeV pour le ^{212}Bi

On va bien que les particules α de l' ^{241}Am n'arrivent pas au détecteur au contraire aux particules α du ^{212}Bi . Cela veut dire pour nous qu'il faut absolument mesurer l' ^{241}Am car là nous trouverons bien le pic de Bragg. Pour le ^{212}Bi il fallait mesurer encore des trajets plus longs qui n'étaient pas possible avec notre dispositif expérimental. Car nous avons pris à peu près le moyenne des énergies possible pour le ^{212}Bi c'est possible de trouver le pic de Bragg pour les désintégrations vers le ^{208}Tl avec une énergie d'environ 6 MeV.

4 Mesure de l'atténuation des particules alpha dans l'air

4.1 Perte d'énergie dans l'air en fonction de pression

TABLE 3: Energie des alphas en fonction de pression pour l' $^{241}_{95}\text{Am}$

pression[mb]	pic	énergie	err(én)	resolution	err(res)	n° de particules	err(part)
1,62	1	1660,02	0,25	6,83	0,21	1486,168	38,55
102,4	1	1525,79	0,29	8,7	0,25	1542,36	39,27
199,7	1	1374,82	0,33	10,99	0,26	1600,78	40,01
300,5	1	1216,61	0,4	13,96	0,32	1674,84	40,92
401,3	1	1044,07	0,52	18,31	0,45	1664,61	40,8
501,08	1	855,9	0,59	21,59	0,49	1695,65	40,74
608,7	1	609,86	0,72	26,56	0,6	1615,09	40,19
706,3	1	349,35	1,17	30,9	1,31	1341,7	36,63
706,3	2	246,13	36,48	128,45	32,14	474,96	21,31
806,39	1	246,13	36,48	128,45	32,14	474,96	21,31
653,9	1	503,98	0,86	29,08	0,77	1511,56	38,8
714,65	1	329,75	1,16	32,07	1,26	1402,57	37,45
714,65	2	207,4	42,1	116,78	35,28	362,95	19,05
738,8	1	247,17	1	40,16	1,2	1525,44	39,05
762,2	1	172,24	1,36	45,47	1,32	1475,01	38,41
774,5	1	134,43	1,3	40,26	1,26	1290,85	35,93
817,3	1	134,43	1,3	40,26	1,62	1290,9	35,92
	-					14	
						temps[s]	20
						tension [V]	80
						matériau	$^{241}_{95}\text{Am}$

TABLE 4: Energie des alphas en fonction de pression pour le $^{212}_{83}\text{Bi}$

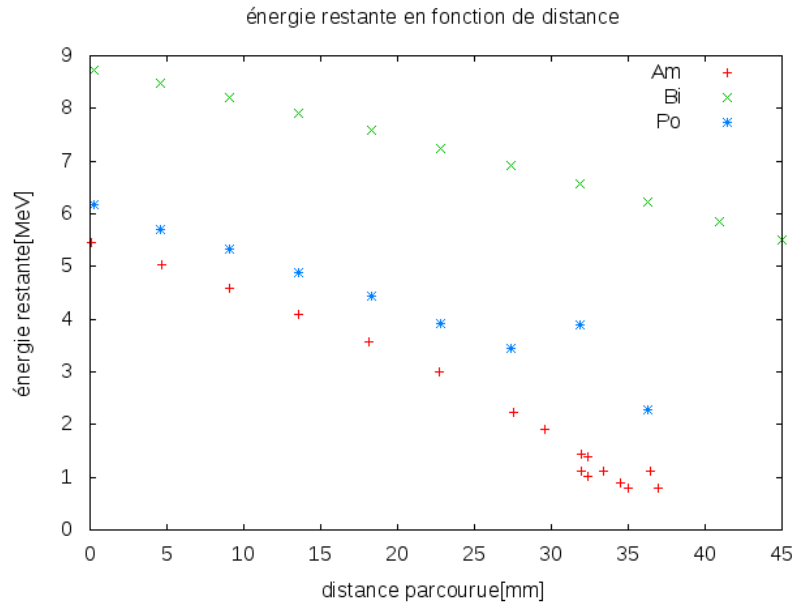
pression[mb]	pic	énergie	err(én)	resolution	err(res)	n° de particules	err(part)
16,43	1	2732,85	0,23	5,69	0,26	412,9	20,32
6,43	2	1899,94	0,63	9,11	0,65	242,96	15,59
100,7	1	2653,17	0,36	7,28	0,33	460,25	21,5
100,7	2	1741,73	0,85	11,2	1,06	253,24	25,11
200,42	1	2564,43	0,45	8,97	0,42	445,97	21,12
200,42	2	1619,05	1,4	14,61	2,21	177,23	13,21
300,6	1	2461,22	0,6	11,52	0,62	429,58	20,73
300,6	2	1474,6	1,61	18,89	1,98	235,1	15,33
403,7	1	2357,18	0,73	12,27	0,7	379,64	19,48
403,7	2	1326,71	1,59	18,99	2,33	226,68	15,06
503,7	1	2246,3	0,85	15,47	0,83	413,87	20,34
503,7	2	1161,31	2,08	24,58	2,86	234,92	15,32
605,2	1	2143,09	0,95	16,41	1,01	387,72	19,69
605,2	2	1001,36	4,3	39,75	9,3	297,97	17,26
705	1	2029,47	1,17	15,54	1,17	309,43	17,59
705	2	1152,52	116,51	70,93	202,05	3526,06	59,38
802,1	1	1916,84	1,08	19,65	1,37	387,17	19,68
802,1	2	626,78	71,36	253,05	113,1	987,4	31,42
905,2	1	1793,34	1,42	16,75	1,89	257,1	16,03
994,66	1	1678,34	1,64	27,11	2,01	401,01	29,03
						temps[s]	30
						tension [V]	80
						matériau	$^{212}_{83}\text{Bi}$

Le dispositif expérimental est construit ainsi que la distance entre le détecteur et la source est fixé à 45 mm. Donc on modifie la pression d'air à l'intérieur de l'enceinte à vide pour simuler des distances différentes.

L'équation des gaz parfaits $p \cdot x \cdot A = N \cdot R \cdot T$ nous indique que la pression p et la distance x sont inversement proportionnelles, il en résulte pour la distance $x = x(p)$

$$x = \frac{p}{p_0} \cdot x_0$$

Avec la calibration d'énergie $E_{\text{calibration}} = 0.00305786 \cdot E + 0.371954$, on trouve pour le distance x en fonction d'énergie E :



4.2 Perte d'énergie par unité de longueur

5 Pic de Bragg

6 Conclusion

Nous avons appris comment lancer une mesure et calibré les dispositifs pour cette mesure. En plus nous avons vu que des particules α déposent leur énergie après un certain trajet parcouru. Cette distance montrée par le pic de Bragg est spécifique pour les α d'une source comme nous avons vu en comparant les deux sources disponibles pour la TP.

Dans la radiothérapie on utilise ce fait pour détruire des tumeurs. En utilisant des particules α on est sûr de ne détruire que la tumeur car l'alpha interagit que dans cette petite zone bien définie.

© Mona Dentler et Sabine Engelhardt

