

UNIVERSIDAD DE VALENCIA-CSIC
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR
INSTITUTO DE FÍSICA CORPUSCULAR



NUEVAS MEDIDAS DE LA EMISIÓN DE NEUTRONES EN
LA DESINTEGRACIÓN β DE ^{85}Ge , $^{85,86}\text{As}$, ^{91}Br , ^{135}Sb , $^{137,138}\text{Te}$ y
 $^{138,139,140}\text{I}$

Jorge Agramunt Ros

DOCTORADO EN FÍSICA
Enero 2023

Director:
Jose Luis Tain Enriquez

Gracias a la vida, que me ha dado tanto.
Violeta Parra

El trabajo de esta Tesis ha obtenido financiación pública del Ministerio y los fondos FEDER a través de los proyectos: PID2019-104714GB-C21, FPA2017-83946-C2-1-P FPA2014-52823-C2-1-P, FPA2011-24553, AIC-A-2011-0696, FPA2008-06419-C02-01 y FPA2005-03993, y de la Comisión Europea a través del contrato FP7-EURATOM-Fission-2013-605203



Índice general

Lista de figuras	XI
Lista de tablas	XV
1. Introducción	1
1.1. Emisión retardada de neutrones	1
1.2. Relevancia de la emisión retardada de neutrones	3
1.2.1. Control y seguridad de reactores nucleares	3
1.2.2. Astrofísica nuclear	5
1.3. Presentación del trabajo	8
2. Montaje experimental	9
2.1. Producción de isótopos	9
2.1.1. IGISOL	9
2.1.1.1. Ciclotrón	10
2.1.1.2. Fuente de iones secundarios	11
2.1.1.3. Selección de iones	11
2.2. Unidad de cinta para la implantación y transporte de muestras	12
2.2.1. Contaminación debida a los descendientes	12
2.2.2. Estructura de los ciclos de implantación y medida	12
2.2.3. Descripción mecánica del sistema de transporte de muestras por cinta	13
2.3. Sistema de detección	15
2.3.1. Detector de radiación γ	16
2.3.2. Detector de partículas β	16
2.3.2.1. Detector de Si	17
2.3.2.2. Detector de plástico centelleante	17
2.3.3. Detector de neutrones	19
2.3.3.1. BELEN-20	20
2.3.3.2. BELEN-48	22
2.4. Sistema de adquisición de datos	24
2.4.1. Consideraciones generales	24
2.4.1.1. Concepto de Eventless	24
2.4.2. GASIFIC 7.0	25
2.4.2.1. Funcionamiento general	25
2.4.2.2. AcqRead	26
2.4.2.3. RootDisplay	27
2.4.2.4. <i>Graphical User Interface</i> : GUI	28
2.4.2.5. Módulos electrónicos	29

3. Análisis de los datos	31
3.1. Introducción	31
3.1.1. Cálculo de la corrección de eficiencias	33
3.2. Determinación de los valores experimentales	40
3.2.1. Metodología de ajuste de datos	41
3.2.1.1. Separación de contribuciones de los diferentes núcleos	41
3.2.1.2. Descripción del espectro de evolución temporal medido	43
3.2.1.3. Método I: cálculo de P_n a partir de la relación N_n/N_β	44
3.2.1.4. Correlaciones β -neutrón	46
3.2.1.5. Método II: cálculo de P_n a partir de la relación $N_{\beta n}/N_\beta$	47
3.2.2. Método de cálculo de los errores debido al ajuste	47
3.2.3. Método de cálculo de errores sistemáticos	48
3.2.4. Factor de escape	49
4. Resultados experimentales	51
4.1. Experimento de 2010	51
4.1.1. Calibración del dispositivo experimental	51
4.1.1.1. Análisis del ^{95}Rb	51
4.1.1.2. Análisis del ^{94}Rb	56
4.1.1.3. Análisis del ^{88}Br	60
4.1.1.4. Análisis del ^{137}I	64
4.1.1.5. Resultado de la caracterización del detector BELEN20	67
4.1.2. Núcleos medidos en 2010	68
4.1.2.1. Análisis del ^{85}As	68
4.1.2.2. Análisis del ^{86}As	72
4.1.2.3. Análisis del ^{91}Br	76
4.1.2.4. Análisis del ^{85}Ge	80
4.2. Experimento 2014	84
4.2.1. Calibración del dispositivo experimental	84
4.2.1.1. Análisis del ^{95}Rb	84
4.2.2. Núcleos medidos en 2014	87
4.2.2.1. Análisis del ^{135}Sb	87
4.2.2.2. Análisis del ^{138}I	91
4.2.2.3. Análisis del ^{139}I	95
4.2.2.4. Análisis del ^{140}I	99
4.2.2.5. Análisis del ^{137}Te	103
4.2.2.6. Análisis del ^{138}Te	108
4.3. Sumario de resultados	112
5. Discusión	113
5.1. Introducción	113
5.2. Discusión de los resultados.	115
5.2.1. Discusión de los resultados del ^{85}As	115
5.2.1.1. Comparación con medidas experimentales ^{85}As	115
5.2.1.2. Comparación con cálculos teóricos ^{85}As	116
5.2.2. Discusión de los resultados del ^{86}As	117
5.2.2.1. Comparación con medidas experimentales ^{86}As	117
5.2.2.2. Comparación con cálculos teóricos ^{86}As	118
5.2.3. Discusión de los resultados del ^{91}Br	119
5.2.3.1. Comparación con medidas experimentales ^{91}Br	119
5.2.3.2. Comparación con cálculos teóricos ^{91}Br	120
5.2.4. Discusión de los resultados del ^{85}Ge	121
5.2.4.1. Comparación con medidas experimentales ^{85}Ge	121
5.2.4.2. Comparación con cálculos teóricos ^{85}Ge	122

5.2.5.	Discusión de los resultados del ^{135}Sb	123
5.2.5.1.	Comparación con medidas experimentales ^{135}Sb	123
5.2.5.2.	Comparación con cálculos teóricos ^{135}Sb	124
5.2.6.	Discusión de los resultados del ^{138}I	125
5.2.6.1.	Comparación con medidas experimentales ^{138}I	125
5.2.6.2.	Comparación con cálculos teóricos ^{138}I	126
5.2.7.	Discusión de los resultados del ^{139}I	127
5.2.7.1.	Comparación con medidas experimentales ^{139}I	127
5.2.7.2.	Comparación con cálculos teóricos ^{139}I	128
5.2.8.	Discusión de los resultados del ^{140}I	129
5.2.8.1.	Comparación con medidas experimentales ^{140}I	129
5.2.8.2.	Comparación con cálculos teóricos ^{140}I	130
5.2.9.	Discusión de los resultados del ^{137}Te	131
5.2.9.1.	Comparación con medidas experimentales ^{137}Te	131
5.2.9.2.	Comparación con cálculos teóricos ^{137}Te	132
5.2.10.	Discusión de los resultados del ^{138}Te	133
5.2.10.1.	Comparación con medidas experimentales ^{138}Te	133
5.2.10.2.	Comparación con cálculos teóricos ^{138}Te	134
5.3.	Vista global de resultados en comparación con cálculos teóricos.	135

6. Sumario y conclusiones 137

Lista de figuras

1.3. Abundancia de elementos en el sistema solar	5
1.4. Ilustración de los procesos r y s	6
1.5. Camino del ^{88}Br hacia la estabilidad	7
2.1. Esquema de IGISOL	10
2.2. Ciclotrones	10
2.3. Ion Guide	11
2.4. Escaneo de isótopos	12
2.5. Curva típica de crecimiento y decrecimiento	13
2.6. Cámara de implantación y unidad de cinta de IGISOL	14
2.7. Nueva unidad de cinta de Lucrecia	15
2.8. Esquema de distribución de los detectores.	16
2.9. Detector de HPGe	16
2.10. Detector β en el final de la línea	17
2.11. Detector plástico	18
2.12. Esquema de la e electrónica del detector β	18
2.14. Espectro energético del detector de ^3He	20
2.15. BELEN20	20
2.16. Plano de BELEN-20	21
2.17. Eficiencia de BELEN20	21
2.18. Foto BELEN48	22
2.19. Plano de BELEN-48	23
2.20. Eficiencia de BELEN-48	23
2.21. Esquema del flujo de datos entre procesos.	26
2.22. Esquema del procesamiento de datos para el análisis online.	28
2.23. Distintas visualizaciones del interfaz de usuario (GUI).	29
2.24. Tarjetas de adquisición	29
3.1. Espectros de intensidad de neutrones calibraciones	34
3.2. Espectros de intensidad $\beta - \gamma$ calibraciones	35
3.3. Espectros de intensidad $\beta - n$ calibraciones	35
3.4. Espectros de intensidad de neutrones 2010	37
3.5. Espectros de intensidad $\beta - \gamma$ 2010	37
3.6. Espectros de intensidad $\beta - n$ 2010	38
3.7. Espectros de intensidad de neutrones 2014	39
3.8. Espectros de intensidad $\beta - \gamma$ 2014	39
3.9. Espectros de intensidad $\beta - n$ 2014	40
3.10. Cadena de desintegración de ^{138}I	41
3.11. Cadena de desintegraciones sucesivas	42
3.12. Ejemplo de ajuste: ^{138}I	42
3.13. Ejemplo de medida experimental: ^{95}Rb	44
3.14. Ejemplo de ajuste simultáneo: ^{85}Ge	45

3.15. Diferencia temporal β -n	46
3.16. Explicación de la correlación β -n	46
3.17. Valores de FCN del ajuste en función del parámetro $p = \bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_n$	48
3.18. Propagación de errores	49
3.19. Corrección del escape de gases nobles	49
4.1. Esquema de desintegración del ^{95}Rb	52
4.2. Evolución temporal de β y neutrones del ^{95}Rb 2010	53
4.3. Errores sistemáticos de la relación de eficiencias ^{95}Rb	54
4.4. Espectro β -n ^{95}Rb	55
4.5. Errores asociados a la determinación de ε_n del ^{95}Rb 2010	55
4.6. Esquema de desintegración del ^{94}Rb	56
4.7. Evolución temporal de β y neutrones del ^{94}Rb 2010	57
4.8. Errores sistemáticos de la relación de eficiencias ^{94}Rb	58
4.9. Espectro β -n ^{94}Rb	58
4.10. Errores asociados a la determinación de ε_n del ^{94}Rb 2010	59
4.11. Esquema de desintegración del ^{88}Br	60
4.12. Evolución temporal de β y neutrones del ^{88}Br 2010	61
4.13. Errores sistemáticos de la relación de eficiencias ^{88}Br	62
4.14. Espectro β -n ^{88}Br	62
4.15. Errores asociados a la determinación de ε_n del ^{88}Br 2010	63
4.16. Esquema de desintegración del ^{137}I	64
4.17. Evolución temporal de β y neutrones del ^{137}I 2010	65
4.18. Errores sistemáticos de la relación de eficiencias ^{137}I	66
4.19. Espectro β -n ^{137}I	66
4.20. Errores asociados a ε_n del ^{137}I 2010	67
4.21. Esquema de desintegración del ^{85}As	68
4.22. Evolución temporal de β y neutrones del ^{85}As	69
4.23. Propagación de errores sistemáticos del ^{85}As MI	70
4.24. Espectro β -n ^{85}As	70
4.25. Propagación de errores sistemáticos del ^{85}As MII	71
4.26. Esquema de desintegración del ^{86}As	72
4.27. Evolución temporal de β y neutrones del ^{86}As	73
4.28. Propagación de errores sistemáticos del ^{86}As MI	74
4.29. Espectro β -n ^{86}As	74
4.30. Propagación de errores sistemáticos del ^{86}As MII	75
4.31. Esquema de desintegración del ^{91}Br	76
4.32. Evolución temporal de β y neutrones del ^{91}Br	77
4.33. Propagación de errores sistemáticos del ^{91}Br MI	78
4.34. Espectro β -n ^{91}Br	78
4.35. Propagación de errores sistemáticos del ^{91}Br MII	79
4.36. Esquema de desintegración del ^{85}Ge	80
4.37. Evolución temporal de β y neutrones del ^{85}Ge	81
4.38. Propagación de errores sistemáticos del ^{85}Ge MI	82
4.39. Espectro β -n ^{85}Ge	82
4.40. Propagación de errores sistemáticos del ^{85}Ge MII	83
4.41. Evolución temporal de β y neutrones del ^{95}Rb 2014	84
4.42. Errores sistemáticos de la relación de eficiencias ^{95}Rb	85
4.43. Espectro β -n ^{95}Rb	85
4.44. Errores asociados a la determinación de ε_n del ^{95}Rb	86
4.45. Esquema de desintegración del ^{135}Sb	87
4.46. Evolución temporal de β y neutrones del ^{135}Sb	88
4.47. Propagación de errores sistemáticos del ^{135}Sb MI	89
4.48. Espectro β -n ^{135}Sb	89

4.49. Propagación de errores sistemáticos del ^{135}Sb MII	90
4.50. Esquema de desintegración del ^{138}I	91
4.51. Evolución temporal de β y neutrones del ^{138}I	92
4.52. Propagación de errores sistemáticos del ^{138}I MI	93
4.53. Espectro β -n ^{138}I	93
4.54. Propagación de errores sistemáticos del ^{138}I MII	94
4.55. Esquema de desintegración del ^{138}I	95
4.56. Evolución temporal de β y neutrones del ^{139}I	96
4.57. Propagación de errores sistemáticos del ^{139}I MI	97
4.58. Espectro β -n ^{139}I	97
4.59. Propagación de errores sistemáticos del ^{139}I MII	98
4.60. Esquema de desintegración del ^{140}I	99
4.61. Evolución temporal de β y neutrones del ^{140}I	100
4.62. Propagación de errores sistemáticos del ^{140}I MI	101
4.63. Espectro β -n ^{140}I	101
4.64. Propagación de errores sistemáticos del ^{140}I MII	102
4.65. Esquema de desintegración del ^{137}Te	103
4.66. Evolución temporal de β y neutrones del ^{137}Te	104
4.67. Neutrones del ^{137}Te filtrados	105
4.68. Propagación de errores sistemáticos del ^{137}Te MI	105
4.69. Espectro β -n ^{137}Te	106
4.70. Propagación de errores sistemáticos del ^{137}Te MII	106
4.71. Esquema de desintegración del ^{138}Te	108
4.72. Evolución temporal de β y neutrones del ^{138}Te	109
4.73. Propagación de errores sistemáticos del ^{138}Te MI	110
4.74. Espectro β -n ^{138}Te	110
4.75. Propagación de errores sistemáticos del ^{138}Te MII	111
5.1. Comparación con medidas experimentales: ^{85}As	115
5.2. Comparación con valores calculados: ^{85}As	116
5.3. Comparación con medidas experimentales: ^{86}As	117
5.4. Comparación con valores calculados: ^{86}As	118
5.5. Comparación con medidas experimentales: ^{91}Br	119
5.6. Comparación con valores calculados: ^{91}Br	120
5.7. Comparación con medidas experimentales: ^{85}Ge	121
5.8. Comparación con valores calculados: ^{85}Ge	122
5.9. Comparación con medidas experimentales: ^{135}Sb	123
5.10. Comparación con valores calculados: ^{135}Sb	124
5.11. Comparación con medidas experimentales: ^{138}I	125
5.12. Comparación con valores calculados: ^{138}I	126
5.13. Comparación con medidas experimentales: ^{139}I	127
5.14. Comparación con valores calculados: ^{139}I	128
5.15. Comparación con medidas experimentales: ^{140}I	129
5.16. Comparación con valores calculados: ^{140}I	130
5.17. Comparación con medidas experimentales: ^{137}Te	131
5.18. Comparación con valores calculados: ^{137}Te	132
5.19. Comparación con medidas experimentales: ^{138}Te	133
5.20. Comparación con valores calculados: ^{138}Te	134
5.21. Comparación de los resultados de esta Tesis con los modelos teóricos.	135
5.22. Comparación de los resultados de esta Tesis con las fórmulas empíricas.	136

Lista de tablas

1.1. Tabla de productos de fisión para la mejora de P_n^i	5
3.1. Comparación de eficiencias calculadas con los detectores empleados en 2010 y en 2014 . . .	36
3.2. Eficiencias calculadas para los núcleos de estudio de 2010	38
3.3. Eficiencias calculadas para los núcleos de estudio de 2014	40
3.4. Ejemplo de parámetros de un núcleo: ^{88}Br	48
4.1. parámetros del ajuste del ^{95}Rb	52
4.3. Errores obtenidos para la eficiencia de detección de neutrón en el ^{95}Rb	55
4.4. parámetros del ajuste del ^{94}Rb	56
4.5. Errores asociados a la determinación de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ para el ^{94}Rb	58
4.6. Error para ε_n del ^{94}Rb	59
4.7. parámetros del ajuste del ^{88}Br	60
4.8. Errores asociados a la determinación de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ para el ^{88}Br	62
4.9. Error para la eficiencia de detección del ^{88}Br	63
4.10. parámetros del ajuste del ^{137}I	64
4.11. Errores asociados a la determinación de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ para el ^{137}I	66
4.12. Error para ε_n del ^{137}I	67
4.13. Sumario de los resultados de los núcleos de calibración de 2010	67
4.14. Caracterización del detector de 2010	67
4.15. parámetros del ajuste del ^{85}As	68
4.18. parámetros del ajuste del ^{86}As	72
4.21. parámetros del ajuste del ^{91}Br	76
4.24. parámetros del ajuste del ^{85}Ge	80
4.27. Errores asociados a la determinación de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$	85
4.28. Error de $\bar{\varepsilon}_n$ del ^{95}Rb	86
4.29. Caracterización del detector de 2014	86
4.30. parámetros del ajuste del ^{135}Sb	87
4.33. parámetros del ajuste del ^{138}I	91
4.36. parámetros del ajuste del ^{139}I	95
4.39. parámetros del ajuste del ^{140}I	99
4.42. parámetros del ajuste del ^{137}Te	103
4.45. parámetros del ajuste del ^{138}Te	108
5.1. Comparación con medidas experimentales: ^{85}As	115
5.2. Comparación con valores calculados: ^{85}As	116
5.3. Comparación con medidas experimentales: ^{86}As	117
5.4. Comparación con valores calculados: ^{86}As	118
5.5. Comparación con medidas experimentales: ^{91}Br	119
5.6. Comparación con valores calculados: ^{91}Br	120
5.7. Comparación con medidas experimentales: ^{85}Ge	121
5.8. Comparación con valores calculados: ^{85}Ge	122

5.9. Comparación con medidas experimentales: ^{135}Sb	123
5.10. Comparación con valores calculados: ^{135}Sb	124
5.11. Comparación con medidas experimentales: ^{138}I	125
5.12. Comparación con valores calculados: ^{138}I	126
5.13. Comparación con medidas experimentales: ^{139}I	127
5.14. Comparación con valores calculados: ^{139}I	128
5.15. Comparación con medidas experimentales: ^{140}I	129
5.16. Comparación con valores calculados: ^{140}I	130
5.17. Comparación con medidas experimentales: ^{137}Te	131
5.18. Comparación con valores calculados: ^{137}Te	132
5.19. Comparación con medidas experimentales: ^{138}Te	133
5.20. Comparación con valores calculados: ^{138}Te	134

1.1. Emisión retardada de neutrones

En 1939, R.B. Roberts y sus colaboradores estudiaban la radiación producida por la fisión del uranio y el torio al ser bombardeados con neutrones producidos por un blanco de litio irradiado con protones. Comprobaron que el litio dejaba de emitir neutrones al dejar de ser irradiado, pero observaron que la sal de uranio seguía emitiendo neutrones durante 90 s [ROB39A] de forma similar a lo que había referido L. Meitner dos años atrás para la emisión de β [MEI37]. Pocos meses después hicieron un estudio más en profundidad determinando que esos neutrones retardados provenían, efectivamente, del uranio o el torio irradiados [ROB39B].

Ese mismo año Bohr y Wheeler [BOH39] daban una explicación teórica del fenómeno. El proceso que R.B. Roberts y sus colaboradores descubrieron, y que Bohr y Wheeler explicaron, es lo que se ha dado en llamar emisión de neutrones retardados. Este retardo al que alude su nombre, y que detectó R.B. Roberts está referido al proceso de fisión, ya que los neutrones son producidos a raíz de la desintegración β de los productos de dicha fisión, y el retardo es debido a las vidas medias de tales productos (la emisión de neutrón se puede considerar instantánea tras la desintegración β). Esta emisión de neutrón, como explicaremos a continuación, es producto de la desexcitación del núcleo hijo, y es de hecho, tan rápida, que domina sobre la desexcitación γ .

El proceso, concretamente, consiste en la desexcitación por emisión de neutrón de aquellos núcleos, que por tener el proceso de desintegración una energía total Q_β suficiente, el hijo resultante puede quedar en un estado excitado con una energía de excitación superior a la energía de ligadura del neutrón S_n . Dado que la desintegración β es un proceso a tres cuerpos (núcleo hijo, β y $\bar{\nu}_e$), la energía de excitación del núcleo hijo, dependerá de la que se hayan llevado el β y el $\bar{\nu}_e$. La diferencia de la energía disponible con la de ligadura de neutrón del hijo se denomina $Q_{\beta n}$. La emisión de neutrón es posible cuando $Q_{\beta n} > 0$, y la probabilidad de emisión de neutrones tras la desintegración β es denominada P_n , en adelante nos referiremos a ella como probabilidad de emisión de neutrones.

En el caso de que Q_β sea mayor que la energía de ligadura de los dos últimos neutrones del hijo S_{2n} , la desexcitación puede producirse mediante la emisión de dos neutrones (ver figura 1.1). Y en general, si S_{xn} es menor que Q_β se emitirán x neutrones. En este caso se define la probabilidad de emitir x neutrones P_{xn} de forma que

$$P_n = \sum_x P_{xn}$$

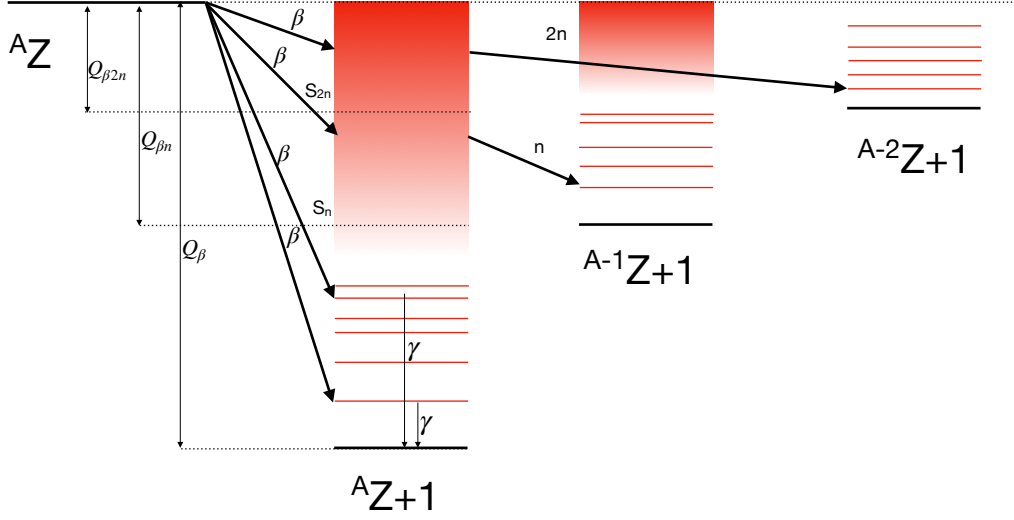


Figura 1.1. Esquema del proceso de emisión de neutrón

El valor de P_n depende de la estructura nuclear, pues está determinado por la probabilidad de poblar los distintos estados en el núcleo hijo. Desde un punto de vista teórico se calculan a partir de la distribución de fortaleza β (*beta strength*) $S_\beta(E_x)$ [DUK70] que considera el solapamiento de la función de onda inicial Ψ_i y final Ψ_f bajo la acción del operador M_β que gobierna la desintegración y depende del tipo de transición (Fermi o Gamow-Teller, permitida o prohibida), según muestra la ecuación 1.1

$$S_\beta(E_x) = \frac{1}{D} |\langle \Psi_f | M_\beta | \Psi_i \rangle|^2 \quad (1.1)$$

donde D es un parámetro relacionado con las constantes de acoplo de la interacción débil. $S_\beta(E_x)$ se puede expresar también en función de magnitudes experimentales: la intensidad beta $I_\beta(E_x)$, la energía de la transición $Q_\beta - E_x$ y la vida media $T_{1/2}$ de la forma

$$S_\beta(E_x) = \frac{I_\beta(E_x)}{f(Q_\beta - E_x)T_{1/2}} \quad (1.2)$$

donde f es la función de Fermi que tiene en cuenta el número de estados para β y $\bar{\nu}_e$ disponibles en el continuo. A partir de la ecuación 1.2 se obtiene la vida media integrando sobre todos los estados excitados en el hijo como se expresa en 1.3

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \int_0^{Q_\beta} S_\beta(E_x) f(Q_\beta - E_x) dE_x \quad (1.3)$$

De la misma forma la probabilidad de emisión de neutrones beta-retardados se puede obtener como la razón entre la integral de la intensidad β [PAP72] por encima de S_n y la integral desde el estado fundamental, según se expresa en 1.4

$$P_n = \frac{\int_{S_n}^{Q_\beta} S_\beta(E_x) f(Q_\beta - E_x) \varphi_n(E_x) dE_x}{\int_0^{Q_\beta} S_\beta(E_x) f(Q_\beta - E_x) dE_x} \quad (1.4)$$

donde se ha añadido un factor $\wp_n(E_x)$ para reflejar la probabilidad de que la desexcitación de los estados por encima de S_n (que son estados no-ligados o resonancias) se produzca emitiendo un neutrón y no un γ .

$$\wp_n(E_x) = \frac{\Gamma_n(E_x)}{\Gamma_n(E_x) + \Gamma_\gamma(E_x)} \quad (1.5)$$

donde $\Gamma_n(E_x)$ y $\Gamma_\gamma(E_x)$ son las respectivas anchuras parciales de la resonancia. Con frecuencia se asume que $\Gamma_n(E_x) \gg \Gamma_\gamma(E_x)$ por lo que $\wp_n(E_x) \approx 1$ y se omite en la ecuación 1.4.

1.2. Relevancia de la emisión retardada de neutrones

La emisión retardada de neutrones no se observa en los materiales que se pueden encontrar en la naturaleza, ya que, debido a que requieren un Q_β elevado, se da sólo en núcleos bastante exóticos, y por tanto con vidas medias cortas. aún así tiene especial relevancia en dos campos principalmente: En ingeniería nuclear, por ser estos neutrones parte fundamental del control de la potencia de los reactores; Y en nucleosíntesis estelar, ya que esta emisión de neutrones modifica los caminos del proceso-r de captura rápida de neutrones y la vuelta hacia la estabilidad de los núcleos exóticos creados en los cataclismos estelares mediante este proceso.

1.2.1. Control y seguridad de reactores nucleares

Pese a ser una pequeña fracción de los neutrones implicados en el funcionamiento del reactor de una central nuclear (del orden del 1%) los neutrones β -retardados son cruciales para el control de estas. Los neutrones producidos por la fisión, de 2 a 3 por fisión, son emitidos de forma prácticamente instantánea, pocos ns tras la fisión, y para mantener el reactor en un modo de funcionamiento estable, se busca que solo uno induzca una nueva fisión, lo que se denomina funcionamiento crítico. Dado que el control de este proceso se hace mediante la inserción o extracción de la barras de control de forma mecánica (con los tiempos que ello implica), el estado de equilibrio no sería, en la practica, posible de alcanzar de no ser por los neutrones β -retardados [GLA81].

Son estos neutrones los que, por su retardo del orden de segundos, y por su mayor efectividad a la hora de inducir la fisión, a causa de su menor energía (400 keV frente a 2 MeV en promedio) hacen que, por ejemplo [REU08], el llamado periodo de cambio de potencia, de un reactor de agua presurizada pase de 250 ms a 12.8 min. La denominada fracción efectiva de neutrones retardados β_{eff} “amortigua” los cambios del coeficiente de reactividad ρ , que mide las variaciones alrededor del estado crítico, y permite la segura inserción y extracción de las barras de control del reactor. Obviamente un conocimiento preciso de β_{eff} es esencial para el control del reactor.

El valor de β_{eff} se puede relacionar con el número de neutrones retardados emitidos en la fisión $\bar{\nu}_d$. La forma convencional de obtener este parámetro es mediante medidas integrales realizadas en el núcleo del reactor o irradiando elementos combustibles [KEE65]. Alternativamente se puede obtener a partir del método de cálculo de la suma microscópica para $\bar{\nu}_d$

$$\bar{\nu}_d = \sum_i Y_i \cdot P_n^i \quad (1.6)$$

La suma en la ecuación 1.6 se hace sobre todos los precursores βn que son producidos en la fisión con rendimiento Y_i pesados por la probabilidad P_n^i de que emitan neutrones. La precisión del método de suma dependerá de la precisión con que se haya determinado Y_i y P_n^i . De hecho las discrepancias entre la $\bar{\nu}_d$ calculada, mediante el método de suma microscópica y las medidas integrales eran de un 10% al inicio de este trabajo [DAN02]. Aunque las incertidumbres en Y_i son significativas, aquí nos concentramos en mejorar los valores de P_n^i .

El método de la suma microscópica cobra relevancia cuando uno se interesa por la evolución temporal de estos neutrones, o en el diseño de reactores con combustible no convencional, en las que las medidas integrales no existen o son muy difíciles. Es ilustrativo considerar el caso de un reactor de cuarta generación (GenIV) que contenga actínidos menores (por ejemplo Cm) para su quemado. Como se observa en la figura

1.2 la distribución de productos de fisión para el ^{235}U es muy diferente de la del ^{244}Cm , y por tanto lo será la importancia de los distintos precursores.

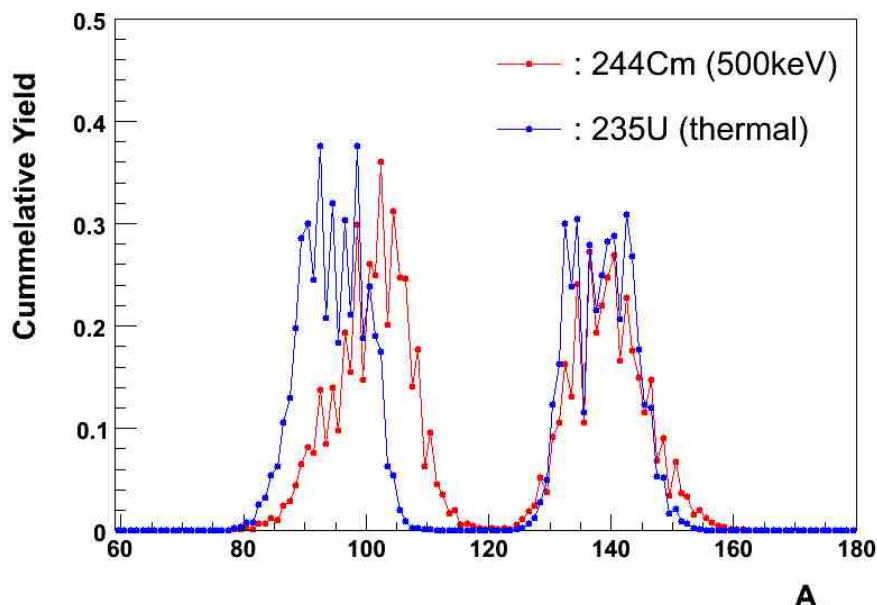


Figura 1.2. Fracciones acumuladas de los productos de fisión del ^{235}U en un espectro térmico de neutrones y para ^{244}Cm en un espectro rápido.

No todos los núcleos implicados tienen la misma relevancia. Es fácil deducir de la ecuación 1.6 que aquellos con un producto $Y_i \cdot P_n^i$ más grande tendrán mayor influencia en la β_{eff} . Para identificar aquellos para los cuales la mejora en la precisión del valor de P_n tendría un mayor impacto se realizó un estudio sencillo de sensibilidad al inicio de este trabajo. Para dicho estudio se escogieron actínidos mayores ^{235}U y ^{239}Pu , así como actínidos menores ^{237}Np , $^{241,243}\text{Am}$ y $^{242,244}\text{Cm}$ que fisianan en un espectro térmico de neutrones o en un espectro rápido. Para cada uno se tomaron los valores de producción Y_i de los diversos precursores de la base de datos *Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VII.0* [CHA11] y los valores de P_n^i de la última compilación disponible en aquel momento, Pfeiffer et al. [PFE02] contrastada con la más antigua Rudstam et al. [RUD93] y se ordenaron de acuerdo con el valor de $Y_i P_n^i$. Se seleccionaron los núcleos cuya incertidumbre en P_n fuese superior al 5%, y por tanto merecedores de una medida con mayor exactitud, y se ordenaron en dos grupos según se muestra en la tabla 1.1, que sirvió de base para la selección de los núcleos estudiados en esta tesis, presentada al final de este capítulo. El primer grupo incluye aquellos cuya contribución a $\bar{\nu}_d$ es superior al 3% (remarcados en negrita en la tabla) y el segundo grupo aquellos cuya contribución esté entre el 1% y el 3%.

1.2. Relevancia de la emisión retardada de neutrones

^{235}U En=térmica	^{86}Ge , $^{85,86}\text{As}$, ^{91}Br , ^{98}Y , ^{139}I , ^{88}As , ^{93}Rb , ^{96}Rb , ^{98m}Y , ^{99}Y , ^{135}Sb , ^{137}Sb , ^{140}I , ^{143}Cs
^{237}Np En=térmica	^{85}As , $^{98,98m}\text{Y}$, ^{99}Y , ^{135}Sb , ^{139}I , ^{91}Br , $^{93,96}\text{Rb}$, ^{136}Te , ^{140}I , $^{143,144}\text{Cs}$
^{239}Pu En=térmica	$^{98,98m}\text{Y}$, ^{99}Y , ^{139}I , ^{85}As , ^{93}Rb , ^{105}Nb , ^{135}Sb , ^{140}I , ^{143}Cs
^{241}Am En=térmica	$^{98,98m}\text{Y}$, ^{99}Y , ^{139}I , ^{85}As , ^{91}Br , $^{93,96}\text{Rb}$, ^{105}Nb , ^{135}Sb , ^{136}Te , ^{143}Cs
^{242}Cm En=500keV	^{85}As , ^{93}Rb , $^{98,98m}\text{Y}$, ^{99}Y , ^{105}Nb , ^{139}I
^{243}Am En=500keV	^{85}As , $^{98,98m}\text{Y}$, ^{99}Y , ^{139}I , ^{91}Br , $^{93,96}\text{Rb}$, $^{105,106}\text{Nb}$, ^{135}Sb , ^{136}Te , ^{140}I , ^{143}Cs
^{244}Cm En=500keV	$^{98,98m}\text{Y}$, ^{99}Y , ^{139}I , ^{85}As , ^{91}Br , $^{93,96}\text{Rb}$, ^{105}Nb , ^{135}Sb , ^{143}Cs

Tabla 1.1. Tabla de productos de fisión para los que la mejora en la incertidumbre de P_n es relevante para el cálculo de $\bar{\nu}_d$ en el modelo de la suma microscópica.

1.2.2. Astrofísica nuclear

Uno de los campos de sinergia entre la física nuclear y la astrofísica es aquel que se ocupa de entender cómo se forman los elementos químicos en el Universo. En este campo se buscan los procesos de síntesis de todos los elementos, ya sea en la combustión de las estrellas como en otro tipo de cataclismos estelares. Mediante simulaciones se intenta reproducir la abundancia de los elementos en la naturaleza y se compara con la abundancia en el sistema solar o en otras estrellas. Estos estudios obtienen unas abundancias que se aproximan a las observadas, pero en ciertos casos hay discrepancias entre las simulaciones y las observaciones. Para resolver parte de estas discrepancias es necesario un mejor conocimiento de ciertos parámetros de los procesos de desintegración de los núcleos exóticos.

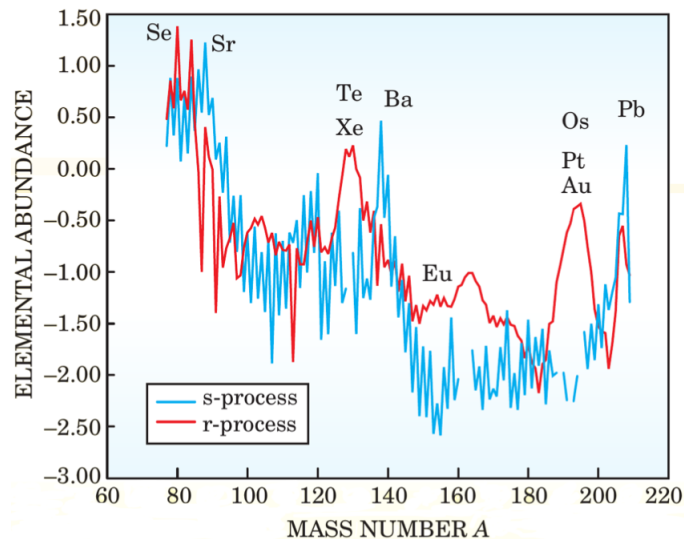


Figura 1.3. Contribución del proceso-s y el proceso-r a la abundancia de elementos pesados en el sistema solar representada en función de su masa [COW04]

La generación de núcleos pesados (por encima del ^{56}Fe) en las estrellas, ya no es atribuible a la fusión dado su balance energético. Debido a la repulsión coulombiana de los elementos con Z mayor, esta

generación se produce, mayoritariamente, por un proceso de captura neutrónica y posterior desintegración β hacia la estabilidad [CAM57]. Este proceso de captura neutrónica se clasifica en dos mecanismos llamados, en función de su velocidad, el proceso lento (*s-process*) y el proceso rápido (*r-process*), que producen distribuciones distinguibles de abundancias de elementos (ver figura 1.3). Cuando se habla de rápido o lento es una cuestión relativa del tiempo *promedio* de una captura neutrónica τ_n en un determinado núcleo, frente al tiempo *promedio* de este en desintegrarse τ_β .

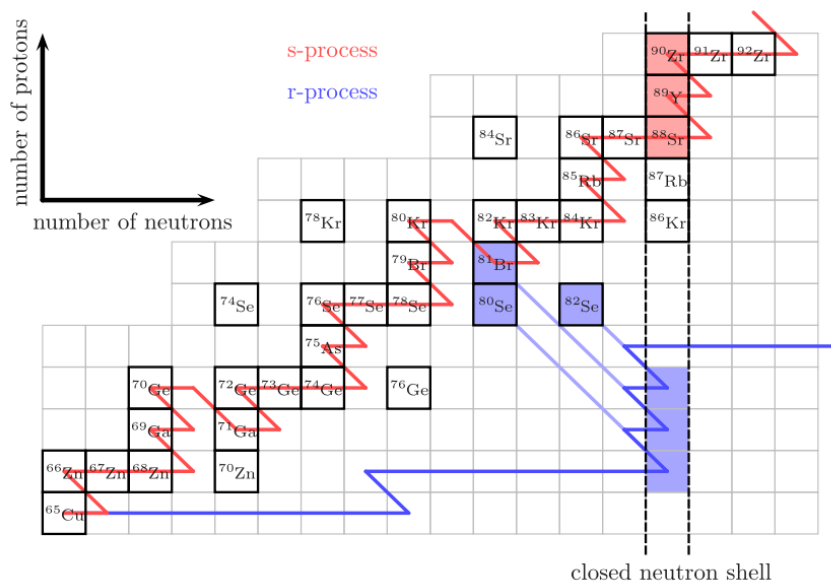


Figura 1.4. Ilustración de los procesos r (en azul) y s (en rojo) [HOR19]. En el proceso r se van formando isótopos por captura neutrónica (azul oscuro) durante el flujo de neutrones, que después del “freeze-out” van desintegrándose hasta llegar al valle de la estabilidad (azul claro).

En el caso del proceso-s, $\tau_\beta \ll \tau_n$ por lo que los isótopos apenas se alejan del valle de la estabilidad y vuelven a él al desintegrarse formando un núcleo de Z mayor sin dar tiempo a la captura de un segundo neutrón (ver figura 1.4). Este tipo de proceso ocurre en estrellas ricas en hierro y otros elementos pesados que actúan como semilla del mismo y con densidades de neutrones relativamente bajas. Estas condiciones se cumplen en estrellas con masas de entre 0.8 y 8 masas solares [COW04] y vidas de miles de millones de años, en su fase de gigante roja.

Para el proceso-r $\tau_\beta \gg \tau_n$, por lo que en muy poco tiempo el núcleo crece en número de neutrones sin llegar a decaer. En las condiciones adecuadas de temperatura ($T > 10^9 K$) [ARC11] y elevado flujo de neutrones, los núcleos van capturando neutrones de forma que la energía de ligadura de neutrón (S_n) va disminuyendo hasta que se alcanza un equilibrio entre la captura y la pérdida de neutrones por interacción con la radiación γ , $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$. En esta situación de equilibrio es cuando los núcleos se desintegran β , produciendo un núcleo con Z mayor, con lo que S_n aumenta y pueden capturar más neutrones hasta alcanzar un nuevo equilibrio con un A mayor (ver figura 1.4). En este zig-zag de los núcleos también juega un papel la des-excitación por emisión de neutrón, ya que desplaza la trayectoria de desintegración hacia $A-1$. El entorno astrofísico en que se espera que suceda el proceso-r corresponde a cataclismos estelares, tales como supernovas por colapso gravitatorio, colisiones de estrellas de neutrones, y en menor medida colisiones de estrellas de neutrones con agujeros negros [HOR19], donde el intenso flujo de neutrones dura apenas un segundo.

Una vez el número de neutrones disminuye y es menor que el de núcleos semilla, se llega al punto denominado de congelación (“freeze-out”) [ARC11], a partir del cual los núcleos formados por el proceso-r, van incrementando el número de protones en detrimento del de neutrones mediante desintegración β hasta alcanzar la estabilidad.

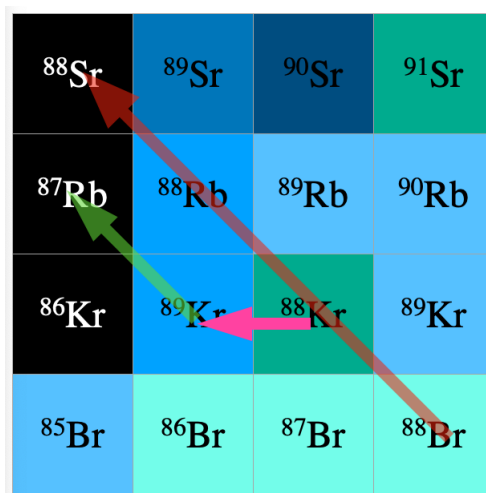


Figura 1.5. Camino del ^{88}Br hacia la estabilidad, en el que debido a la probabilidad de emisión de neutrones, un porcentaje de ellos acabará siendo Rubidio en lugar de Estroncio.

En esta fase, aquellos núcleos susceptibles de ello, emitirán uno o más neutrones, saliéndose de su ruta y formando finalmente un isótopo estable distinto del inicialmente esperado, como está ilustrado en la figura 1.5. Pero la influencia de la emisión de neutrones en las abundancias finales va más allá, dado que estos generan un flujo de neutrones secundarios prolongado en el tiempo que permitirá nuevas capturas neutrónicas. En la figura 1.6 podemos ver como la introducción de la emisión de neutrones en el proceso modifica las abundancias calculadas en los modelos astrofísicos.

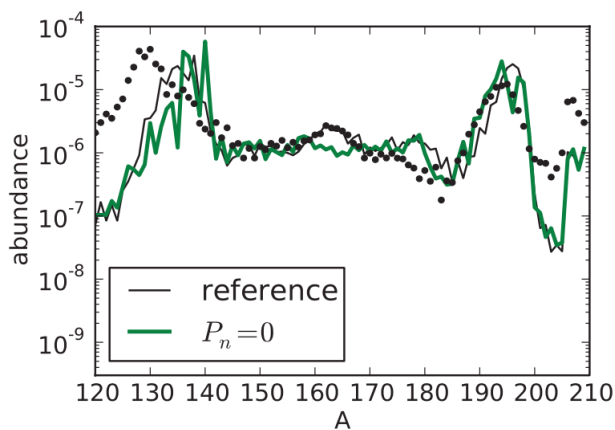


Figura 1.6. Curvas de abundancia de elementos pesados. Los puntos negros corresponden a los valores medidos en el sistema solar, la línea verde a los cálculos teóricos sin considerar la emisión de neutrones, y la línea negra a la simulación teórica incluyendo el proceso [ARC11]

La dificultad de estos estudios radica en que son necesarias propiedades (por ejemplo: probabilidad de emisión de neutrones) de núcleos, que en su mayoría no pueden ser sintetizados todavía en los laboratorios, por lo que es necesario recurrir a los modelos teóricos para obtenerlas (ver sección 1.1). Por ello, la aportación de valores experimentales más precisos para aquellos núcleos exóticos que aún sean accesibles de forma experimental es importante, porque contribuye a mejorar los parámetros de dichos modelos. Este criterio ha influido también en la selección de núcleos estudiados en esta tesis.

1.3. Presentación del trabajo

En el presente trabajo se estudia experimentalmente la probabilidad de emisión de neutrón de los núcleos ^{85}Ge , $^{85,86}\text{As}$, ^{91}Br , ^{135}Sb , $^{137,138}\text{Te}$ y $^{138,139,140}\text{I}$, con el objetivo de mejorar su exactitud. La elección tiene en cuenta los argumentos presentados en las secciones 1.2.1 (ver tabla 1.1) y 1.2.2, teniendo en cuenta las tasas de producción de la instalación experimental donde se realizaron las medidas. La instalación escogida es el Laboratorio del Acelerador de la Universidad de Jyväskylä en Finlandia (JYFL), específicamente, el separador de masas IGISOL seguido de la trampa de Penning JYFLTRAP, que proporciona haces de alta pureza isobárica e isotópica de los núcleos de interés, lo que contribuye de forma decisiva a disminuir los errores sistemáticos. La parte esencial del dispositivo de medida consta de un detector de partículas β y un detector de neutrones, así como un novedoso sistema de adquisición de datos. Se realizaron dos campañas de medidas, la primera en 2010 y la segunda en 2014, donde se mejoraron ambos detectores. Se usaron dos métodos de análisis distintos y se hizo un estudio cuidadoso de los errores sistemáticos de ambos.

Este trabajo se enmarca dentro de un Proyecto Coordinado de Investigación (CRP) de la Organización Internacional de la Energía Atómica (IAEA) para establecer una nueva base de datos de referencia para la emisión de neutrones β -retardados [CRPweb, DIM21]. Los resultados presentados en esta tesis han sido presentados de forma previa o preliminar en tres publicaciones [AGR14], [AGR16] y [AGR17]. Estos datos previos han sido incorporados en la nueva base de datos y tenidos en cuenta en la nueva evaluación llevada a cabo dentro del CRP [LIA20]. Los resultados presentados aquí, que no difieren significativamente de los anteriores, provienen de un nuevo análisis incluyendo una evaluación más completa de errores y serán tenidos en cuenta en futuras evaluaciones.

La estructura de este trabajo es la siguiente: En el capítulo 2 presentaremos el montaje experimental, en el capítulo 3 detallamos las técnicas de análisis de datos empleadas, el capítulo 4 presenta los resultados obtenidos para los núcleos de calibración y para los núcleos de interés dentro de cada campaña experimental, en el capítulo 5 realizamos una discusión en la que comparamos los resultados obtenidos con otros resultados experimentales y cálculos teóricos, finalmente, el capítulo 6 presenta unas conclusiones sobre la relevancia de los datos obtenidos y el futuro de este tipo de medidas.

Montaje experimental

La toma de datos de un experimento implica un conjunto de actuaciones en diversas áreas, desde la producción de las muestras a medir (unos isótopos determinados producidos mediante un acelerador, un blanco y un separador de masas, en nuestro caso) y la toma de información de dicha muestra (detección de las radiaciones que los isótopos emiten en su desintegración), hasta la recolección de los datos, así como el almacenamiento de los mismos. En este capítulo analizaremos paso a paso las distintas partes del experimento en el que se ha basado este trabajo.

2.1. Producción de isótopos

Dentro de este apartado vamos a diferenciar dos partes, por un lado, la producción en sí de los isótopos (IGISOL) y su filtrado (JYFLTRAP), y por otro lado, la gestión de los isótopos ya producidos (unidad de cinta para su posicionamiento y posterior extracción de la zona de medida).

2.1.1. IGISOL

Para llevar a cabo un experimento de estas características es fundamental la producción de isótopos con la mayor pureza posible. Esto será muy dependiente de la instalación escogida para producir las muestras radioactivas a estudiar.

Otros factores determinantes a la hora de escoger la instalación son las tasas de producción de los isótopos, el tiempo transcurrido en el transporte desde su producción hasta el punto de medida y las afinidades químicas del blanco de producción y el isótopo a medir. Todos estos factores variarán en función de la técnica empleada.

Para los núcleos del presente trabajo la instalación elegida fue el Laboratorio del Acelerador de la Universidad de Jyväskylä (JYFL). Este laboratorio tiene una instalación de producción de isótopos radioactivos, que por sus peculiaridades es óptima para obtener los isótopos de estudio, ya que, por las características que expondremos más adelante, es capaz de producir dichos isótopos con una gran pureza, independiente de la química del blanco y con una velocidad de extracción de los isótopos del blanco muy elevada (en comparación con otras instalaciones que emplean la misma técnica de separación de isótopos en línea ("Isotope Separation On-Line", en adelante ISOL) [PENT14].

Dicha instalación consta de un ciclotrón que acelera protones para bombardear una fuente secundaria de iones, de tipo "guía de iones" ("Ion Guide"), con una rápida extracción de los iones, seguido de un separador de masas. Al conjunto fuente-separador se le denomina IGISOL. Para nuestro experimento, y de forma singular, el haz de iones separados en masas se introduce en una trampa doble de iones del tipo Penning (JYFLTRAP), que tiene suficiente resolución en masas como para seleccionar un núcleo de entre los isóbaros transmitidos por el separador de masas. Podemos ver un esquema de la instalación en la figura 2.1. A continuación, haremos una descripción de las distintas etapas.

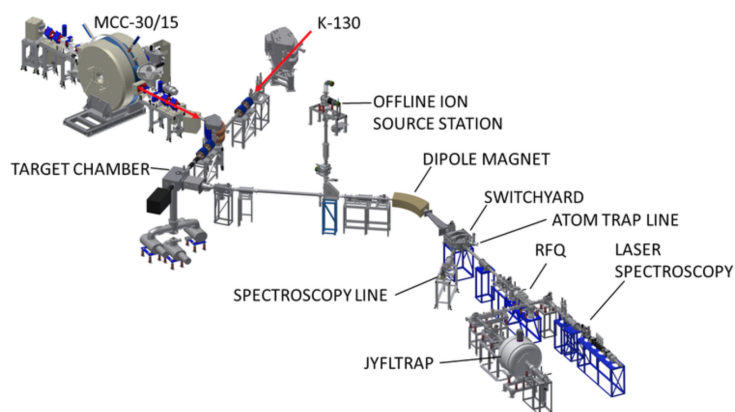


Figura 2.1. Esquema de la instalación de IGISOL[IGIWeb]

2.1.1.1. Ciclotrón

La primera fase del proceso consiste en la aceleración de los iones que incidirán sobre el blanco de producción. La línea de IGISOL está conectada en la actualidad a dos ciclotrones. El ciclotrón de iones pesados K-130 [GUS93], y el de alta intensidad de protones y deuterones MCC30 [HEI07]. EL K-130 es el más utilizado en la instalación por su gran versatilidad (ver imagen 2.2: derecha), alimentado con tres fuentes de iones del tipo ECR (“electron cyclotron resonance”), así como con una fuente de tipo “multicusp” para iones ligeros. El conjunto puede acelerar una gran variedad de iones tanto ligeros como pesados proporcionando haces de hasta 130 Q/A MeV. El MCC30 en funcionamiento desde 2011 (ver imagen 2.2: izquierda), de menor tamaño, produce haces de protones de 18-30 MeV y haces de deuterones de 9-15 MeV y está alimentado con una fuente de tipo “multicusp”.

En concreto, para los dos experimentos expuestos en este trabajo, se empleó el ciclotrón K-130 con un haz de protones de 25 MeV.

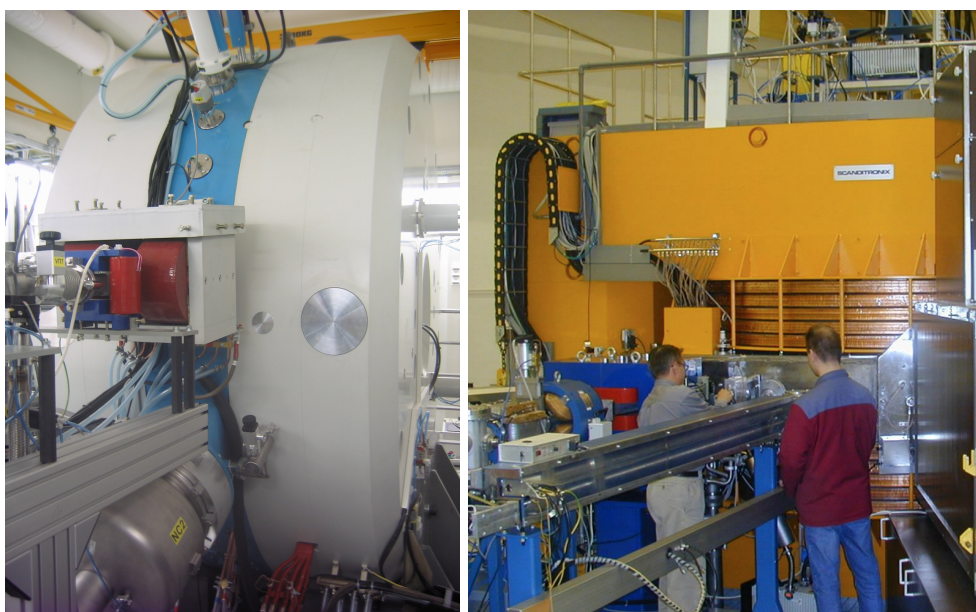


Figura 2.2. Izquierda: Imagen del ciclotrón MCC30. Derecha: Imagen del ciclotrón K130.

2.1.1.2. Fuente de iones secundarios

La técnica de guiado de iones, desarrollada en Jyväskylä durante muchos años, permite generar haces de cualquier elemento, incluidos los más refractarios (Nb, Mo, Tc, Ru and Rh) e intensidades de hasta 10^5 iones/s con una extracción muy rápida (4 ms), lo que permite producir haces de elementos y vidas medias difícilmente producibles en otras instalaciones de tipo ISOL.

En esta técnica [MOO14] se utiliza un blanco muy fino, de forma que los productos de la reacción con el haz incidente salen de él por su propia velocidad. Estos iones se frenan en un gas, generalmente He a veces Ar, y son transportados fuera de la cámara de reacción a través de un sistema de vacío diferencial por la combinación de dos efectos: un flujo de gas muy alto y un campo eléctrico intenso generado por un imán sextupolar (SPIG) (ver figura 2.3). Esto explica la rápida extracción de la fuente, incluso de elementos refractarios. El espesor del blanco está limitado por el alcance de los iones en el material, que suele ser del orden de 1 mg/cm^2 para reacciones de fusión-evaporación y de 15 mg/cm^2 para reacciones de fisión [AYS01], lo que limita el número de iones producidos. La mayor fuente de pérdida de iones es la difusión en las paredes de la cámara y la formación de moléculas con las impurezas.

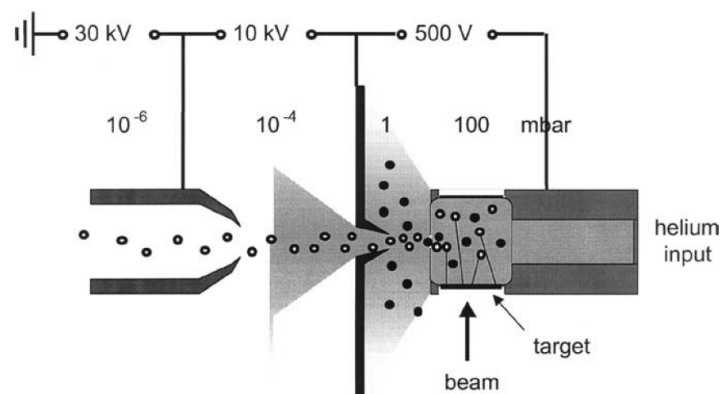


Figura 2.3. Principio de funcionamiento de la guía de iones de IGISOL (tomado de [AYS01])

En cuanto a los blancos empleados para la producción de iones en este trabajo, en el experimento de 2010 (As, Ge y Br), se empleó un blanco de ^{232}Th y en el experimento de 2014 (I, Sb y Te) uno de ^{238}U .

2.1.1.3. Selección de iones

Los iones extraídos del blanco sufren un proceso de separación y purificación. A la salida de la fuente los iones son acelerados por un campo electrostático hasta una energía de 30 keV si el estado de carga es $q=1$ (lo más habitual) [ERO14]. Estos iones acelerados pasan por un separador de masas, que consiste en un imán dipolar con ángulo de deflexión de 55° y alcanza un poder de resolución de $M/\Delta M \approx 500$.

Los iones seleccionados se frenan en un campo electrostático hasta una energía de 100 eV y se inyectan en un imán cuadrupolar de radio-frecuencia (RFQ) que enfría los iones (es decir reduce su dispersión en energía hasta 1 eV) en un volumen de gas de He a baja presión (0.1 mbar) y los agrupa en pulsos de $10 - 15 \mu\text{s}$ que son enviados periódicamente por la línea de haz [NIE01, SAA96] hacia la trampa de Penning.

Trampa de Penning: Esta última etapa de selección es la que proporciona mayor poder de separación, llegando a seleccionar núcleos puros e incluso en algunos casos estados isoméricos (ver figura 2.4), dado que alcanza resoluciones de $\Delta M/M < 10^{-10}$ para iones estables, y de $\Delta M/M < 10^{-8}$ para iones de vidas medias cortas [ERO14].

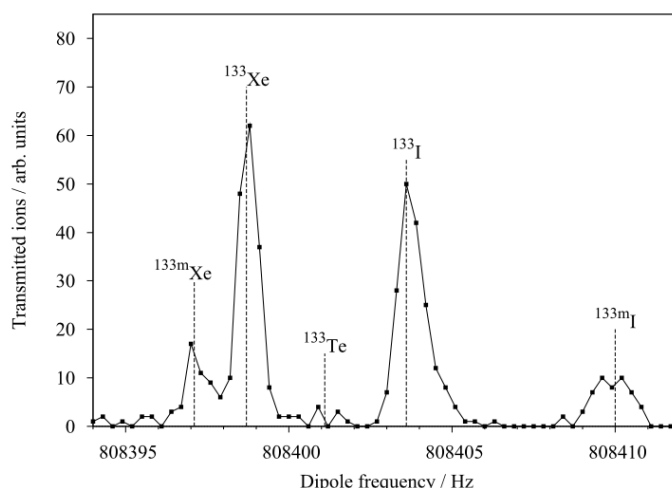


Figura 2.4. Ejemplo de barrido en frecuencias (equivalente a masa M) de JYFLTRAP para $A=133$ (tomado de [ERO14])

JYFLTRAP consta de dos etapas, una primera de purificación y otra llamada de precisión. Ambas etapas funcionan por el mismo principio y geoméricamente son prácticamente idénticas, compartiendo el mismo campo magnético, estando comunicadas por un fino conducto de 2 mm. En la primera (trampa de purificación) se eliminan las trazas de helio que vienen del imán RFQ y se hace una primera separación en masa, mientras que con la segunda (trampa de precisión) se alcanzan mejores resoluciones. Se puede realizar una purificación adicional devolviendo los iones de la etapa de precisión a la de purificación, y de vuelta a la de precisión. Usando el conocido como “método de Ramsey” [GEO07] se consigue centrar espacialmente solo los iones elegidos. En los pasos de una etapa a la otra, los contaminantes no centrados, se quedan en el exterior del orificio de unión entre las dos etapas, mientras que los iones de interés logran sobrevivir a las idas y venidas. Este método de selección requiere un cierto tiempo, por lo que la salida del haz de JYFLTRAP resultara pulsada con un período dependiente del núcleo en cuestión.

2.2. Unidad de cinta para la implantación y transporte de muestras

2.2.1. Contaminación debida a los descendientes

En el caso que los sucesores del isótopo en estudio sean también inestables, un hecho bastante habitual, aunque inicialmente la muestra implantada fuese pura se va contaminando con los hijos y demás descendientes. Esta contaminación de la muestra perturba la medida del isótopo en estudio, ya que los sistemas de detección empleados no son capaces de discernir de qué isótopo provienen las partículas β y los neutrones. En el caso de los γ este problema puede solventarse usando la información de energía del γ que es característica de cada núcleo. De hecho, dicha información podría utilizarse para seleccionar los β correspondientes al núcleo de interés, pero debido a la baja eficiencia de detección γ para nuestro experimento, esta técnica disminuiría dramáticamente la estadística.

La contaminación de la muestra por este proceso es, a todas luces, inevitable, pero puede ser mitigada renovando la fuente implantada con la frecuencia adecuada utilizando una cinta transportadora donde se implantan los iones y que se mueve cíclicamente extrayendo la fuente.

2.2.2. Estructura de los ciclos de implantación y medida

A la hora de determinar la estructura de los ciclos de implantación, hay varias cuestiones a tener en cuenta, dependiendo de cada isótopo: su vida media, la vida media de los descendientes, la capacidad y

velocidad del sistema de adquisición, la posibilidad de vetarlo, y la velocidad de movimiento de la cinta.

En los experimentos de desintegración β en los que se emplean unidades de cinta, normalmente se dispone de dos posibilidades de implantación. Una posibilidad es implantar en una cámara de implantación situada fuera del área de detección, y suficientemente alejada o protegida como para que la radiación que allí se produzca no llegue a los detectores. Se usa normalmente para minimizar la influencia de contaminantes en el haz o de posibles isómeros de vidas medias más cortas. Después de la implantación y un posible tiempo de espera, la muestra es transportada al punto de medida donde se mantiene cierto tiempo. La otra posibilidad es implantar directamente en el punto de detección durante un determinado tiempo, manteniendo la muestra durante un tiempo de medida y retirándola moviendo la cinta para iniciar un nuevo ciclo. Esta segunda opción tiene la ventaja de evitar las pérdidas durante el tiempo de transporte (considerable para vidas medias cortas), pero el inconveniente de la posible contaminación del área de medida, si el haz no incide exclusivamente en la cinta. Por ello esta opción requiere de una precisa focalización del haz radioactivo y normalmente del uso de colimadores. En nuestro caso, debido a la naturaleza isotópicamente pura del haz y a que algunos de los isótopos medidos tienen vidas medias cortas, la implantación se realizó directamente en el punto de medida, situado en el centro del detector de neutrones.

Una estructura típica de ciclos en este caso es mantener la implantación durante un cierto tiempo seguida de un tiempo de espera en el que los núcleos se vayan desintegrando en sus descendientes. La adquisición de datos se mantiene siempre funcionando lo que permite construir curvas de variación de la actividad en función del tiempo. Las formas de las curvas dependen de las vidas medias, a partir de las cuales, se puede obtener una separación de las distintas contribuciones, como explicaremos en el capítulo 3.

Concretamente, los ciclos de toma de datos empleados en el experimento incluyen un primer período breve sin implantar para determinar el fondo (1.8 s), seguido de un período de tres vidas medias de implantación (*crecimiento*) y un tercer período de siete vidas medias de espera (*decrecimiento*) al cabo del cual se mueve la cinta para empezar un nuevo ciclo. La figura 2.5 muestra un ejemplo de la curva de actividad acumulada tras muchos ciclos.

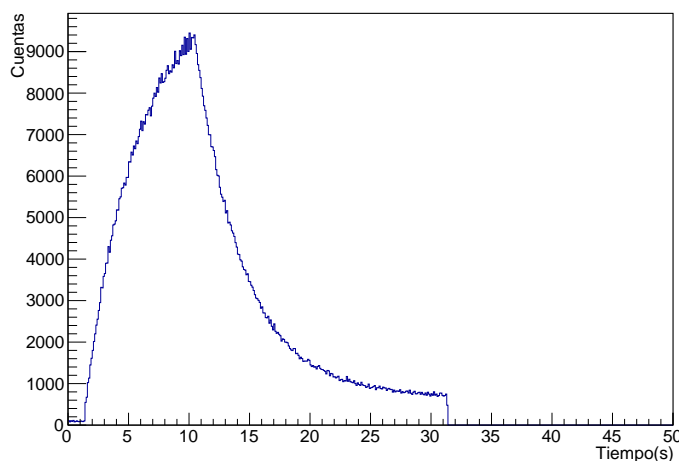


Figura 2.5. Ejemplo de curva de actividad (número de cuentas por canal) en función del tiempo dentro de un ciclo de medida donde se ve el fondo, el crecimiento y el decrecimiento.

2.2.3. Descripción mecánica del sistema de transporte de muestras por cinta

El sistema de transporte de muestras que utilizamos en nuestro experimentos en IGISOL fue desarrollado en el laboratorio JYFL. La figura 2.6 muestra diversas partes del mismo.

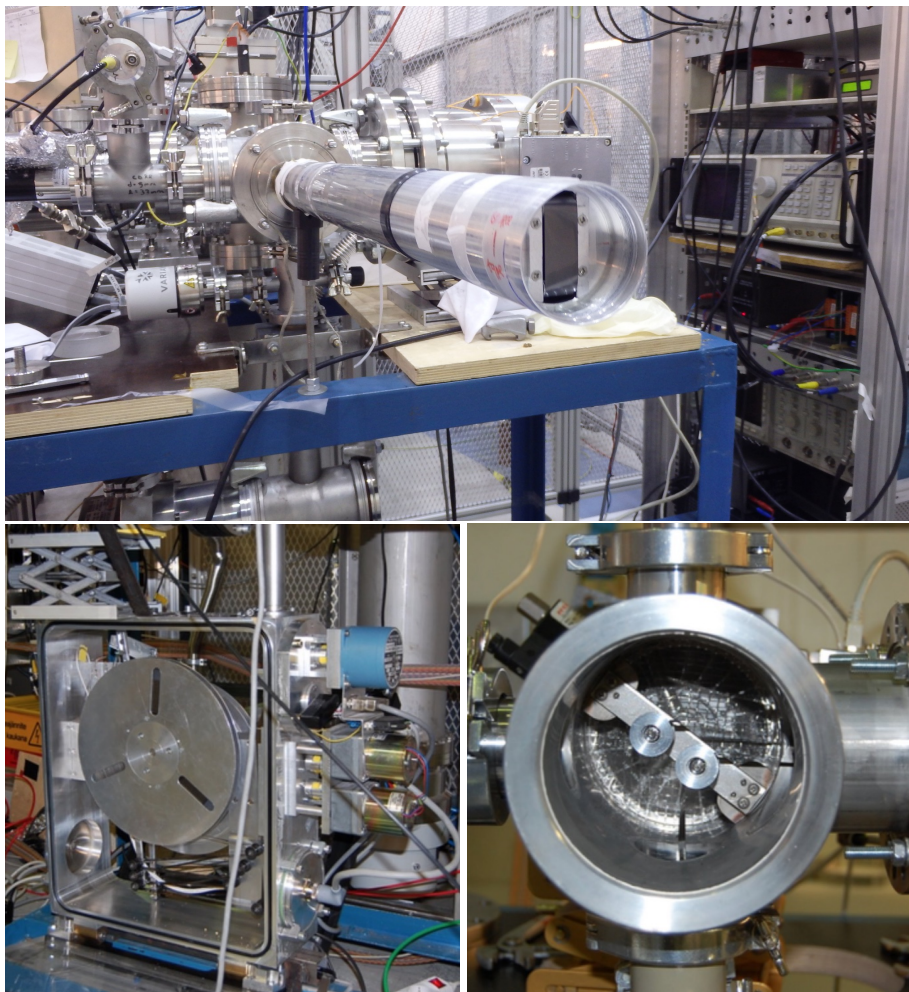


Figura 2.6. Diversas imágenes de la unidad de cinta en IGISOL. Izquierda-abajo: Cámara de vacío con bobinas. Derecha-abajo: Cámara de acoplo entre la cámara de bobinas y el tubo del haz. Arriba: Tubo de haz mostrando en su extremo la cinta (punto de implantación).

El sistema de transporte incluye los siguientes elementos, algunos de los cuales se pueden observar en la figura 2.6

- Cámaras y tubos en vacío acoplados a la salida de JYFLTRAP por las que viaja el haz y se mueve la cinta. Estos contienen rodillos para el guiado de la cinta colocados en puntos estratégicos (ver figura abajo a la derecha). El haz se implanta en la cinta al final del tubo que se muestra en la parte superior de la figura.
- Colimadores para limitar el tamaño del haz a dimensiones inferiores al ancho de la cinta y evitar contaminaciones en el entorno del punto de implantación.
- La cinta en sí, que en nuestro caso es de Mylar con una anchura de media pulgada y tiene una de sus caras metalizada. El haz se implanta sobre esta cara. Esto previene la acumulación de carga que podría repeler los iones y dificultar la implantación
- Dos bobinas (ver figura abajo a la izquierda), una de las cuales tiene la función de suministrar cinta al sistema durante el movimiento, mientras que la otra estará encargada de recoger la cinta.

- Dos zonas de almacenamiento intermedio de cinta, una por cada bobina, consistente en varios zigzag de cinta entre rodillos tensados, que permiten una rápida aceleración de la cinta mientras las bobinas, más pesadas, van dando o recuperando cinta.
- Motores con la potencia necesaria para mover la cinta con suficiente velocidad. Normalmente hay un motor dedicado a cada bobina, y un tercero encargado de mover la cinta guardada en el almacenamiento intermedio.
- Una electrónica de control, que tiene la función de mover el sistema cuando esté indicado, así como de mantener la zona de almacenamiento intermedio lleno, supervisar que la cinta no se rompa y detectar el final de la cinta para rebobinar.

En este punto conviene mencionar que la unidad de cinta de JYFL es muy antigua, y tiene frecuentes fallos de funcionamiento con la consiguiente pérdida de tiempo de haz. Por ello, como parte de mi trabajo, desarrollé una nueva unidad de cinta transportadora que, aunque no pudo llegar a usarse en estos experimentos, sí que puede instalarse allí para futuros experimentos. Entre tanto, la cinta ha sido recientemente instalada en ISOLDE/CERN, como muestra la figura 2.7, y usada en varios experimentos.

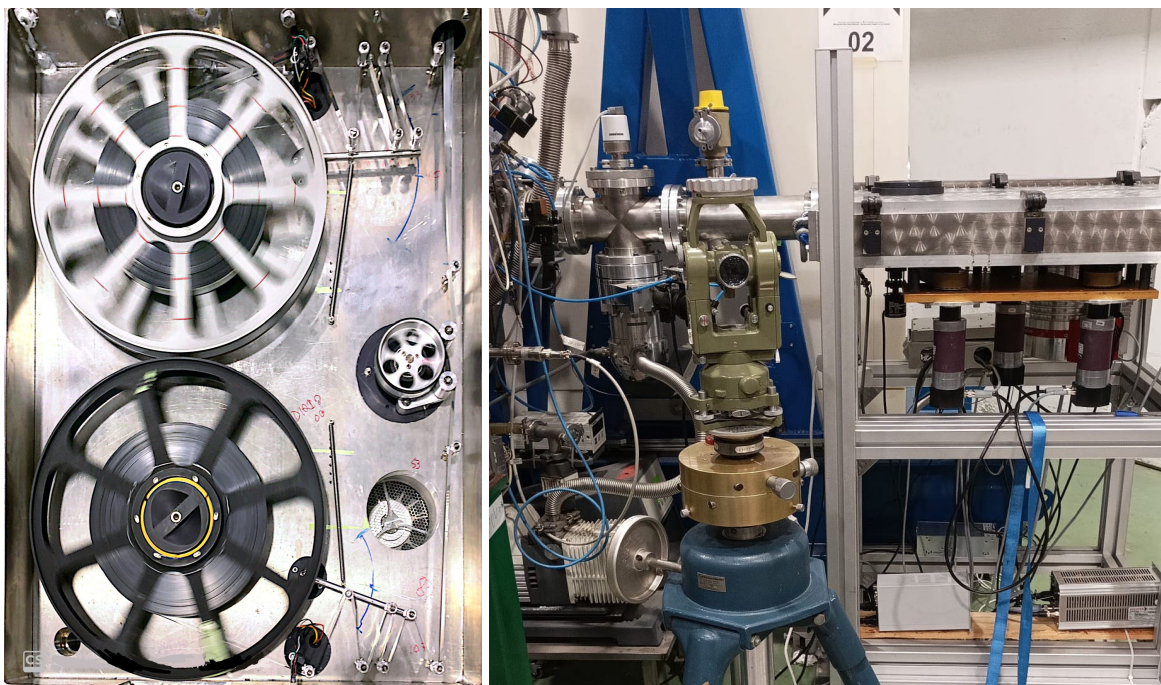


Figura 2.7. Unidad de cinta instalada en LUCRECIA (ISOLDE/CERN), que desarrollé a partir de una antigua cinta en desuso. Izquierda: Detalle de la cinta en movimiento. Derecha: La unidad instalada en posición horizontal.

2.3. Sistema de detección

Sin duda, uno de los puntos claves para una buena caracterización de los núcleos de estudio, es la elección adecuada de los detectores empleados.

El sistema de detección empleado en ambos experimentos, 2010 y 2014, consistió en un detector de neutrones, un detector de partículas β y un detector de radiación γ . Aunque el tipo de detector β y el número, disposición y presión de los tubos de ^3He del detector de neutrones cambió entre ambos experimentos, la disposición de los detectores fue similar y se muestra esquemáticamente en la figura 2.8.

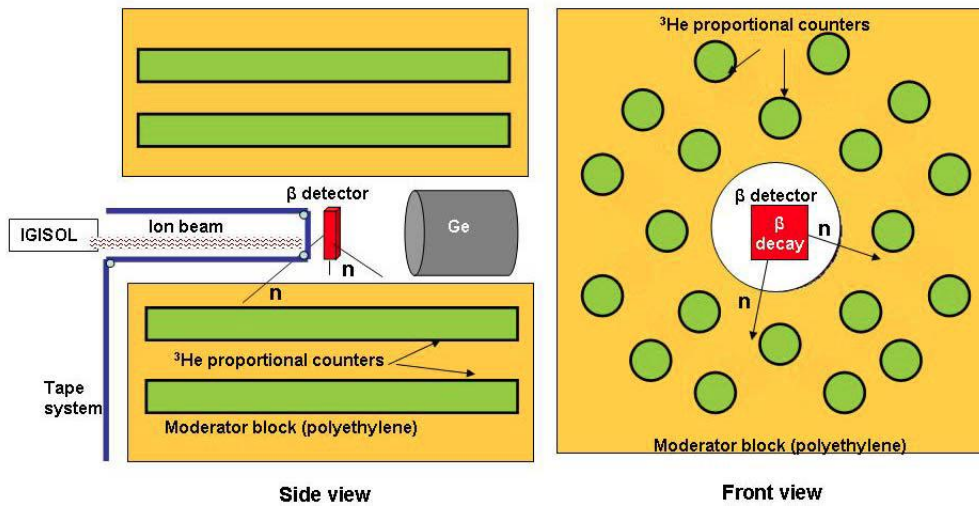


Figura 2.8. Esquema de distribución de los detectores.

2.3.1. Detector de radiación γ

Se empleó el mismo detector en ambos experimentos, este consistió en un detector de germanio hiper-puro (HPGe) de tipo-p, con alta eficiencia (70 %) y resolución en energía, fabricado por Canberra. La figura 2.9 a la izquierda muestra una imagen del detector.

El detector se caracterizó y calibró en energía y eficiencia usando varias fuentes radioactivas (^{241}Am , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{152}Eu). La figura 2.9 (derecha) muestra la curva de calibración en eficiencia para el experimento de 2014. La resolución observada era de 2.00 keV a la energía de 1333 keV (^{60}Co). Como muestra la figura 2.8 este detector fue situado en el montaje experimental detrás del detector β y por tanto presenta una eficiencia geométrica reducida. En cualquier caso la función de este detector en los experimentos fue auxiliar, para verificar que se implantaban los núcleos deseados, mediante los γ característicos de la desexcitación, y no se empleó en el análisis.

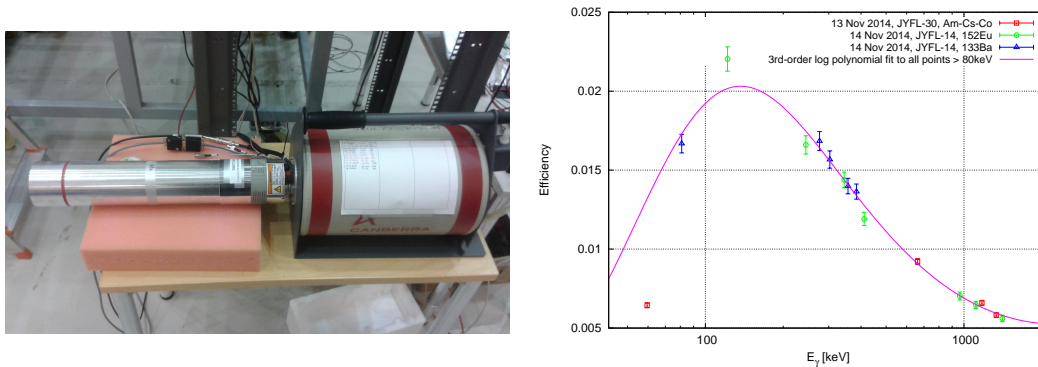


Figura 2.9. Detector de HPGe empleado en las medidas. Izquierda: Imagen del detector. Derecha: Curva de calibración en eficiencia para el experimento de 2014.

2.3.2. Detector de partículas β

Como ya mencionamos anteriormente, se usaron distintos detectores β en ambos experimentos. En 2010 se usó un detector de Si y en 2014 un detector de plástico centelleante.

2.3.2.1. Detector de Si

En 2010 se empleó un detector de Si de la compañía Eurisys de 0.9 mm de grosor y 25.2 mm de diámetro, alimentado con un voltaje de 90 V usando una fuente de HV TC954 a través de un preamplificador TC170, ambos de la compañía Tennelec. La figura 2.10 muestra a la derecha una imagen del detector. El detector se montó en un "tapón" metálico que va enroscado al final del tubo de vacío que transporta el haz (ver figura 2.6 arriba). Como muestra la figura 2.10 a la izquierda, el detector está a pocos mm de la cinta alcanzando una eficiencia geométrica del 28 %.

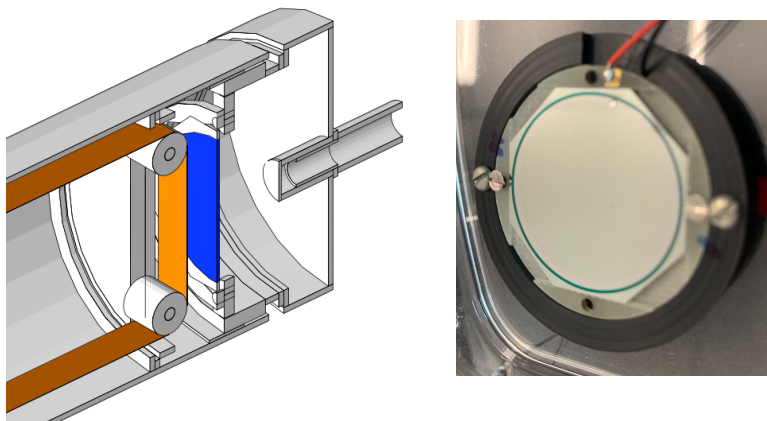


Figura 2.10. Ilustración del detector β posicionado al final de la línea del haz.

La respuesta del detector de Si fue estudiada cuidadosamente comparando medidas en coincidencia con neutrones para varios emisores βn bien conocidos y simulaciones Monte Carlo según detallo en [AGR16]. A causa del ruido electrónico el umbral para señales β que se usó fue de 100 keV. Esto causa una fuerte dependencia energética en la eficiencia de detección para electrones por debajo de 2 MeV (ver figura 3.2) lo que introduce errores sistemáticos en la determinación del P_n como discuto en el capítulo 3. En un intento de mejorar la situación se decidió sustituir el detector de Si por un detector que nos permitiese rebajar significativamente el umbral de detección según explico a continuación.

2.3.2.2. Detector de plástico centelleante

Para la nueva campaña de 2014, el detector de Si fue sustituido por un detector plástico de centelleo con un tubo foto-multiplicador segmentado. La idea es que el ruido propio de los foto-multiplicadores, principalmente ruido electrónico y luz que entra, es aleatorio para cada uno de los segmentos, y por tanto esencialmente no coincidente entre sí, mientras que las señales provenientes del plástico centelleante iluminarán todos los segmentos a la vez. Por ello, si se exige una coincidencia de las señales detectadas, el ruido quedaría anulado. Esta técnica no inhibirá ruidos inducidos por pulsos electromagnéticos ni otras alteraciones que por su naturaleza generen señal en todos los segmentos simultáneamente.

El detector empleado en el experimento usa un disco de plástico centelleante del tipo EJ-212 de la compañía ELJEN con 3 mm de grosor y 35 mm de diámetro, pegado a una guía de luz de 9 mm de grosor embutidos ambos en un cilindro de aluminio (ver figura 2.11 izquierda) con rosca que actúa de tapón del tubo de vacío que transporta el haz, de forma similar a lo explicado en el apartado anterior. Pegado ópticamente a la guía de luz (ver figura 2.11 derecha) se coloca un foto-multiplicador compacto modelo R7600U-M4 de Hamamatsu con cátodo cuadrado de 18 mm de lado, carcasa metálica y una estructura de dínodos denominada de canal metálico que permite recoger la señal del ánodo en cuatro sectores. La señal de los ánodos se suma de dos en dos y se envía a sendos preamplificadores modelo A1424 de CAEN que son la primera etapa de un circuito de coincidencia, como se muestra en la figura 2.12.

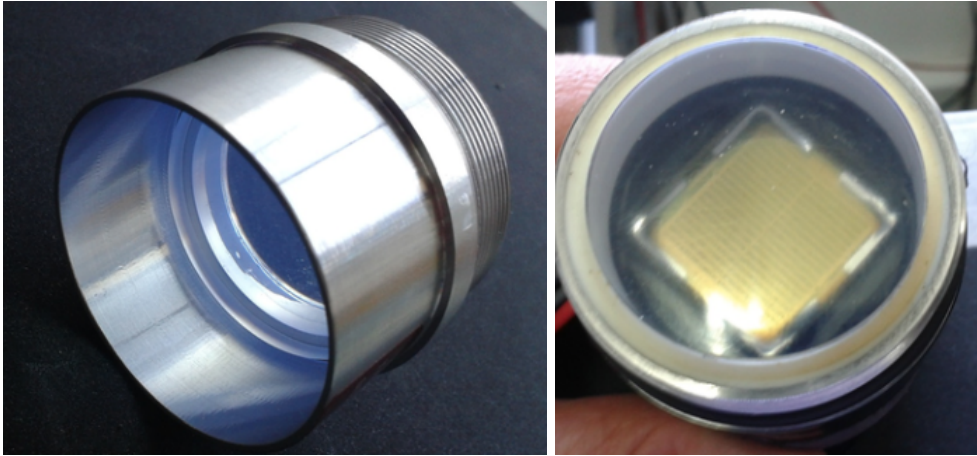


Figura 2.11. Imagen del detector de centelleo (EJ-212) en su guía de luz y con la montura que hace de tapa del tubo de haz del experimento de 2014

Plastic:

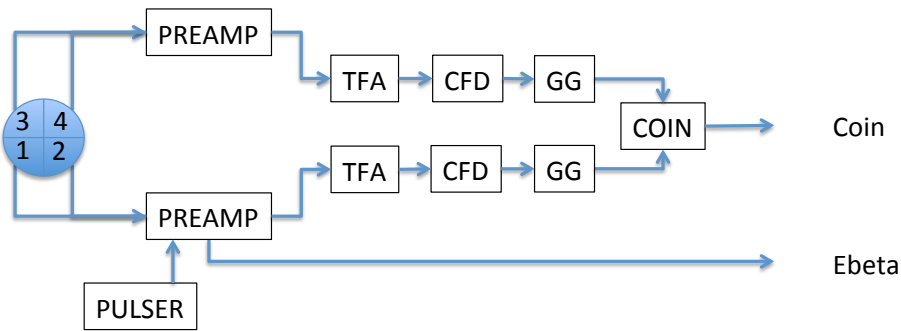


Figura 2.12. Esquemático de las cadena electrónica del detector β .

Para nuestra sorpresa, en el análisis posterior de los datos encontramos que la coincidencia no ayudaba a reducir el ruido por debajo de 60 keV, como muestra la figura 2.13. Investigando la causa encontramos que los fotones de luz externa que entra disparan efectivamente señales (negativas) mayoritariamente en uno de los sectores de la estructura de dínodos pero la avalancha de electrones induce señales (bipolares) en los otros sectores. Así pues la curva de eficiencia (ver figura 3.2) aunque mejora no elimina la necesidad de corrección (ver capítulo 3).

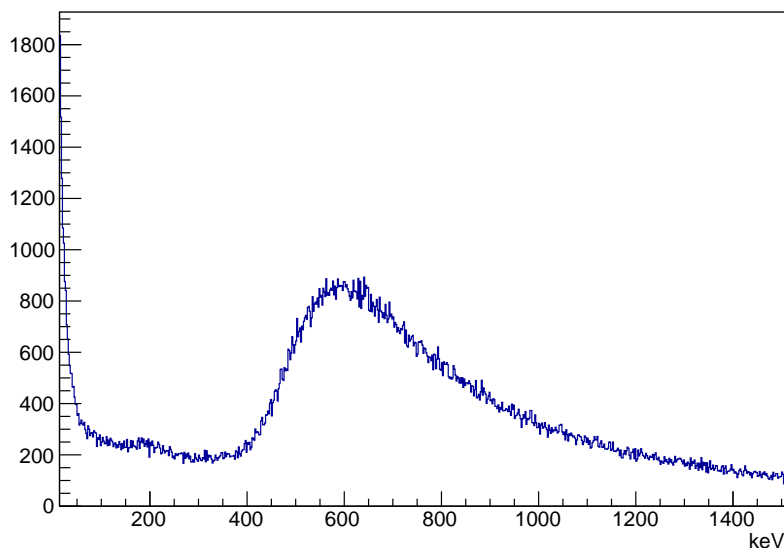


Figura 2.13. Ejemplo de espectro β medido con el detector plástico de centelleo.

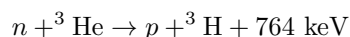
2.3.3. Detector de neutrones

Como ya hemos mencionado, se usaron dos detectores de neutrones distintos en el experimento de 2010 y 2014. En ambos casos se trata de un contador de neutrones basado en el principio de moderación de la energía del neutrón en un material hidrogenado y su posterior detección en un detector de neutrones térmicos. Este detector, BELEN (BEta deLayEd Neutron counter), fue desarrollado por la Universidad Politécnica de Cataluña (UPC) con colaboración del IFIC y CIEMAT [RIE16] como parte de la instrumentación que el experimento DESPEC de NUSTAR ha desarrollado para FAIR, la futura instalación de haces radioactivos en Europa [RUB06].

El moderador está conformado por piezas de polietileno (PE) de alta densidad (0.955 g/cm^3) y 100 mm de grosor. Ocho de estas piezas son de $500 \times 500 \text{ mm}$ y están apiladas horizontalmente. Las siete primeras agujereadas adecuadamente para alojar los tubos, actúan como moderador, y la octava como protección para los neutrones de fondo. Como protección también se disponen 200 mm de PE alrededor de los laterales del moderador, quedando un bloque total de $900 \times 900 \times 800 \text{ mm}$.

Como detector de neutrones térmicos usamos tubos proporcionales rellenos de ^3He . Cabe destacar que estos contadores no proporcionan información sobre la energía del neutrón debido a que los neutrones han perdido prácticamente toda su energía en la matriz antes de ser detectados. Por ello los espectros que se obtienen de la señal de los tubos no corresponden a la energía del neutrón sino a la distribución de energía del proceso interno del detector.

Dentro del tubo de ^3He se produce la reacción



El protón y el ^3H depositan la energía resultante por la reacción ionizando el gas del detector. En un detector ideal obtendríamos pues, una señal de 764 keV por cada neutrón detectado, pero dada la condición espacial finita de los detectores, tanto el protón como el tritio en ocasiones alcanzan el borde del detector antes de haber depositado toda su energía. Como consecuencia (ver figura 2.14) aparece una cola a bajas energías con dos bordes característicos a 192 keV y 571 keV que corresponden al caso de que una de las dos partículas no haya dejado ninguna energía.

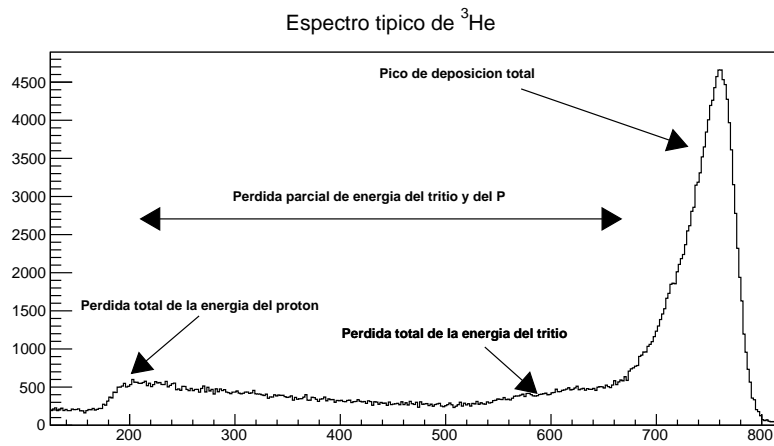


Figura 2.14. Forma del espectro de detección de ^3He . Se puede apreciar la zona de total deposición de energía del protón y del tritio, así como las pérdidas progresivas debidas al efecto de borde.

2.3.3.1. BELEN-20

El contador de neutrones del experimento de 2010, BELEN-20, estaba compuesto por 20 tubos de ^3He (ver figura 2.15). Los tubos tienen un volumen activo de longitud 600 mm y diámetro 25.4 mm. Las paredes son de acero inoxidable de 0.5 mm de espesor. Están rellenos con una mezcla de ^3He y un 3% de CO_2 a una presión de 20 atm. Los tubos fueron fabricados por la compañía LND Inc. [LND] Están alimentados por una fuente de alto voltaje NHQ203M [NHQ203] de la compañía WIENER, con una tensión de 2200V. Dicho alto voltaje se aplica a través de preamplificador MPR16-HV [MPR16] de la compañía MESYTEC.

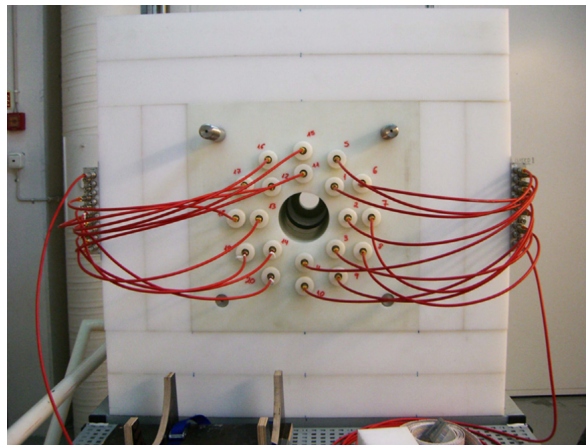


Figura 2.15. Foto del detector BELEN20 empleado en 2010 con los preamplificadores a los lados para minimizar la longitud de los cables.

Los tubos se sitúan distribuidos en dos coronas concéntricas con diferente número de tubos alrededor del agujero central de 55 mm de radio (ver figura 2.16). La primera corona está a 95 mm del centro del agujero y contiene 8 tubos y la segunda corona a 145 mm contiene 12 tubos. Los agujeros para los tubos están distribuidos uniformemente en cada corona y tienen un diámetro de 27.5 mm. Este diseño es el resultado de una optimización [RIE16] llevada a cabo mediante simulaciones Monte Carlo usando el código MCNPX [MCNPX].

El objetivo de esta optimización es hacer la eficiencia de detección de los neutrones retardados lo más independiente posible de su distribución en energías, que es en general desconocida y varía de núcleo a núcleo. Esto minimiza errores sistemáticos en el cálculo de P_n . Al mismo tiempo se intenta maximizar la eficiencia. Como se ve en la práctica, ambos objetivos son antagónicos y hay que alcanzar un compromiso. La figura 2.17 muestra el resultado y se puede observar que la eficiencia es próxima a 47% hasta 1 MeV.

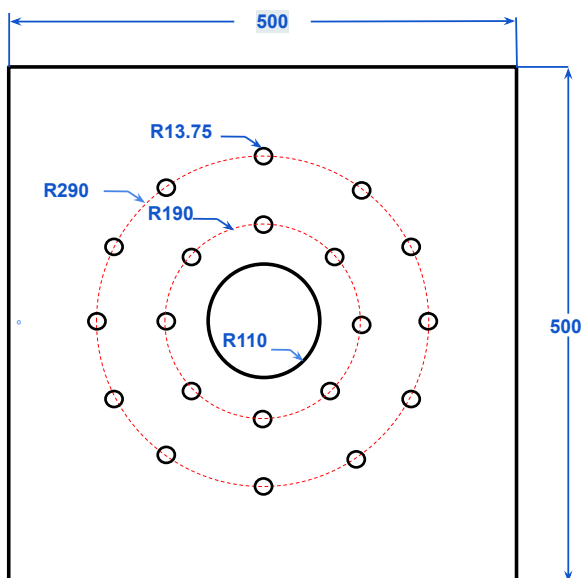


Figura 2.16. Plano de la distribución de tubos en los distintos anillos en la matriz de PE de BELEN-20.

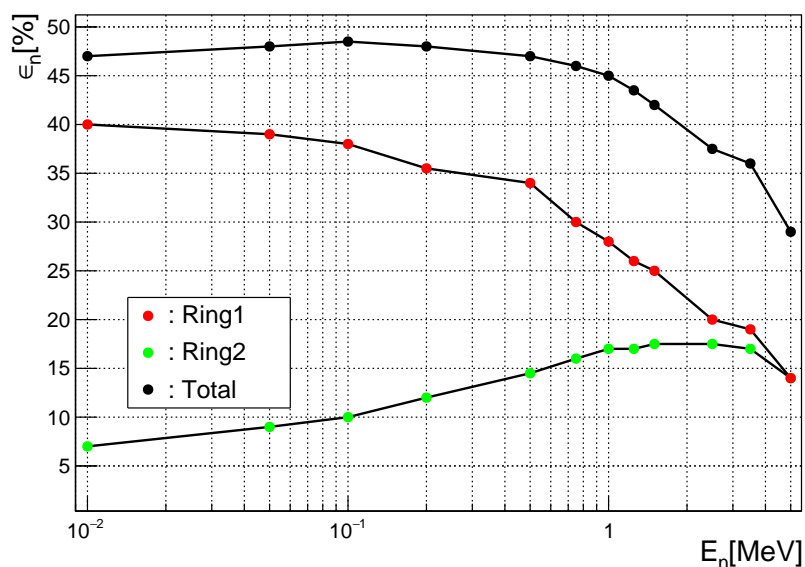


Figura 2.17. Gráfico de eficiencia simulada (MCNPX) en función de la energía del neutrón del contador BELEN-20.

2.3.3.2. BELEN-48

El contador de neutrones del experimento de 2014, BELEN-48, estaba compuesto por 48 tubos de ^3He (ver figura 2.15). Los tubos de ^3He con fabricación idéntica a los de BELEN-20, están rellenos en este caso a presiones de 8 o 10 atm. Los tubos se alimentan a 1450 V usando los mismos módulos electrónicos.

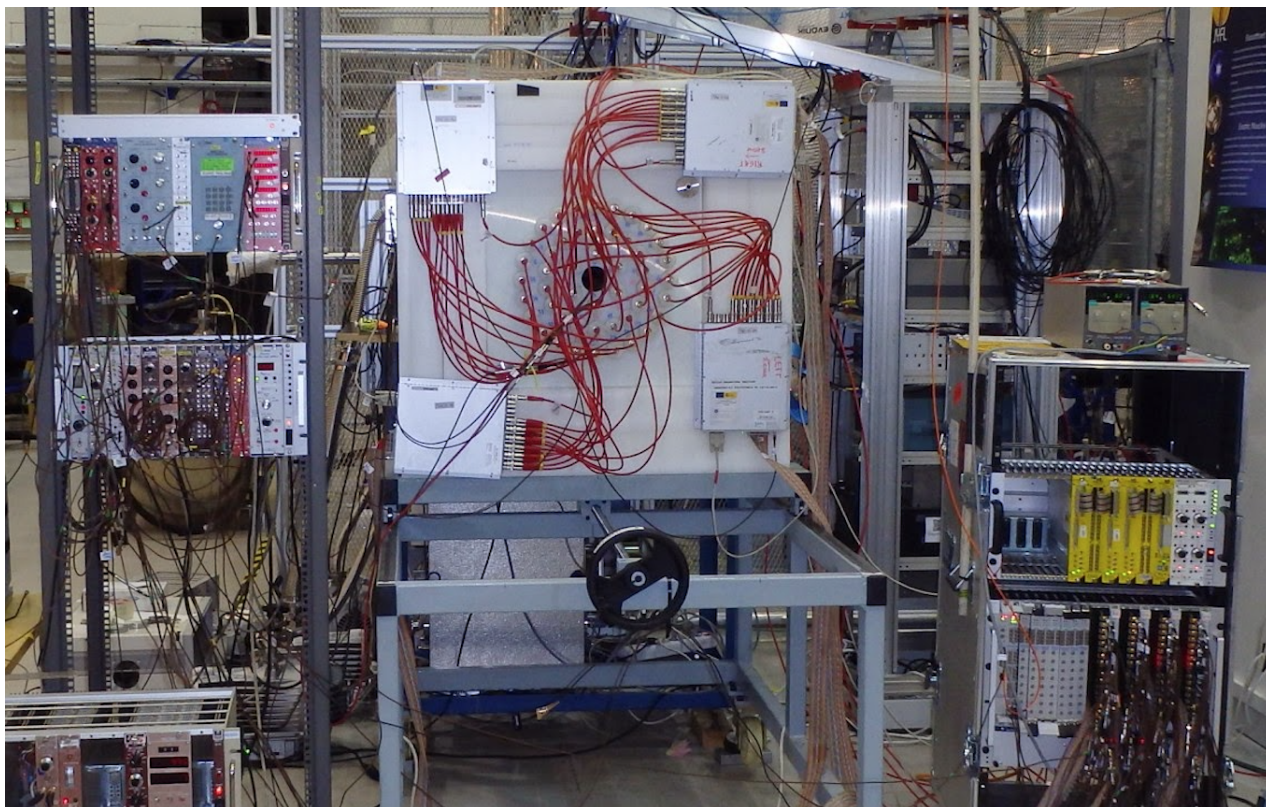


Figura 2.18. Foto del detector de neutrones BELEN-48 junto con su electrónica y sistema de adquisición montado en IGISOL.

En este contador los tubos se disponen en tres coronas (ver figura 2.19). Una corona interior a un radio de 85 mm con 6 tubos de 8 atm, una segunda corona de 155 mm de radio con 12 tubos, 4 a 8 atm y 8 a 10 atm, y una tercera corona externa a 195 mm de radio con 30 tubos a 8 atm. El hecho de que los tubos tengan presiones diferentes se debe a su distinta procedencia. Esta configuración corresponde también a una optimización de la curva de eficiencia, pero donde se ha priorizado mantener un valor constante hasta energías más altas (4 MeV) en detrimento de su valor (38 %) como se puede ver en la figura 2.20. Las coronas exteriores, que inicialmente tienen una eficiencia muy baja debido a su poca sección eficaz geométrica, van ganando eficiencia con la energía, debido a la mayor cantidad de moderador entre la fuente y los tubos, al tiempo que la corona interior la pierde, quedando así compensado hasta los 4 MeV.

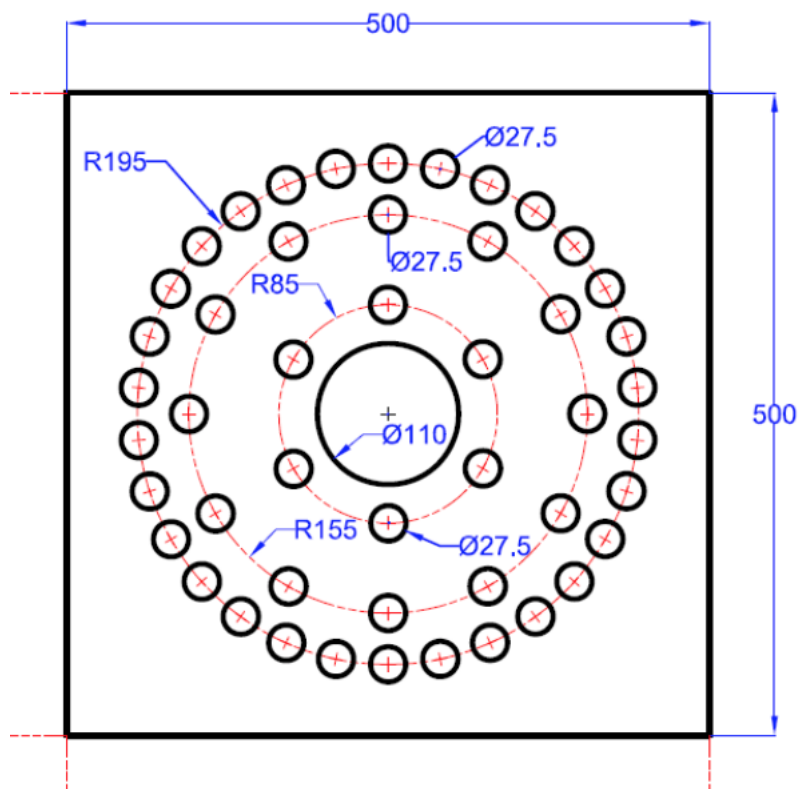


Figura 2.19. Plano de la distribución de tubos en los distintos anillos en la matriz de polietileno de BELEN-48.

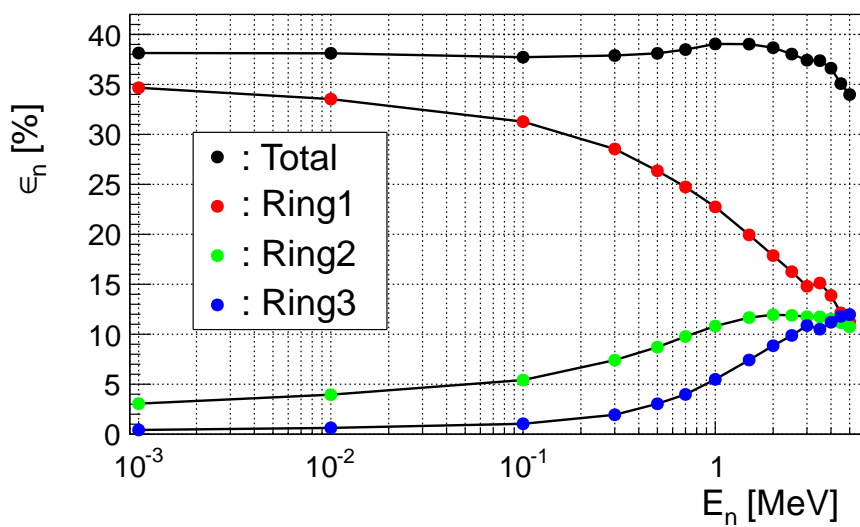


Figura 2.20. Eficiencia de BELEN-48, total y diferenciada según los distintos anillos, obtenida de la simulación de MCNPX.

2.4. Sistema de adquisición de datos

2.4.1. Consideraciones generales

Parte fundamental de cualquier experimento es la toma de los datos. Una vez conseguidos los sucesos que deseamos estudiar, y cuantificados por los sistemas de detección, hay que convertirlos a datos informáticos y gestionar estos datos, para que el experimentador pueda analizarlos y obtener conclusiones sobre la medida.

Hoy en día los sistemas de adquisición de datos (en adelante DAQ: Data AcQuisition system) constan de sofisticados módulos electrónicos, potentes computadoras y complejos programas, pero sin duda la anotación de los datos leídos visualmente en un sensor y escritos en una libreta eran también DAQs.

La esencia no ha cambiado, un suceso físico deja una señal en una serie de detectores y dichas señales son cuantificadas en valores que son trasladados a un soporte permanente para su posterior análisis. Esto nos lleva al concepto de evento como el conjunto de datos provenientes del suceso físico que buscamos estudiar.

Las funciones de un sistema de adquisición de datos son digitalizar los datos de los detectores (convertir las señales analógicas en valores digitales que puedan ser almacenadas por un ordenador), extraer los datos de dichos digitalizadores, almacenarlos en un soporte de memoria permanente, y permitir un análisis a tiempo real de una fracción significativa de dichos datos para poder controlar la buena marcha del experimento.

Un sistema de adquisición se compone por un lado de una serie de módulos electrónicos para la transformación de las señales eléctricas en valores digitales y uno o varios paquetes informáticos que gestionen la recolección, el almacenamiento y análisis de los datos.

Los DAQs hasta hace pocos años estaban basados en una señal de disparo (que en adelante nombraremos por su palabra inglesa *trigger*) que marca el inicio de la toma de datos y que desencadena una serie de acciones para la lectura de las señales producidas por dicho suceso. Dicha señal de *trigger* suele ser generada por una combinación lógica de los detectores que han tenido señal, garantizando que el evento está dentro del rango de sucesos de nuestro interés y evitando así la toma de datos de fondo o ruido que no son de interés y que podrían mantener ocupado a nuestro sistema en el momento que se produzca un suceso de interés, perdiéndose estos datos que sí que nos interesaban. A este tiempo que el sistema está ocupado y no admite nuevos datos se denomina **tiempo muerto**.

Una vez el DAQ recibe un *trigger* genera una serie de ventanas temporales dentro de las cuales serán digitalizadas las señales de los detectores y posteriormente recolectadas y almacenadas.

En el caso del experimento que nos ocupa se da una peculiaridad que hace poco eficiente el método que hemos descrito. En nuestro caso, como veremos más adelante en 3.2.1.4 la longitud temporal de los eventos está en el orden de magnitud de la frecuencia esperada de datos, por lo que la probabilidad de (en el modo “clásico”) tener datos de dos sucesos en un mismo evento es elevada. Este fenómeno hace la toma de datos con *trigger* poco eficiente y compleja de analizar.

Por todo lo expuesto, cuando empezamos a plantear este tipo de experimentos, se vio la necesidad de usar un DAQ sin eventos (*eventless*, ver sección 2.4.1.1, o también conocido como *triggerless* aunque en la mayoría de los casos sea una denominación inexacta). Por ello desarrollé dentro de este trabajo un nuevo DAQ *eventless*, que denominamos GASIFIC 7.0.

2.4.1.1. Concepto de Eventless

Como hemos citado anteriormente, en un sistema de adquisición con *trigger*, este es el encargado de iniciar la toma de datos, y la ventana temporal que se abre incluye todos los datos del suceso, lo que llamamos evento. En un sistema *eventless* no existe esta señal de *trigger* global, y por tanto la estructura del evento desaparece como tal (por supuesto que la física que había detrás del suceso sigue ahí) pero los datos adquiridos ya no van agrupados en eventos correspondientes a cada suceso.

Lo que ocurre en un sistema *eventless* es que cada canal digitalizador genera su propio *trigger* y los datos de cada detector se toman de modo asíncrono con una marca de tiempo en cada dato, de forma que posteriormente y mediante las marcas de tiempo se pueden reconstruir los eventos. Por supuesto, igual que en el caso del sistema con *trigger*, un suceso de fondo o ruido no necesariamente deseado va a mantener

el canal que le corresponda ocupado que podría perder un dato de interés, pero los nuevos digitalizadores tienen unos tiempos muertos de adquisición, independiente para cada canal, extremadamente bajos, hasta el punto que en muchos sitios se les describe (incorrectamente) sin tiempo muerto. Además del bajo tiempo muerto de lectura, el hecho de que este sea independiente y no se genere para todos los canales cuando ocurre un *trigger* hace que su repercusión en la toma de datos sea todavía menor.

2.4.2. GASIFIC 7.0

El sistema de adquisición de datos GASIFIC 7.0 [AGR13] fue desarrollado especialmente para el detector BELEN y ha sido usado en su extensión posterior BRIKEN [TOL19], pero con vocación de ir más allá del uso en este tipo de experimentos convirtiéndose en un sistema de adquisición multipropósito lo más versátil posible. GASIFIC 7.0 además de en los experimentos citados, es empleado en medidas de Espectroscopía de Absorción Total (ISOLDE, RIKEN, GSI, JYFL), de neutrones de fondo en instalaciones subterráneas de bajo fondo (Felsenkeller Underground Ion Accelerator Lab - HZDR, y Laboratorio Subterráneo de Canfranc), de neutrones ambientales inducidos por rayos cósmicos (HENSA) y en algunas otras medidas puntuales.

GASIFIC 7.0 está basado en un paquete informático modular, diseñado como un marco independiente de la electrónica. Aunque se ha implementado para una electrónica concreta (en módulos del estándar VME, ver sección 2.4.2.5), la implementación de otra electrónica de adquisición está prevista dentro del mismo marco¹. El programa consta de tres procesos que funcionan en paralelo. Cada uno de ellos gestiona una tarea, 1) leer datos de la electrónica y almacenarlos en algún dispositivo de memoria permanente, 2) analizar los datos (el mayor porcentaje posible sin reducir la velocidad de la escritura de los datos en un soporte permanente) y 3) proporcionar un entorno de usuario que permita controlar y visualizar el desarrollo del experimento.

2.4.2.1. Funcionamiento general

Los tres procesos mencionados no son totalmente independientes (se comunican entre ellos), sin embargo el *software* se ha diseñado de forma que el fallo de uno de ellos, no conlleva el fallo de los otros, y puede ser recuperado sin detener el trabajo de los demás.

Los procesos están comunicados mediante métodos del estándar *POSIX* [STE95] del tipo *Inter Process Communication* (en adelante IPC) [GRA02], como son *sockets* (conectores), *mapped shared memory* (mapas de memoria compartida) y *semaphores* (semáforos). Todo ello permite que los tres procesos actúen de forma paralela, independiente pero síncrona, y con las tareas distribuidas entre ellos.

Uno de los objetivos de paralelizar las tareas en procesos independientes y no usando el desdoblamiento del proceso en hilos, es el hecho de mantener el código lo más independiente de librerías no estándar, y en caso de ser imprescindible usarlas sin dependencias cruzadas.

En concreto el proceso de lectura del hardware y almacenamiento en disco, solo consta de librerías de C++, lo cual lo hace robusto, y (casi) inmune a actualizaciones de paquetes de software. Sin embargo, el proceso de análisis y el interfaz de usuario dependen respectivamente del paquete de análisis del CERN Root [BRU97] y de las librerías gráficas de Qt [Qt20]. En versiones iniciales del software, cometí el error de englobar varios de estos paquetes en un mismo proceso, lo que llevó a incompatibilidades cruzadas entre Root, Qt y el sistema operativo. Esta nueva arquitectura confiere al sistema de más estabilidad, así como una dependencia menor de las actualizaciones de los paquetes.

A continuación describimos los tres procesos.

¹Los distintos módulos de adquisición están definidos a nivel de programación como clases de C++ por lo que implementar nuevos módulos consiste en definir nuevas clases y basta con que los métodos tengan los mismos nombres, entradas y salidas, para que el cuerpo del programa no deba alterarse.

2.4.2.2. AcqRead

Es el proceso encargado de la gestión de los datos. Sus labores son:

1. Control de la electrónica *slow control*.
2. Gestión de la lectura de datos.
3. Distribución de los datos para otros procesos.
4. Escritura de datos en disco.

En primer lugar, dado que este proceso es el que está en contacto “físico” con la electrónica de adquisición, será el encargado de cargar la configuración (conjunto de registros y parámetros) en los módulos electrónicos. Dicha configuración, que se programa en el interfaz de usuario como veremos en la sección 2.4.2.4, se transporta mediante una memoria compartida y se inicializa mediante un semáforo.

En segundo lugar, el proceso gestiona el flujo de datos de la electrónica. El proceso tiene (con la electrónica actual) dos posibilidades de conectarse con los módulos, 1) a través de un módulo especial instalado en el *crate* VME que actúa como controlador (admite conexión a múltiples *crates*), desde el cual puede leer todos los digitalizadores conectados a dicha estación, 2) por una conexión *GigaEthernet* individual para cada módulo. El proceso de lectura es independiente para cada módulo y se describe en 2.4.2.5. Los datos leídos de los digitalizadores se almacenan en un *buffer* (memoria intermedia) circular, de tipo FIFO (*First In First Out*), y quedan a disposición de un distribuidor para que sean enviados a otros procesos. Cuando el *buffer* está lleno se van sobre-escribiendo los datos más antiguos, de forma que si estos no han sido leídos se pierden y pasa a contabilizar como tiempo muerto². Otra opción hubiera sido que la lectura de datos se detuviera a la espera de tener espacio libre en el *buffer*, sin embargo optamos por la primera posibilidad puesto que así los datos del *buffer* son lo más *nuevos* posible.

En tercer lugar el proceso pone a disposición del hilo de escritura en disco y el proceso de análisis los datos adquiridos (ver figura 2.21) a través de sendos distribuidores.

Y por último el hilo de escritura en disco rueda en paralelo y toma los datos del distribuidor para escribirlos en el disco.

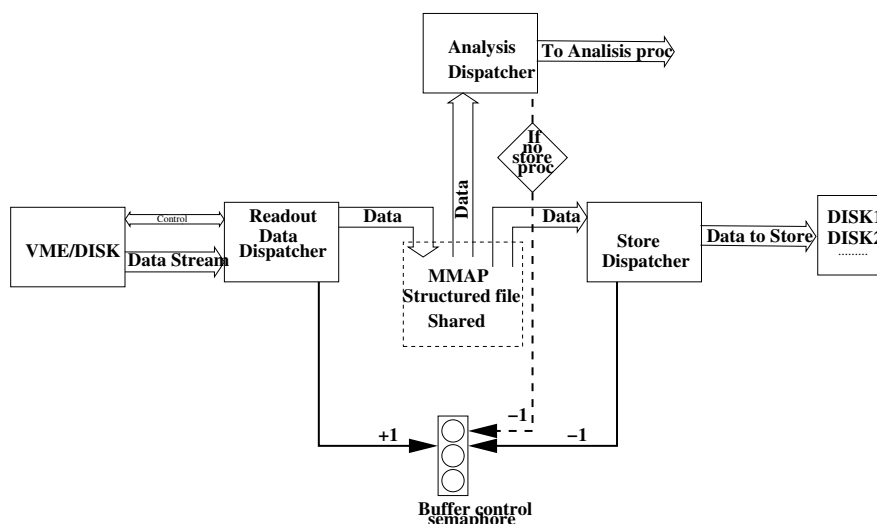


Figura 2.21. Esquema del flujo de datos entre procesos.

²En la práctica esto solo ocurre cuando se analizan datos en tiempo real sin guardarlos en disco, ya que la velocidad de escritura en disco es superior a la velocidad de lectura de datos

2.4.2.3. RootDisplay

Una herramienta si no imprescindible, muy conveniente en un DAQ es un sistema de análisis en tiempo real (*online*). Dicho sistema debe ser capaz de analizar tanto un porcentaje significativo de los datos adquiridos, como de alcanzar una complejidad de análisis suficiente para poder monitorizar el experimento durante la toma de datos, y saber así que los datos que estamos tomando van a ser adecuados para los objetivos del trabajo.

Para ello Gasific 7.0 tiene el módulo RootDisplay, que recoge los datos, construye los histogramas y los presenta en un entorno gráfico con capacidad de análisis estadístico.

En primer lugar el proceso de análisis en tiempo real debe obtener datos “frescos” de la electrónica. Para ello, a través del distribuidor de datos del AcqRead (ver sección 2.4.2.2), este proceso hace una copia local del bloque de datos más antiguo almacenado en el *buffer*. Acto seguido, dado que los datos vienen empaquetados en un formato específico, dependiente del módulo digitalizador empleado, el proceso llama a la rutina de *unpacking* (desempacado) del módulo correspondiente³. Posteriormente se realizan el resto de operaciones programadas para el análisis.

Para la presentación gráfica de los resultados empleamos las librerías de Root [BRU97], un paquete libre producido por el CERN y muy extendido como herramienta de análisis en el sector de la física nuclear y de partículas. Estas librerías son compiladas junto con el resto del programa de análisis, de forma que se optimiza su rendimiento. Además, estas librerías presentan una gran variedad de herramientas estadísticas que permiten a la persona a cargo del experimento extraer conclusiones iniciales sobre la calidad de los datos que se están tomando.

Todos estos procesos se realizan de forma paralela para optimizar la capacidad de los procesadores multi-núcleo de hoy en día. Sin embargo dadas las dependencias que pueden existir para una operación sobre una parte de los datos que requiere condiciones previas sobre otros datos, la paralelización se hace por niveles⁴. De esta forma, primero se ejecutan todas las operaciones de nivel 0 (*unpacking*, que solo dependen de si mismas), posteriormente las operaciones de nivel 1 que dependen solo del nivel 0, y así sucesivamente: (ver figura 2.22).

³Dado que cada módulo es, informáticamente hablando, una clase, cada una de estas clases tiene su propio método de *unpacking*.

⁴Consideramos operaciones de nivel N a aquellas que contengan dependencias con al menos una operación de nivel N-1

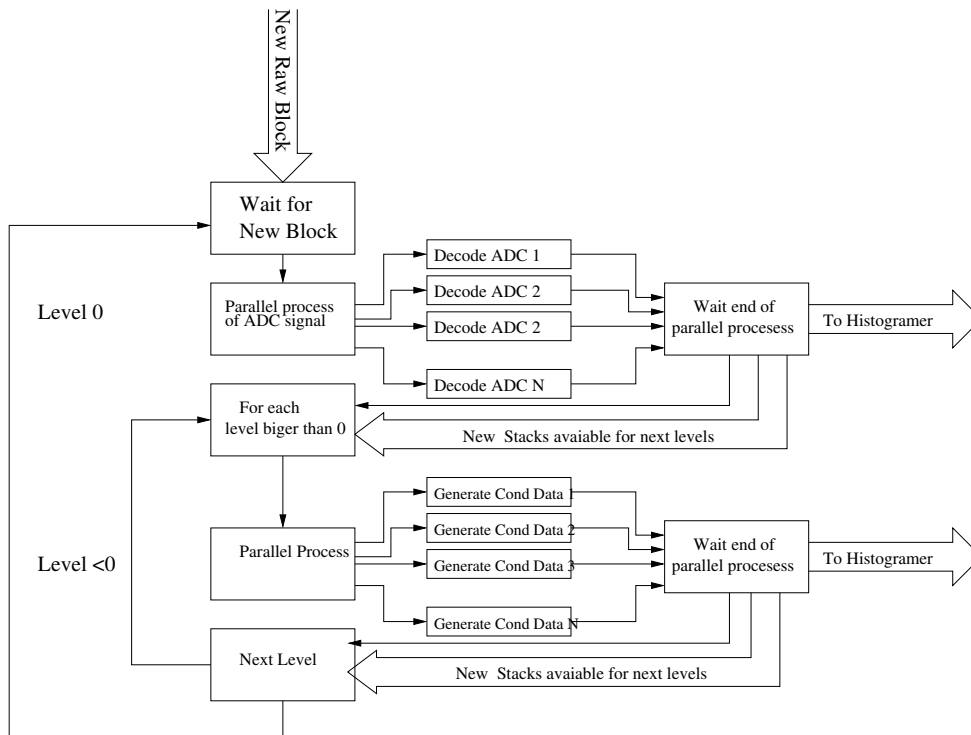


Figura 2.22. Esquema del procesado de datos para el análisis online.

Todos los resultados del análisis son almacenados en histogramas del tipo TH1F o TH2F y están a disposición del usuario para ser visualizados en un TCanvas con todas las aplicaciones de análisis de Root.

2.4.2.4. Graphical User Interface: GUI

Otro aspecto importante es el control de la adquisición. Instrucciones como arrancar, parar, y escribir en disco, son sin duda fundamentales, así como las configuraciones de la electrónica y del análisis a tiempo real o los comandos para visualizar los espectros adquiridos y analizados. Para este tipo de funciones hay dos estilos muy diferenciados en los diferentes DAQs, 1) vía comandos de texto por consola o 2) vía una interfaz gráfica que presente botones que ejecuten los comandos. Ambas tienen ventajas e inconvenientes.

La primera opción puede ejecutarse fácilmente en modo remoto, mientras que la segunda está a merced de la velocidad de la red y la estabilidad de la conexión. Sin embargo el método de consola de texto requiere un conocimiento de los comandos, y por tanto una necesidad de familiarización previa. Por su parte la interfaz gráfica permite a personal menos experto realizar funciones de cierta complejidad, ya que son guiados por las ventanas gráficas. En GASIFIC 7.0 nos decantamos por la interfaz gráfica de usuario (GUI según sus siglas en inglés). Para ello desarrollamos una ventana gráfica principal mediante el paquete informático Qt (ver figura 2.23). Desde este entorno gráfico se tiene un control total tanto de la adquisición de los datos como del análisis a tiempo real.

2.4. Sistema de adquisición de datos

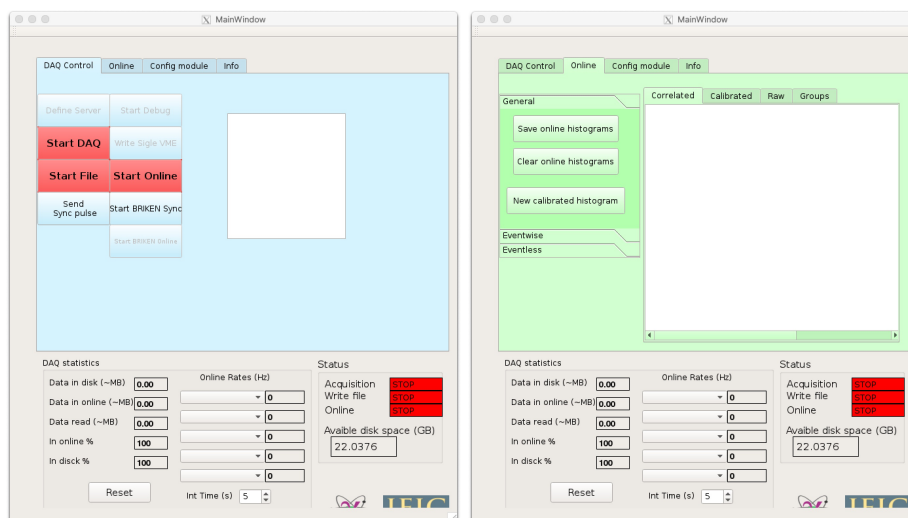


Figura 2.23. Distintas visualizaciones del interfaz de usuario (GUI).

2.4.2.5. Módulos electrónicos

En la actualidad, Gasific7.0 tiene configurados dos modos de comunicación, mediante el controlador de *crate* VME SIS3100 [SIS3100] de Struck o mediante comunicación por *GigaEthernet*. Y está preparado para tomar datos de los digitalizadores de la compañía Struck, SIS3350 [SIS3350], SIS3302 [SIS3302] y SIS3316 [SIS3316] (ver figura 2.24).

En la realización del presente trabajo se han empleado los digitalizadores de tipo SIS3302 para el experimento del 2010 y de tipo SIS3316 para el del 2014, en ambos casos controlados a través del módulo SIS3100.

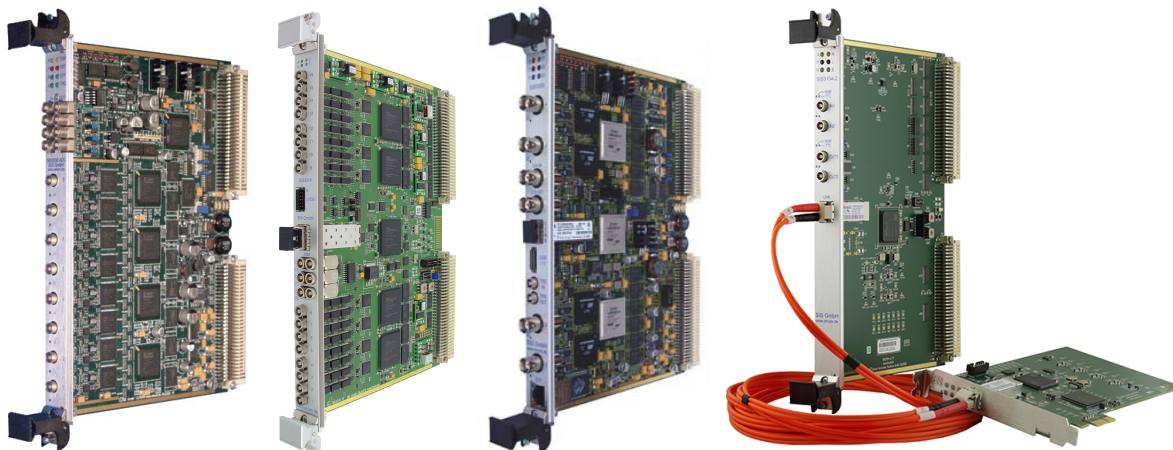


Figura 2.24. Tarjetas digitalizadoras (de izquierda a derecha) SIS3302, SIS3316, SIS3350 y la tarjeta controladora SIS3100.

La tarjeta SIS3100 es una controladora para leer los datos de las digitalizadoras a través de las conexiones VME y transmitir las vía fibra óptica al PC. Dicha transmisión tiene un alcance de hasta 20 km y velocidades de hasta 4 Gb/s. El proceso de lectura a través del VME puede hacerse por bloques, lo que optimiza la transmisión de datos llegando a una velocidad mayor de 80 Mb/s (datos del fabricante) mediante el protocolo de lectura 2eVME.

La tarjeta digitalizadora SIS3350 no se ha empleado en este trabajo. Tiene 4 canales y una frecuencia de muestreo de 500 Msamples/s con un ancho de banda de 250 MHz. Su capacidad de almacenamiento es de hasta 128 Msamples por canal.

La tarjeta SIS3302 fue la empleada en 2010, tiene una velocidad de muestreo de 100 Msamples/s, un ancho de banda de 50 MHz, una resolución de 16 bits (>13 efectivos) y una capacidad de almacenamiento de 1 Gsample configurable entre los distintos canales. Este módulo consta de un firmware que permite realizar un filtrado FIR (Finite Impulse Response) trapezoidal que hace las funciones de un amplificador espectroscópico. Este filtro implementa de forma digital un filtro paso-banda, que por su parte de filtrado de las bajas frecuencias elimina el pedestal (*base line*) que la cola de un pulso anterior u otros efectos puede introducir, y por su parte de filtrado de altas frecuencias elimina el ruido inducido por la electrónica.

La tarjeta SIS3316, fue la digitalizadora empleada en el experimento de 2014, con un ancho de banda de 125 Msamples/s, una velocidad de muestreo de 250 MHz, toma de muestras con una precisión de 14 bits, y una capacidad de almacenamiento de 64 Msamples por canal. Implementa un filtro trapezoidal similar al de la SIS3302.

Todas las tarjetas tiene la capacidad de generar un *trigger* internamente e independiente para cada canal, o aceptar uno externo para los canales que se determine. También todas tienen la memoria estructurada en dos bancos, lo que permite leer un banco mientras el otro sigue tomando datos, con lo que el proceso de lectura no induce tiempo muerto mientras el flujo de entrada de datos no sea mayor que la velocidad de lectura.

Análisis de los datos

3.1. Introducción

El cálculo de la probabilidad de emisión de neutrones, como veremos más adelante, no es conceptualmente complejo. Sin embargo, los procesos analíticos requeridos para la obtención de los parámetros necesarios para dicho cálculo requieren de un tratamiento específico de los datos experimentales. En este capítulo expondré cómo la coexistencia de diversos núcleos, la variabilidad de las eficiencias, los errores sistemáticos de los cálculos y las coincidencias casuales dificultan la obtención de dichos parámetros. A continuación describiré las técnicas necesarias para su obtención.

El objetivo principal del presente trabajo es obtener la probabilidad de emisión de neutrones de los núcleos bajo estudio, lo que se conoce como el valor P_n . Para ello utilizaremos los valores que hacen referencia a la cantidad de núcleos que se han desintegrado, mediante el número de β detectados, y al de neutrones emitidos, a través del número de neutrones detectados. En una situación ideal de 100% de eficiencia de nuestros detectores, el cálculo para un determinado núcleo ${}^{Z+1}A$ sería sencillo:

$$P_n = \frac{N_n}{N_\beta} \quad (3.1)$$

Siendo N_β el número de desintegraciones totales del núcleo en cuestión y N_n el número total de neutrones emitidos por este núcleo. Sin embargo, la realidad experimental está muy alejada de lo ideal, y el número de β detectados, así como el de neutrones, no solo no es el 100%, sino que la eficiencia de detección dependerá también de la energía de cada partícula.

De modo que la sencilla ecuación 3.1 se convierte en 3.2, algo más compleja [AGR16]:

$$P_n = \frac{\sum_{S_n < E_x^i < Q_\beta} \sum_{E_x^f < E_x^i - S_n} N_n^{if}}{\sum_{S_n < E_x^i < Q_\beta} \sum_{E_x^f < E_x^i - S_n} I_{\beta n}^{if} \varepsilon_n^{if}} \quad (3.2)$$

$$\frac{\sum_{E_x^i < Q_\beta} N_\beta^i}{\sum_{E_x^i < Q_\beta} I_\beta^i \varepsilon_\beta^i}$$

Esta ecuación tiene en cuenta la complejidad debida a las eficiencias de detección y su dependencia con la energía. En ella, i corresponde al nivel en el núcleo hijo ${}^{Z+1}A$ con un estado de excitación E_x^i poblado con una probabilidad I_β^i , mientras que f es el nivel en el núcleo final ${}^{Z+1}A - 1$ en un estado de excitación E_x^f que ha sido poblado desde el nivel i por la emisión de un neutrón con probabilidad I_n^{if} , siendo N_n^{if} el número de neutrones detectados con una eficiencia ε_n^{if} emitidos con energía $E_n^{if} = E_x^i - E_x^f - S_n$. La probabilidad de que se alcance el estado f desde cualquier estado permitido i , $I_{\beta n}^{if}$, se obtiene promediando:

$$I_{\beta n}^{if} = \frac{I_\beta^i}{\sum_{S_n < E_x^i < Q_\beta} I_\beta^i} I_n^{if} \quad (3.3)$$

Por otro lado en el denominador tenemos N_β^i como el número de partículas beta detectadas, corregida por la eficiencia ε_β^i para detectar el continuo β , que es función de la energía de la transición $Q_\beta - E_x^i$, y estando la suma modulada por su probabilidad I_β^i .

Conviene hacer notar que en la ecuación 3.2 los valores del numerador están restringidos a las transiciones en el hijo con estados de excitación por encima de la energía de separación del neutrón ($E_i > S_n$), mientras que en el denominador se incluyen todos los niveles desde el estado fundamental

La ecuación 3.2 define, de hecho, las eficiencias promedio $\bar{\varepsilon}_\beta$ y $\bar{\varepsilon}_n$ para todas las partículas β y todos los neutrones, reduciéndose notablemente hasta quedar en la expresión 3.4.

$$P_n = \frac{\bar{\varepsilon}_\beta N_n}{\bar{\varepsilon}_n N_\beta} \quad (3.4)$$

Esta ecuación es la más común para calcular P_n , pero hay que tratarla con cuidado, ya que el cálculo de los valores de las eficiencias promedio depende del núcleo estudiado y requiere el conocimiento de intensidades de desintegración β y de neutrón, que en general es incompleto o está ausente. Solo en el caso de que las eficiencias $\varepsilon_\beta(Q_\beta - E_x)$ y $\varepsilon_n(E_n)$ no dependan de la energía, se puede afirmar que las eficiencias promedio son independientes del núcleo y se podrían obtener, por ejemplo, de núcleos de calibración. En este trabajo designaremos esta forma de obtener P_n , *Método I*.

La ecuación 3.2 y todas las consideraciones son válidas para emisores de un solo neutrón. Para emisores de más de un neutrón, P_{xn} , habrá que considerar otras ecuaciones. Dado que ningún núcleo de los incluidos en el presente trabajo emite más de un neutrón, no entraremos en esos casos.

Una complicación más será que, tanto las medidas de neutrones como las de β , corresponden no sólo al núcleo de estudio implantado en la cinta, sino que la medida podría estar contaminada por otros motivos:

- isóbaros que vienen junto con el núcleo de estudio, que no ha podido ser suficientemente purificado (este caso no ocurre en este trabajo debido a la extrema capacidad selectiva de la trampa de iones 2.1.1.3)
- los descendientes de los núcleos radioactivos en el entorno experimental
- las partículas derivadas de la radiación cósmica que de forma directa pueden disparar señales en los detectores, o de forma indirecta pueden generar electrones o neutrones que sean detectados
- contaminantes ambientales o de los elementos del montaje, el tubo del haz o elementos estructurales que puedan haber sido contaminados por una mala focalización del haz
- contaminación intrínseca de los materiales.

Además, la posición de la fuente no es siempre precisa y puede variar por oscilaciones del haz en el caso de implantación directa en el punto de medida (el caso de este estudio), o por incertidumbres en el posicionamiento de la cinta en el punto de medida, en el caso de implantaciones lejos de éste. Estos dos casos implican una disminución de la relación señal-fondo y una indeterminación en la eficiencia β , $\bar{\varepsilon}_\beta$, muy sensible a la posición de la fuente. Por ello, en muchas ocasiones es muy conveniente contar los β en coincidencia con neutrones, $N_{\beta n}$. Como veremos a continuación, con una modificación de la ecuación 3.2 conseguimos que el valor de P_n pase a depender de $N_{\beta n}$ en lugar de N_n y mediante una aproximación, pierda la dependencia con $\bar{\varepsilon}_\beta$

Para ello, la ecuación 3.2 puede reescribirse de la forma:

$$P_n = \frac{\sum_{S_n < E_x^i < Q_\beta} \sum_{E_x^f < E_x^i - S_n} N_{\beta n}^{if}}{\sum_{S_n < E_x^i < Q_\beta} \sum_{E_x^f < E_x^i - S_n} I_{\beta n}^{if} \varepsilon_\beta^i \varepsilon_n^{if}} \quad (3.5)$$

$$\frac{\sum_{E_x^i < Q_\beta} N_\beta^i}{\sum_{E_x^i < Q_\beta} I_\beta^i \varepsilon_\beta^i}$$

En la ecuación 3.5 $N_{\beta n}^{if}$ corresponde al número de neutrones detectados en la transición $i \rightarrow f$ en coincidencia con la detección de un β que puebla el nivel i . Dado que dichas detecciones están ponderadas por la respectiva eficiencia de detección, son necesarios los términos ε_β^i y ε_n^{if} .

La ecuación 3.5 puede simplificarse como se hizo con 3.2, tomando los valores promedio de las eficiencias, aunque en este caso se deberá diferenciar entre la eficiencia β promedio $\bar{\varepsilon}_\beta$ y la eficiencia β promediada para las transiciones $E_i > S_n$, $\bar{\varepsilon}_\beta^i$, dado que serán solo éstas las que permitirán la emisión de un neutrón. De este modo se obtiene la fórmula 3.6.

$$P_n = \frac{\bar{\varepsilon}_\beta N_{\beta n}}{\bar{\varepsilon}_\beta N_\beta} \approx \frac{\bar{\varepsilon}_\beta N_{\beta n}}{\varepsilon_\beta^i \bar{\varepsilon}_n N_\beta} \quad (3.6)$$

La expresión 3.6 depende de los neutrones detectados en coincidencia con un β , y no de los detectados de forma individual. Esto, como veremos más adelante, es especialmente útil en aquellos casos en los que los neutrones provenientes de nuestro núcleo de estudio sean pocos frente a los del fondo. En este trabajo designaremos esta forma de obtener P_n , *Método II*.

Tradicionalmente se introduce la aproximación $\bar{\varepsilon}_\beta / \varepsilon_\beta^i \approx 1$ en esta ecuación con lo que obtenemos la nueva ecuación 3.7.

$$P_n \approx \frac{N_{\beta n}}{\bar{\varepsilon}_n N_\beta} \quad (3.7)$$

Como demostraremos más adelante en este trabajo, esta aproximación puede conducir a errores sistemáticos sustanciales [AGR16].

En definitiva, tenemos dos métodos de cálculo del valor de P_n : mediante la relación de neutrones detectados frente a β totales detectados (ecuación 3.4), o mediante la relación de neutrones detectados en coincidencia con β frente a la de β totales detectados (ecuación 3.6). El primer método tiene la ventaja de no depender de la aproximación $\bar{\varepsilon}_\beta / \varepsilon_\beta^i \approx 1$, pero la desventaja de ser sensible a la relación señal/fondo, mientras que el segundo tiene una incertidumbre asociada a la aproximación.

En siguientes apartados veremos en detalle las limitaciones y correcciones que deben ser aplicadas para cada método de cálculo, así como la forma experimental de obtener los valores necesarios para calcular el P_n de los núcleos estudiados en este trabajo.

3.1.1. Cálculo de la corrección de eficiencias

Como hemos mencionado, un factor a considerar durante la validación de los cálculos de los P_n obtenidos es la variabilidad de la eficiencia de detección. Estas eficiencias dependen de la distribución de intensidades de neutrón y β del núcleo que se desintegra. Para evaluar esta variabilidad en el presente trabajo, hemos hecho un estudio de los distintos núcleos convolucionando las eficiencias en función de las energías, con los espectros energéticos de los neutrones y las intensidades de energía de la transición β , tanto para los núcleos en los que el hijo se desexcita por emisión de un γ como para los que la desexcitación del hijo ocurre emitiendo un neutrón.

Para obtener las eficiencias de los detectores β en función de la energía máxima del continuo β y de neutrones en función de su energía empleamos simulaciones Monte Carlo usando el código Geant4 [AGO03]. Los valores de las intensidades $I_\beta(Q_\beta - E_x)$ los extraemos de la base de datos *Evaluated Nuclear Structure Data File* ENSDF [TUL95] para estados por debajo de S_n , complementados por valores para estados por encima de S_n extraídos del espectro de neutrones mediante el procedimiento descrito en [AGR16]. Los espectros de neutrones son obtenidos de la base de datos *Evaluated Nuclear Data File* ENDF/B-VII.1 [CHA11].

En este punto es importante mencionar que los espectros de neutrones que aparecen en ENDF/B-VII.1 corresponden a la evaluación de datos experimentales realizada por Brady en 1989 [BRA89] para 39 núcleos. En la evaluación de Brady los datos se completaban a bajas y altas energías con cálculos teóricos por falta de información experimental. En ENDF/B-VII.1 se hace algo similar pero empleando un modelo teórico distinto [KAW17] y además, para los casos en que no existe información experimental el espectro que se da es el puramente teórico. No existen estudios de la capacidad predictiva del modelo, pero se puede asumir que es baja.

La dependencia de los resultados con la forma de los espectros de neutrones y β ya fue estudiada en el experimento de 2010 con la matriz BELEN-20 [AGR16], donde se vio que para los núcleos estudiados el cociente $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_n$ tiene poca variabilidad entre ellos, sin embargo, $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_\beta^T$, sí tiene una fuerte dependencia de los distintos núcleos.

En el experimento de 2014 se intentó mejorar la situación haciendo un especial esfuerzo para, en el caso del detector de neutrones, mantener un valor de eficiencia lo más constante posible hasta 4-5 MeV, y en el caso del detector β , bajar el límite inferior de detección al máximo, lo que redundaría en una eficiencia más plana, empleando foto-multiplicadores segmentados y forzando su disparo por la coincidencia entre segmentos (ver sección 2.12).

En la figura 3.1 podemos ver los espectros de energía de los neutrones junto con las eficiencias simuladas de los detectores BELEN-20 y BELEN-48, de donde calcularemos los valores de $\bar{\varepsilon}_n$. En la figura 3.2 vemos las distribuciones en energía de la intensidad de la transición β que posteriormente se desexcitan mediante emisión γ , $I_{\beta\gamma}$, junto con las eficiencias de los detectores β empleados en 2010 y en 2014. De la misma forma, en 3.3 vemos las correspondientes intensidades de la transición β que preceden a la emisión de un neutrón, $I_{\beta n}$, junto con las eficiencias de los detectores β de donde obtendremos los valores de $\bar{\varepsilon}_\beta^T$. Finalmente, para calcular los valores de $\bar{\varepsilon}_\beta$ usaremos la intensidad combinada $I_{\beta\gamma} + I_{\beta n}$.

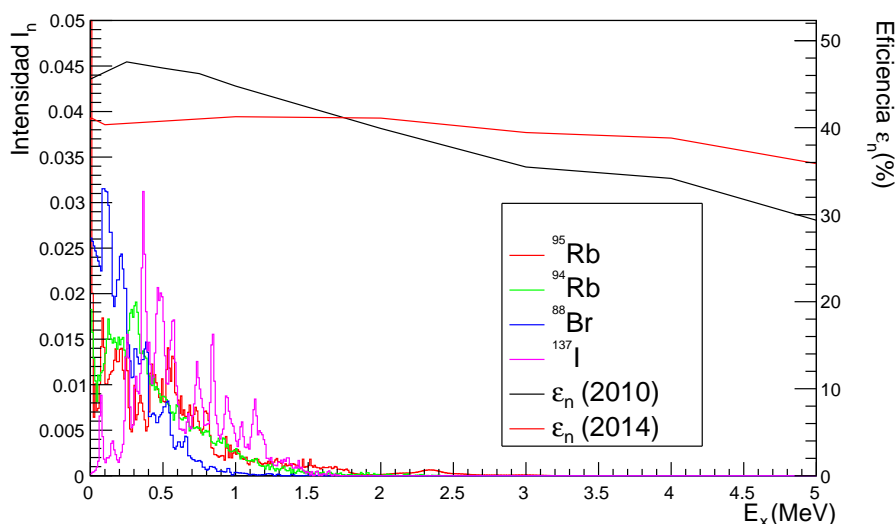


Figura 3.1. Espectros de intensidad de neutrones junto con su eficiencia de detección para las matrices de moderación empleadas en 2010 y en 2014.

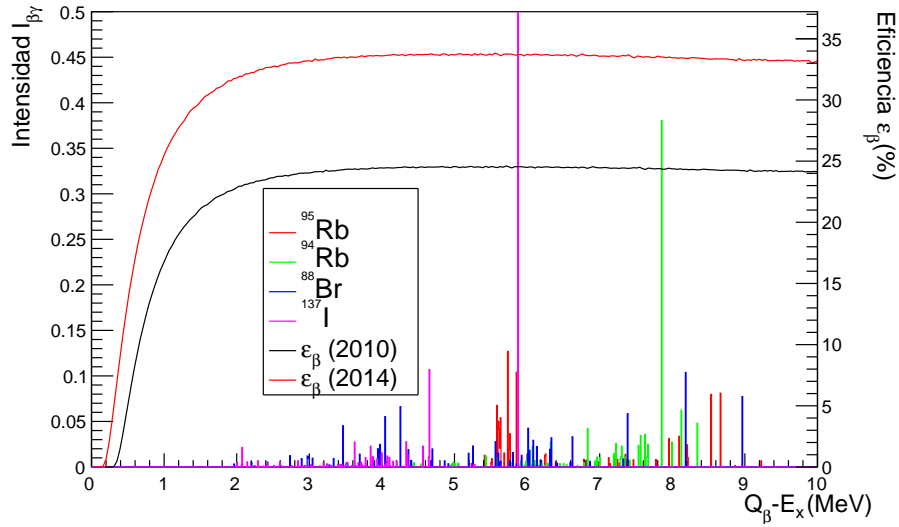


Figura 3.2. Espectros de intensidad β que pueblan estados excitados en el núcleo hijo por debajo de la energía de separación de neutrón en función de $Q_\beta - E_x$, junto con las eficiencias de detección para las configuraciones de 2010 y 2014

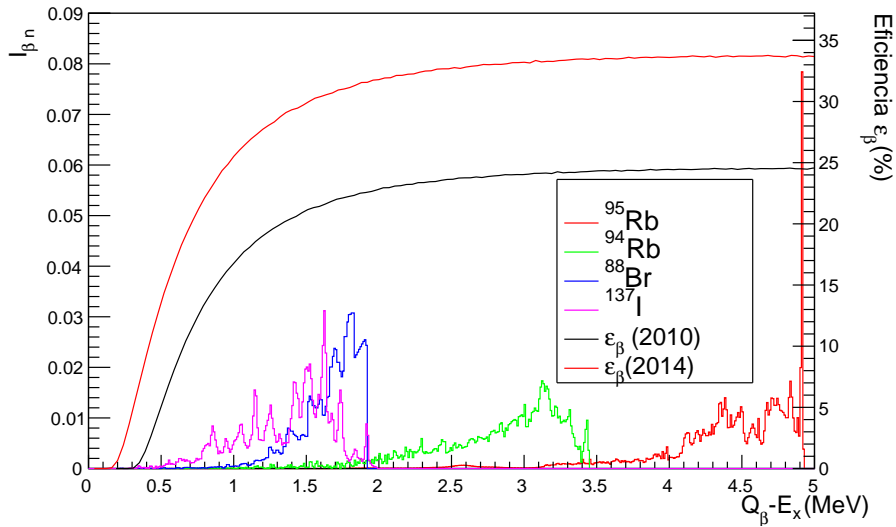


Figura 3.3. Espectros de intensidad β que pueblan estados excitados en el núcleo hijo por encima de la energía de separación de neutrón en función de $Q_\beta - E_x$, junto con las eficiencias de detección para las configuraciones de 2010 y 2014

La tabla 3.1 muestra la comparación de los cálculos de eficiencias para el experimento de 2010 y los nuevos valores obtenidos para el experimento de 2014:

	2010							2014				
	$Q_{\beta n}$ (keV)	Q_{β} (keV)	$\bar{\varepsilon}_n$ (%)	$\bar{\varepsilon}_{\beta}$ (%)	$\bar{\varepsilon}'_{\beta}$ (%)	$\bar{\varepsilon}_{\beta}/\bar{\varepsilon}'_{\beta}$	$\bar{\varepsilon}_{\beta}/\bar{\varepsilon}_n$	$\bar{\varepsilon}_n$ (%)	$\bar{\varepsilon}_{\beta}$ (%)	$\bar{\varepsilon}'_{\beta}$ (%)	$\bar{\varepsilon}_{\beta}/\bar{\varepsilon}'_{\beta}$	$\bar{\varepsilon}_{\beta}/\bar{\varepsilon}_n$
⁹⁵ Rb	4883	9228	46.0	24.4	24.4	0.999	0.531	40.8	33.6	33.6	0.999	0.823
⁹⁴ Rb	3452	10283	46.5	24.4	24.0	1.01	0.524	40.7	33.5	33.1	1.01	0.823
⁸⁸ Br	1922	8975	46.7	24.2	21.6	1.12	0.519	40.6	33.4	30.5	1.09	0.822
¹³⁷ I	2001	6027	46.2	23.9	19.6	1.22	0.517	40.8	33.1	28.4	1.16	0.810

Tabla 3.1. Comparación de eficiencias calculadas con los detectores empleados en 2010 y en 2014

Como se puede observar en la tabla, para el experimento de 2014 no existe una gran mejoría en la uniformidad de los valores del parámetro $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_{\beta}$ en los núcleos de calibración, puesto que la dispersión estándar de los valores pasa de $\sigma = 1,2\%$ a $0,8\%$, pero es en cualquier caso pequeña. Tampoco se observa una disminución significativa en las variaciones del parámetro $\bar{\varepsilon}_{\beta}/\bar{\varepsilon}'_{\beta}$ (la máxima reducción se obtiene para ¹³⁷I y es de un 5%). Esto se debe a que como se ve en la figura 3.2 aunque hay cierta mejora en la curva de eficiencia β para el experimento de 2014, hay todavía una fuerte variación para energías por debajo de 1 MeV. Como expliqué en la sección 2.3.2.2 esto se debió a un comportamiento no anticipado del foto-multiplicador segmentado que no nos permitió bajar suficientemente el umbral de detección. Y por último, como se observa, la variación entre núcleos de la eficiencia de neutrón $\bar{\varepsilon}_n$ es mínima en los dos experimentos.

A continuación presentaré un estudio similar al anterior pero referido a los núcleos objeto de estudio, comenzando por el experimento de 2010 (⁸⁵Ge, ⁸⁵As, ⁸⁶As, ⁹¹Br).

La figura 3.4 compara los espectros de neutrones de ENDF/B-VII.1 con la eficiencia de detección de neutrón simulada para BELEN-20. Observamos que los espectros del ⁸⁵Ge y el ⁸⁶As son puramente teóricos¹. La figura 3.5 compara los espectros de intensidad $I_{\beta\gamma}$ de ENSDF con la eficiencia de detección β simulada para el detector de Si. Observamos que no existe información en ENSDF para el ⁸⁵Ge y el ⁹¹Br. Finalmente la figura 3.6 compara los espectros de intensidad $I_{\beta n}$, extraídos a partir de los espectros de neutrón², con la eficiencia de detección β simulada. La tabla 3.2 presenta los valores de eficiencias promedio calculadas con estos datos. Observamos que para el ⁸⁵As, el único para el que existe la información experimental evaluada necesaria, el cociente de eficiencias calculado $\bar{\varepsilon}_{\beta}/\bar{\varepsilon}_n$ es compatible con la dispersión de los valores de los núcleos de calibración (tabla 3.1). Por otra parte el valor de $\bar{\varepsilon}_{\beta}/\bar{\varepsilon}'_{\beta}$ es 1.0 y $\bar{\varepsilon}_n$ es solo $1,4\%$ inferior al promedio de los valores de los núcleos de calibración.

¹Se distinguen por su carácter suave continuo

²En este trabajo hemos asumido que la emisión de neutrón solo puebla el estado fundamental del núcleo final, de forma que el espectro de intensidad tiene la misma forma que el espectro de neutrones

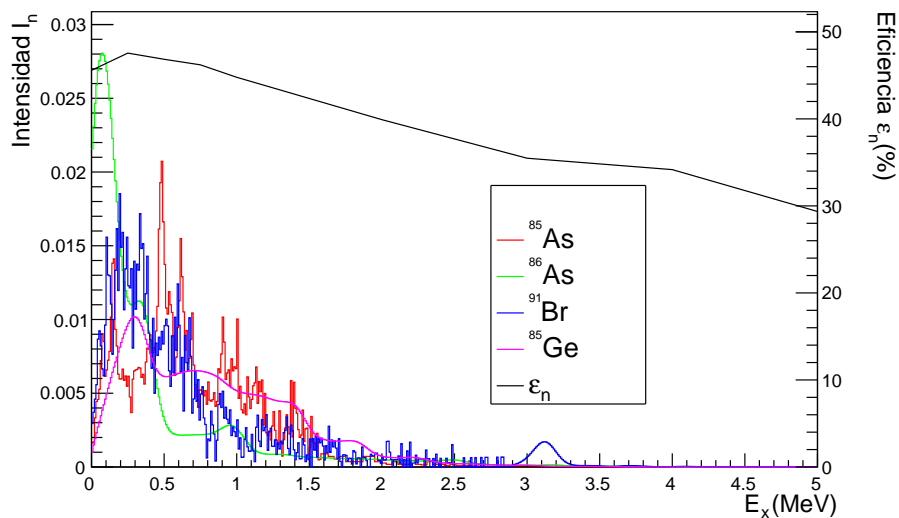


Figura 3.4. Espectros de neutrones de los núcleos estudiados en 2010 junto con la eficiencia de neutrones, datos experimentales de Evaluated Nuclear Data File, ENDFB/VII.1. [CHA11]

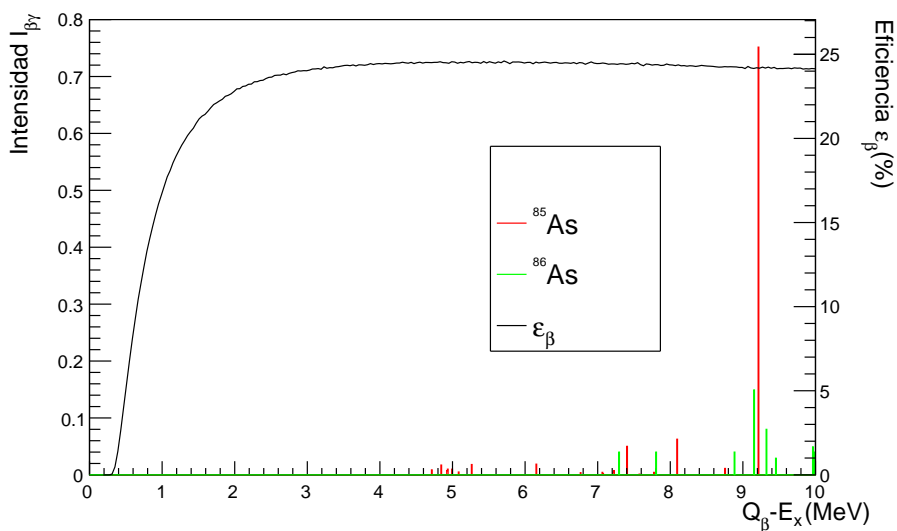


Figura 3.5. Espectros de intensidad β que pueblan estados excitados en el núcleo hijo por debajo de la energía de separación de neutrón en función de $Q_\beta - E_x$, junto con las eficiencias de detección para la configuración de 2010 [TUL95]

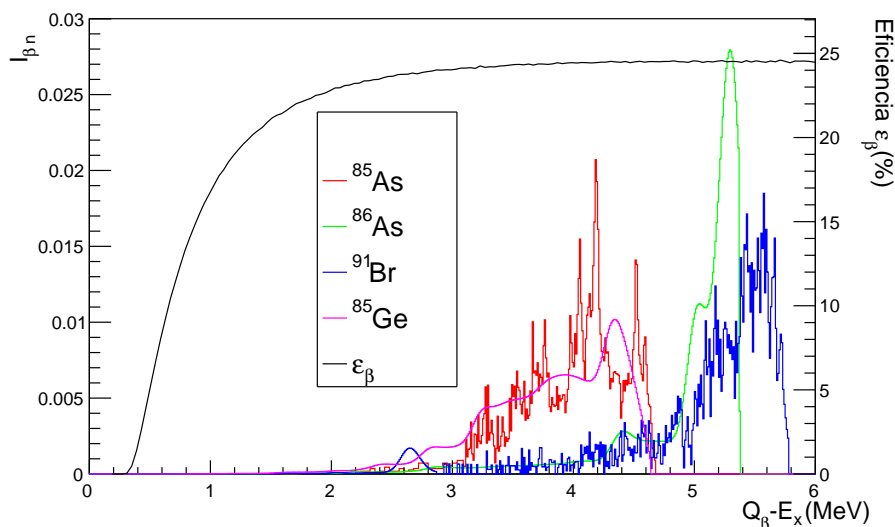


Figura 3.6. Espectros de Beta que preceden a un neutrón junto con las eficiencias de detección β de 2010, datos experimentales de Evaluated Nuclear Data File, ENDFB/VII.1 [CHA11].

	$Q_{\beta n}$ (keV)	Q_{β} (keV)	$\bar{\epsilon}_n$ (%)	$\bar{\epsilon}_{\beta}$ (%)	ϵ'_{β} (%)	$\bar{\epsilon}_{\beta}/\epsilon'_{\beta}$	$\bar{\epsilon}_{\beta}/\bar{\epsilon}_n$
^{85}Ge	4659	10066	45.1	—	24.5	—	—
^{85}As	4687	9224	45.7	24.4	24.4	1.00	0.534
^{86}As	5380	11541	46.0	24.3	24.5	0.989	0.515
^{91}Br	5781	9867	45.5	—	24.5	—	—

Tabla 3.2. Eficiencias calculadas para los núcleos de estudio para la configuración de 2010 (los valores de los espectros β y de neutrones, así como los valores de $Q_{\beta n}$ preceden de Evaluated Nuclear Data File, ENDFB/VII.1 2011), los valores resaltados en negrita corresponden a los valores obtenidos mediante datos provenientes de cálculos teóricos, y no de datos experimentales.

De forma análoga se presenta a continuación el estudio de eficiencias promedio para los núcleos estudiados en el experimento de 2014 (^{135}Sb , ^{138}I , ^{139}I , ^{140}I , ^{137}Te , ^{138}Te).

La figura 3.7 compara los espectros de neutrones de ENDF/B-VII.1 con la eficiencia de detección de neutrón simulada para BELEN-48. Se observa que los espectros del ^{137}Te y el ^{138}Te son puramente teóricos. La figura 3.8 compara los espectros de intensidad $I_{\beta\gamma}$ de ENSDF con la eficiencia de detección β simulada para el detector plástico de centelleo. Observamos que no existe información en ENSDF para el ^{137}Te y el ^{138}Te . Finalmente la figura 3.9 compara los espectros de intensidad $I_{\beta n}$, extraídos a partir de los espectros de neutrón, con la eficiencia de detección β simulada. La tabla 3.3 presenta los valores de eficiencias promedio calculadas con estos datos. Observamos que para todos los isótopos del I y el ^{135}Sb , para los que existe la información experimental evaluada necesaria, el cociente de eficiencias calculado $\bar{\epsilon}_{\beta}/\bar{\epsilon}_n$ coincide con el de los núcleos de calibración (diferencias menores del 0.8% respecto al promedio). Lo mismo ocurre con los valores de $\bar{\epsilon}_n$. En cuanto a $\bar{\epsilon}_{\beta}/\epsilon'_{\beta}$ el único caso en que difiere de apreciablemente 1.0 es el ^{138}I con 1.07.

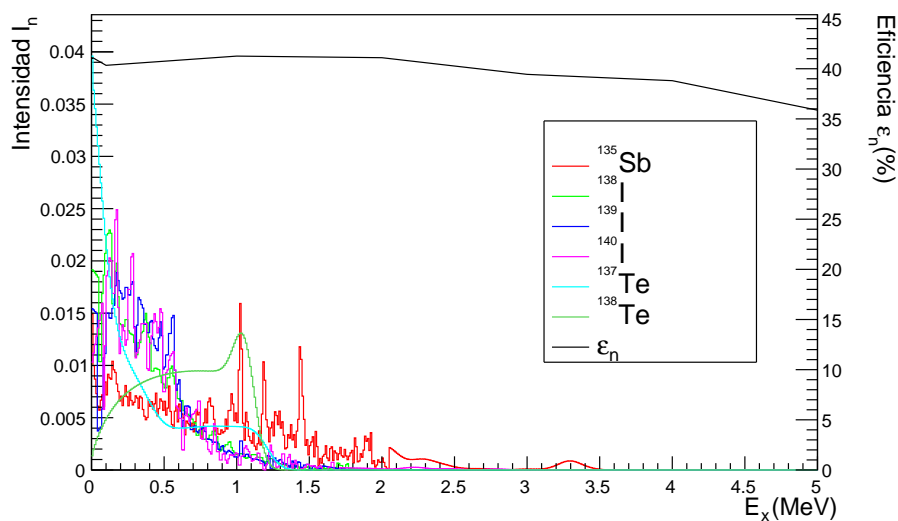


Figura 3.7. Espectros de neutrones de los núcleos estudiados en 2014 , datos experimentales de Evaluated Nuclear Data File, ENDFB/VII.1.

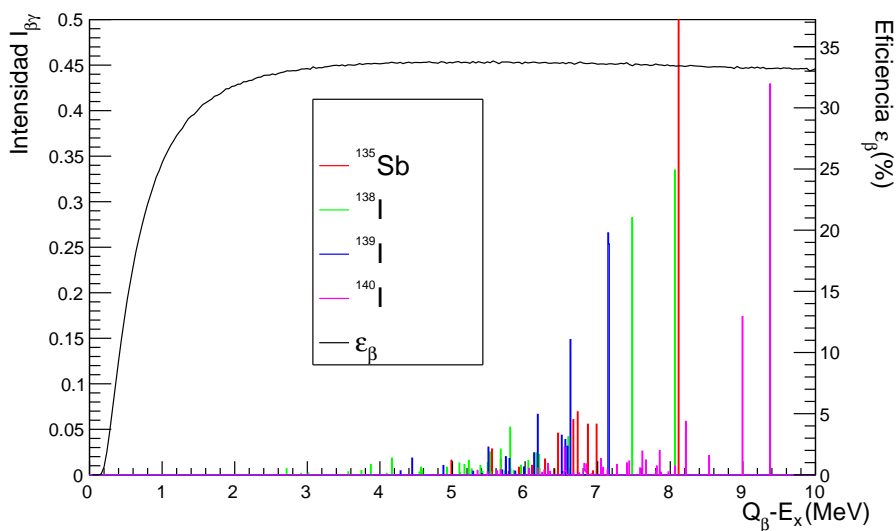


Figura 3.8. Espectros de intensidad β que pueblan estados excitados en el núcleo hijo por debajo de la energía de separación de neutrón en función de $Q_\beta - E_x$, junto con las eficiencias de detección para las configuraciones de 2014

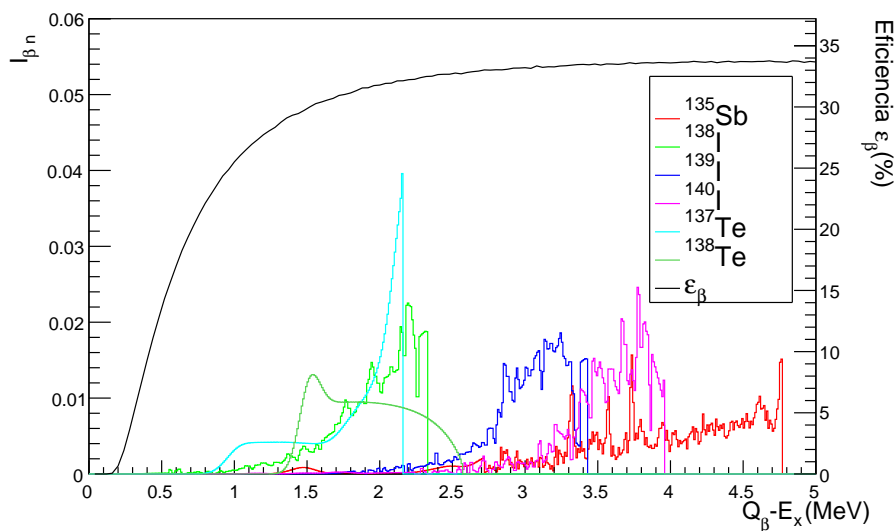


Figura 3.9. Espectros de Beta que preceden a un neutrón junto con las eficiencias de detección β de 2014, datos experimentales de Evaluated Nuclear Data File, ENDFB/VII.1.

	$Q_{\beta n}$ (keV)	Q_{β} (keV)	$\bar{\epsilon}_n$ (%)	$\bar{\epsilon}_{\beta}$ (%)	ϵ'_{β} (%)	$\bar{\epsilon}_{\beta}/\epsilon'_{\beta}$	$\bar{\epsilon}_{\beta}/\bar{\epsilon}_n$
^{138}I	1980	8038	40.7	33.5	31.4	1.07	0.824
^{139}I	3430	7992	40.7	33.6	33.2	1.01	0.826
^{140}I	3980	7174	40.7	33.4	33.4	0.998	0.820
^{135}Sb	4780	9380	40.9	33.6	33.5	1.00	0.823
^{137}Te	2170	7053	40.7	—	30.7	—	—
^{138}Te	2589	6284	40.9	—	31.4	—	—

Tabla 3.3. Eficiencias calculadas para los núcleos de estudio para la configuración de 2014 (los valores de los espectros β y de neutrones, así como los valores de $Q_{\beta n}$ preceden de Evaluated Nuclear Data File, ENDFB/VII.1 2011), los valores resaltados en negrita corresponden a los valores obtenidos mediante datos provenientes de cálculos teóricos, y no de datos experimentales.

Teniendo en cuenta los resultados anteriores, como consecuencia de este estudio, se adoptan dos criterios

1. Teniendo en cuenta la dificultad de evaluar las incertidumbres en los cálculos de las correcciones por falta de información, se decide no aplicar correcciones calculadas a los valores determinados experimentalmente.
2. En los casos en que la estadística sea suficiente para aplicar el método de determinación del P_n a partir de N_n (*Método I*) este será el valor adoptado. En caso contrario, adoptamos el valor obtenido a partir de $N_{\beta n}$ (*Método II*). Por completitud en esta Tesis presentaré los resultados obtenidos por los dos métodos lo que permite evaluar las diferencias sistemáticas.

3.2. Determinación de los valores experimentales

Como hemos visto en el apartado anterior, para el cálculo del valor de P_n se requiere obtener una serie de valores experimentales de las medidas. Estos valores son el número de β detectados N_{β} y el de neutrones detectados N_n para el *Método I*, o alternativamente el de neutrones medidos dentro de una

ventana de coincidencia con un β detectado $N_{\beta n}$ para el *Método II*. Se necesitan también los valores de los parámetros de eficiencia $\bar{\varepsilon}_{\beta}/\bar{\varepsilon}_n$ (*Método I*) y $\bar{\varepsilon}_n$ (*Método II*). La calibración de estos parámetros se realizará con núcleos de P_n bien conocidos.

3.2.1. Metodología de ajuste de datos

A continuación veremos los diferentes mecanismos empleados para obtener los valores derivados de los datos experimentales requeridos para el cálculo de P_n .

3.2.1.1. Separación de contribuciones de los diferentes núcleos

Ya en el capítulo del montaje experimental (sección 2.1.1.3) se menciona que el dispositivo JYFLTRAP (trampa de iones), es capaz de suministrar los isótopos deseados con gran pureza. Pese a ello, la medida se ve afectada por la contaminación inducida por los descendientes del isótopo implantado. De esta forma, en una medida de ^{138}I , en la que solo este isótopo fue implantado en la estación de medida, coexistirán, de forma significativa, ^{138}I , ^{138}Xe , ^{138}Cs , ^{137}Xe y ^{137}Cs , cada uno en una proporción que depende del P_n y de su vida media. Por ello, en toda medida tendremos varios isótopos contribuyendo al espectro β detectado, como podemos ver en el ejemplo del esquema de desintegraciones del ^{138}I en la figura 3.10. De la misma forma, si alguno de los descendientes es emisor de neutrones, tendremos más ramas contribuyentes a este espectro de evolución temporal.

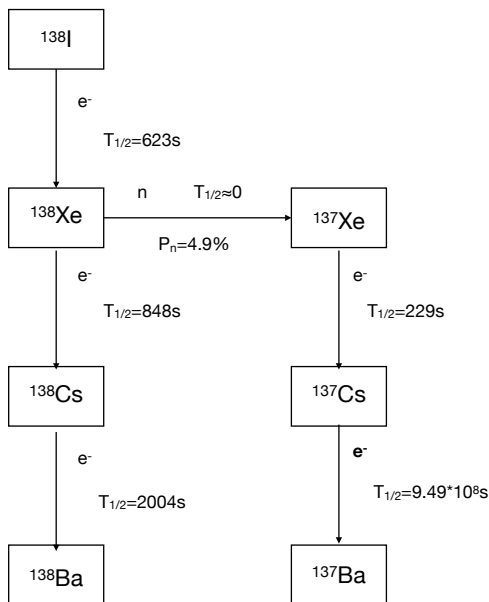


Figura 3.10. Cadena de desintegración de ^{138}I

El problema se puede esquematizar en la figura 3.11, donde hay una cadena de núcleos que se van desintegrando, al tiempo que algunos de ellos van teniendo aportaciones externas.

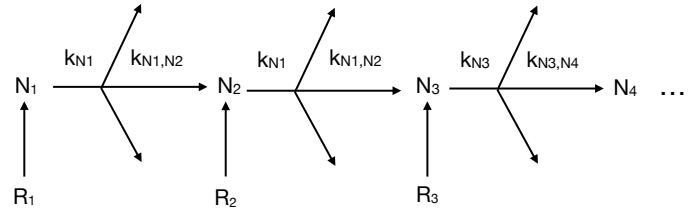


Figura 3.11. Cadena de desintegraciones sucesivas

Nuestro objetivo es obtener la contribución de cada uno de los núcleos a la evolución temporal de la actividad total (dato obtenido de nuestros detectores) tal y como ilustra la figura 3.12.

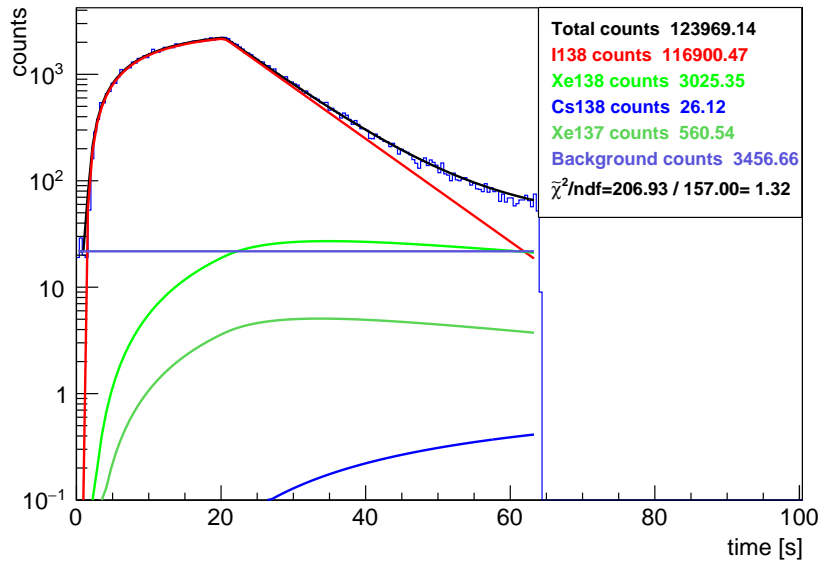


Figura 3.12. Tasa de desintegraciones de ^{138}I medida, el ajuste total y las contribuciones de las actividades del ^{138}I y sus descendientes.

El problema fue matemáticamente planteado por Rutherford [RUT04] en 1905 como una serie de ecuaciones diferenciales, en las que se tiene en cuenta que a medida que una especie se desintegra en otra, ésta segunda crece por la aportación del progenitor a la vez que la primera merma por su desintegración.

$$\begin{aligned}
 \frac{dP}{dt} &= -\lambda_1 P \\
 \frac{dQ}{dt} &= \lambda_1 P - \lambda_2 Q \\
 \frac{dR}{dt} &= \lambda_2 Q - \lambda_3 R \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

Las ecuaciones diferenciales planteadas por E. Rutherford, 3.8, fueron resueltas por H. Bateman [BAT10] en 1910 y posteriormente K. Skrable [SKR74] las generalizó incluyendo la posibilidad de que las especies

tuvieran una aportación externa (ver figura 3.11), como muestran las ecuaciones 3.9 (lo que será nuestro caso para el núcleo que se implanta y que al tiempo que se desintegra en los descendientes incrementa su número por la acción de la implantación).

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_1}{dt} &= R_1 - k_1 N_1 \\
 \frac{dN_2}{dt} &= R_2 + k_{(1,2)} N_1 - k_2 N_2 \\
 &\dots \\
 \frac{dN_i}{dt} &= R_i + k_{(i-1,i)} N_{i-1} - k_i N_i
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

La solución genérica a las ecuaciones 3.9 toma la forma que se indica en 3.10:

$$N_i(t) = \sum_{j=1}^i N_j(t_0) \left(\prod_{k=j}^{i-1} (\lambda_k b_{k,k+1}) \times \sum_{k=j}^i \frac{e^{-\lambda_k(t-t_0)}}{\prod_{l=j, l \neq k}^i (\lambda_l - \lambda_k)} \right) \tag{3.10a}$$

$$+ \sum_{j=1}^i R_j \left(\prod_{k=j}^{i-1} (\lambda_k b_{k,k+1}) \times \sum_{k=j}^i \frac{(1 - e^{-\lambda_k(t-t_0)})}{\lambda_k \prod_{l=j, l \neq k}^i (\lambda_l - \lambda_k)} \right) \tag{3.10b}$$

En la Ecuación 3.10:

- $N_i(t)$ es el número de núcleos correspondientes al isótopo en la posición i de la cadena de desintegración en un momento t
- $N_i(t_0)$ es el número de núcleos en el momento inicial t_0
- R_i es la tasa de producción para el núcleo i
- $\lambda_i = \frac{\ln 2}{T_{1/2}^i}$ es la constante de desintegración de cada isótopo i
- $b_{k,k+1}$ es la razón de ramificación entre cadenas en virtud de la emisión del neutrón.

De una forma más conceptual, en la parte 3.10a tenemos la variación del número de núcleos N_i por efecto de la desintegración, sin un aporte de núcleos desde el acelerador, mientras que en la componente 3.10b vemos la variación del número de núcleos cuando hay un aporte constante de núcleos R_j .

3.2.1.2. Descripción del espectro de evolución temporal medido

La evolución temporal de la intensidad de emisión, tanto de β como de neutrones, obtenida de forma experimental tiene dos peculiaridades destacables. Por un lado, un fondo constante sobre el que se superpone el espectro de interés; en segundo lugar, por causa del modo pulsado de operación de JYFLTRAP (ver sección 2.1.1.3), la aparición de una serie de dientes de sierra durante el período de implantación.

La figura 3.13 muestra un gráfico de la tasa de radiación β de ^{95}Rb para ilustrar las peculiaridades mencionadas, en el que se aprecia con claridad el fondo y, dada su corta vida media, la pulsación de 180 ms.

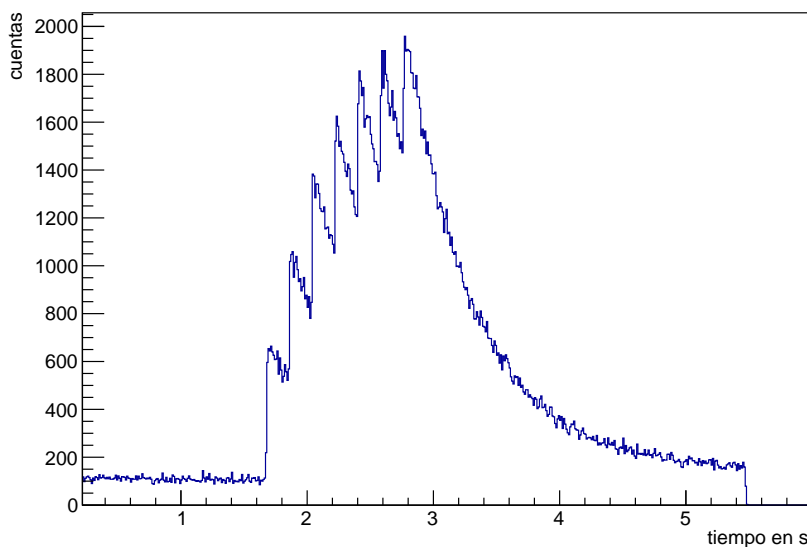


Figura 3.13. Variación de la tasa de radiación β para el ^{95}Rb ($T_{1/2}=377.7$ ms) donde se aprecia con claridad la naturaleza pulsada del haz y el fondo

Por lo anteriormente expuesto y para la correcta determinación del fondo, al inicio de cada ciclo (ver 2.2.2) después de haber movido la cinta y por tanto haber retirado la fuente radioactiva implantada en el ciclo anterior, se espera un tiempo de $\sim 1,7$ s antes de iniciar la implantación, con lo cual la única fuente de señal (tanto β como γ o n) es el fondo de la medida. Dicho fondo puede provenir de radiaciones ambientales, o estar producido por la contaminación de elementos fijos del montaje que hayan sido irradiados involuntariamente, y que por tanto no son retirados al mover la fuente con la cinta. En este segundo caso, el fondo no será estrictamente constante, pero en general dado el tiempo transcurrido desde su producción, provendrá de núcleos de vidas medias muy largas en comparación con el isótopo de estudio y por tanto serán, a efectos de cálculo, constantes.

3.2.1.3. Método I: cálculo de P_n a partir de la relación N_n/N_β

Para conseguir la descomposición de los espectros de evolución temporal de actividad β y neutrón obtenidos experimentalmente en los distintos espectros que lo componen, uno para cada núcleo que contribuye, he desarrollado un código que implementa la expresión 3.10, y la utiliza en las rutinas de minimización de ROOT [MON09]. En concreto, la minimización se realiza utilizando el Método de Máxima Verosimilitud para datos histogramados. En mi código, todos los parámetros (vidas medias, probabilidad de emisión de neutrón, tasa de producción, tiempos de implantación, fondo, etc), introducidos mediante dos archivos de configuración, pueden ser fijos o ajustables por la rutina de minimización. Dicho código implementa la expresión 3.10a para los espectros de corta vida media en los que la naturaleza pulsada del haz purificado es distinguible, como una secuencia de estados iniciales con $N_i(0)$ núcleos producidos de forma puntual, correspondiendo con cada pulso del haz, seguido del posterior decrecimiento sin más aportaciones. La suma de todas estas curvas será la que nos dará el modelo para ajustar con los datos experimentales. Sin embargo, para los isótopos de vida media más larga, donde los pulsos del haz no son distinguibles, se emplea la totalidad de la fórmula 3.10 durante el período de implantación, y la primera mitad 3.10a, para el período de decrecimiento en el que el haz no se está implantando. Asimismo, se añade una contribución constante correspondiente al fondo, que puede dejarse como un grado más de libertad, aunque en la práctica se mantiene como un valor fijado, ajustando con antelación la zona del espectro previa a la implantación, evitando posibles sesgos en el ajuste global.

El programa tiene la capacidad de realizar el ajuste simultáneo de los dos espectros, el de actividad β y el de neutrones, utilizando los mismos parámetros para ambos. En particular el espectro β y el de

3.2. Determinación de los valores experimentales

neutrones dependen del valor de P_n y de la relación de eficiencias $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$, por ello podremos obtener el valor P_n (dejándolo como parámetro libre) como resultado del ajuste si conocemos $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ (fijándolo) o viceversa en el caso de los núcleos de calibración con P_n conocido.

La figura 3.14 muestra un ejemplo de ajuste simultáneo.

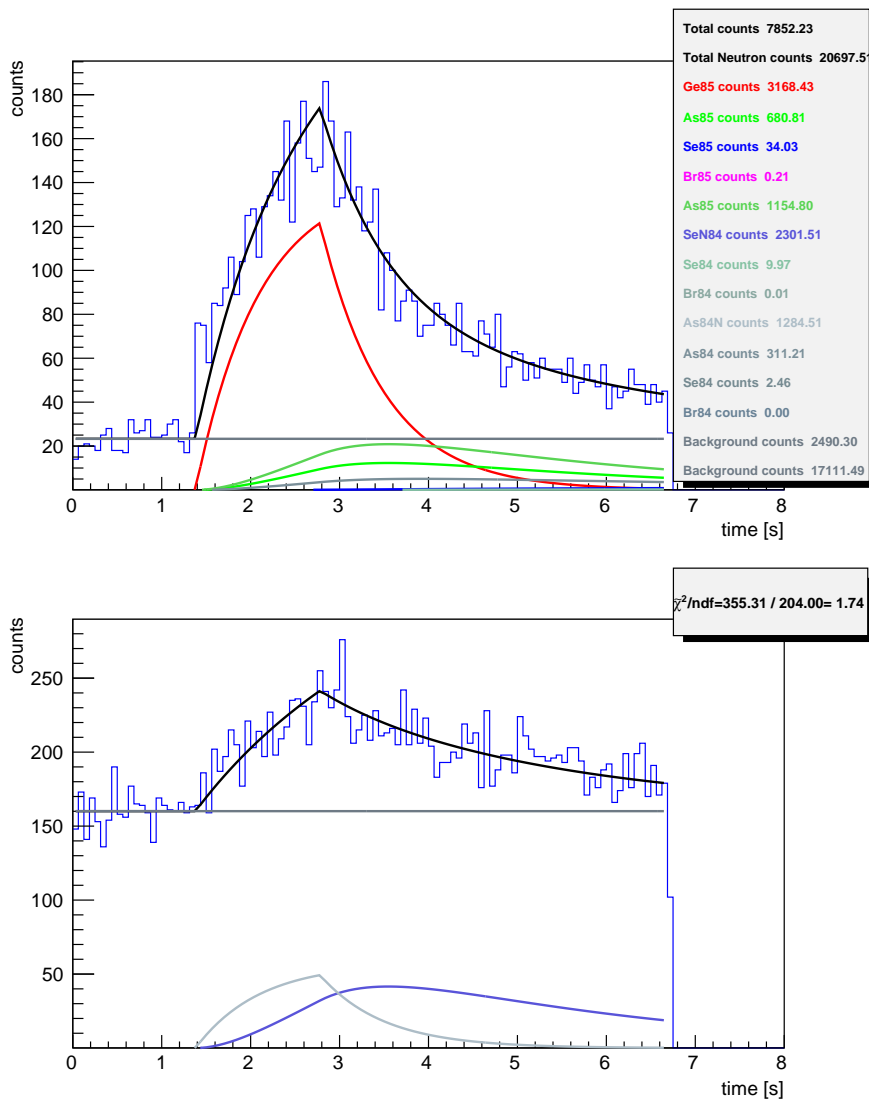


Figura 3.14. Tasa de desintegraciones β y neutrón medidas para el ^{85}Ge y su ajuste simultáneo. Se representa el total y las contribuciones del ^{85}Ge y sus descendientes

Una última peculiaridad del programa de ajuste es la de poder añadir una pérdida exponencial de núcleos sin radiación. Esta peculiaridad fue añadida para tener en cuenta los efectos de la difusión y escape de la cinta en el caso de los gases nobles, debido a su alta volatilidad (ver sección 3.2.4).

Como conclusión podemos decir que, mediante el código que he desarrollado, se pueden descomponer los espectros obtenidos de los detectores y obtener los valores pormenorizados de cada elemento que contribuye a dichos espectros, permitiéndonos obtener los valores experimentales que son necesarios para el cálculo del valor de P_n de cada núcleo estudiado, o bien podremos obtener de forma directa el valor de P_n como resultado del ajuste simultáneo de ambos espectros. Este último método evita tener que realizar ajustes recursivos, dado que ambos espectros dependen del P_n , y es el que utilizamos en este trabajo.

3.2.1.4. Correlaciones β -neutrón

Los neutrones correlacionados con β son aquellos emitidos tras la desintegración β , que a efectos prácticos ocurre instantáneamente. De nuevo, en una situación ideal, contarlos sería tan sencillo como exigir una coincidencia temporal entre ambas señales. Sin embargo, factores experimentales hacen de esto algo más complejo. El funcionamiento intrínseco del detector de neutrones implica la moderación de los neutrones, y este es un proceso “lento” debido a que los neutrones deben, de media, realizar 10-20 colisiones con el moderador antes de ser termalizados y detectados de forma óptima por los tubos de ^3He . El proceso de moderación puede durar hasta 1 ms, como podemos ver en la figura 3.15.

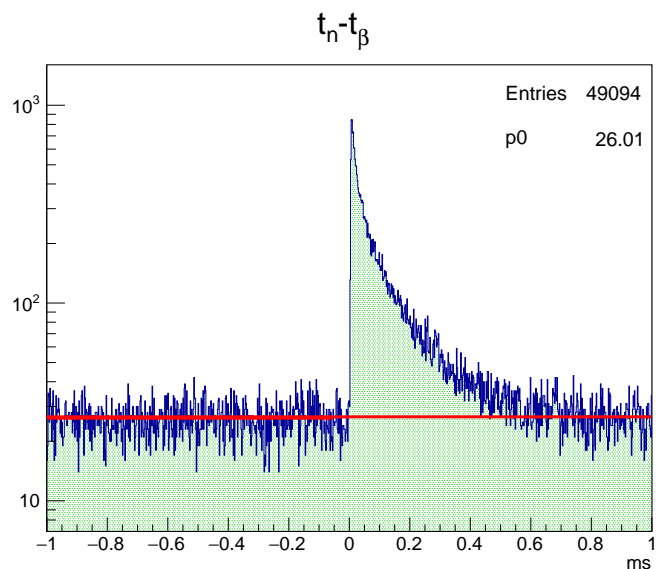


Figura 3.15. Diferencia temporal entre la detección de un β y los neutrones detectados en el intervalo de ± 1 ms. La línea roja muestra el nivel del fondo de coincidencias casuales

Este elevado tiempo de detección hace que la correlación directa de un β con el neutrón correspondiente no pueda hacerse de una forma unívoca. Como vemos en la figura esquemática 3.16 después de cada emisión β , varios neutrones podrían ser asignados pero sólo uno es consecuencia de dicha desintegración. Sin embargo, un tratamiento estadístico de los datos, nos permitirá obtener el número $N_{\beta n}$ deseado.

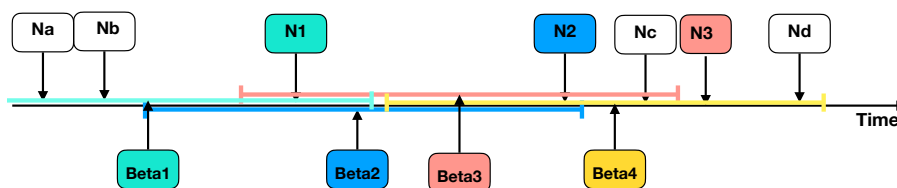


Figura 3.16. Explicación gráfica del proceso de detección y correlación de β s y de neutrones. Vemos como dentro de la ventana de coincidencias del Beta1 hay 3 neutrones, N_a , N_b y N_1 , de los cuales solo N_1 es consecuencia de la emisión Beta1. De manera análoga ocurre con el resto de β s. Todos aquellos neutrones que no están relacionados con la emisión del β considerado, aparecen de una forma aleatoria, y por tanto tendrán una distribución plana en un espectro de diferencias temporales β -neutrón, mientras que aquellos neutrones que sean consecuencia de la desintegración β sobre el que se hace la diferencia temporal tendrán una distribución correspondiente a la del tiempo de moderación de los neutrones en el polietileno.

Las nuevas tecnologías de digitalización de señales (ver sección 2.4) , nos permiten tomar todos los datos con un etiquetado temporal independiente. Tener los datos de este modo nos da absoluta libertad para variar las ventanas de correlación, así como hacer correlaciones de β con neutrones que fueron detectados antes del β . Como ilustramos en la figura 3.16 para un β determinado, dentro de la ventana que definimos de correlación, podemos detectar más de un neutrón. Todos aquellos que se detectan con anterioridad a la detección del β serán sin duda, no correlacionados, y algunos o todos los posteriores también lo serán. Todos aquellos neutrones detectados en el “pasado” serán por tanto, en la práctica aleatorios³, y por tanto se distribuirán de forma uniforme, conformando un fondo plano en la parte de tiempo negativa de la figura 3.15. En la parte de tiempos positivos (los neutrones detectados después del β), podemos considerar que todos los neutrones detectados que no corresponden con el β , también serán aleatorios y con la misma probabilidad que los previamente mencionados, por tanto tendrán una magnitud igual a los de tiempos negativos. Con esta aproximación, obtener el valor de $N_{\beta n}$ será sencillo: basta con ajustar el fondo en la parte negativa de la gráfica, hacerlo extensivo a toda ella, y restarlo a la integral.

3.2.1.5. Método II: cálculo de P_n a partir de la relación $N_{\beta n}/N_\beta$

Para aplicar este método tenemos que hacer una descomposición del espectro de evolución temporal de actividad β y del número (integral) de correlaciones β -neutrón en las contribuciones de los distintos núcleos que la componen.

La función a minimizar incluye un primer término para la actividad β , idéntico al empleado en el *Método I* (ver sección 3.2.1.3) y un segundo término (ver sección 3.6) que toma la forma:

$$N_{\beta n} = P_n \bar{\epsilon}_n \frac{\bar{\epsilon}_\beta}{\epsilon_\beta} N_\beta \quad (3.11)$$

válido en el caso de que solo el núcleo implantado sea emisor de neutrones. Aquí N_β corresponde al número de β s del núcleo de estudio extraído de las ecuaciones de Bateman para cada iteración del ajuste, que al igual que P_n , será el asignado para cada iteración.

En los casos en los que alguno de los descendientes tengan un $P_n > 0$ la ecuación 3.11 pasará a ser:

$$N_{\beta n} = \sum_i P_n^i \bar{\epsilon}_n^i \frac{\bar{\epsilon}_\beta}{\epsilon_\beta} N_\beta^i \quad (3.12)$$

3.2.2. Método de cálculo de los errores debido al ajuste

Como ya comentamos el ajuste de parámetros se realiza con el paquete de clases Fit de ROOT que usa las librerías de minimización de MINUIT [JAM04]. De forma estándar y por razones prácticas en vez de maximizar la verosimilitud L se usa el método equivalente de minimizar la función $FCN = -\log(L)$. El error que retorna la minimización depende de la incertidumbre estadística de los datos y corresponde al caso en que la forma de la función FCN sea parabólica en los parámetros p de ajuste, lo cual es con frecuencia el caso. Una alternativa para estimar las incertidumbres, válida incluso si no es parabólica, es utilizar la propiedad de FCN que dice que los valores del parámetro p correspondientes a $\min(FCN) + 0,5$ equivalen a $p_0 - \sigma^-$ y $p_0 + \sigma^+$, siendo σ el equivalente de la desviación estándar pero que puede tomar valores positivos y negativos distintos. La figura 3.17 muestra un ejemplo. MINUIT permite invocar el proceso MINOS que explora numéricamente la función FCN y retorna los valores adecuados del error estadístico. Este es el procedimiento seguido en este trabajo.

³Esto es una aproximación, ya que debido a la estructura temporal de la actividad la intensidad de los neutrones aleatorios dependerá del momento del ciclo de implantación, pero debido a las diferencias de escala de segundos frente a milisegundos es una aproximación válida

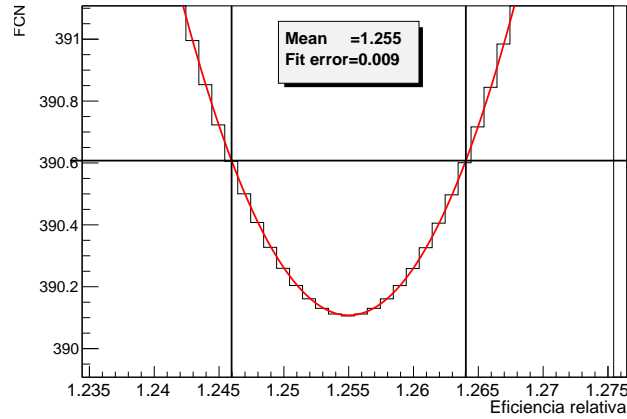


Figura 3.17. Valores de FCN del ajuste en función del parámetro $p = \bar{\varepsilon}_\beta / \bar{\varepsilon}_n$.

3.2.3. Método de cálculo de errores sistemáticos

Para el cálculo de la propagación de los errores sistemáticos empleamos un método Monte Carlo. Para ello se repite un número suficientemente elevado de veces el ajuste del parámetro buscado (por ejemplo P_n), variando en cada ocasión los valores de los parámetros que se mantienen fijos en el ajuste (vidas medias, nivel del fondo, eficiencias...). Estos valores se obtienen muestreando aleatoriamente una distribución normal centrada en el valor nominal y con una varianza igual al error del dato en cuestión. Todos los valores son generados simultáneamente de la forma descrita. El resultado del ajuste se guarda en un histograma y posteriormente se calcula la varianza de la distribución de los resultados, siendo éste el valor considerado para el error sistemático. Como ejemplo vamos a mostrar el caso del núcleo de calibración ^{88}Br , para cuyo ajuste empleamos los valores expuestos en la tabla 3.4.

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{88}\text{Br } T_{1/2}$	6.29 s	0.1 s	[LIA20]
$^{88}\text{Kr } T_{1/2}$	10170 s	0.78 s	[TUL95]
$^{88}\text{Rb } T_{1/2}$	1122 s	3.6 s	[TUL95]
$^{87}\text{Kr } T_{1/2}$	4578 s	0.4 s	[TUL95]
$^{88}\text{Br } P_n$	6.72 %	0.27 %	[LIA20]
Fondo N_β	23.5	2.4	
Fondo N_n	21.5	2.3	

Tabla 3.4. Parámetros del ajuste del ^{88}Br con sus errores usados para la obtención del valor de calibración $\bar{\varepsilon}_\beta / \bar{\varepsilon}_n$.

El objetivo de dicho ajuste es la obtención de la eficiencia de detección relativa de β y neutrones $\bar{\varepsilon}_\beta / \bar{\varepsilon}_n$. Repitiendo dicho ajuste veinte mil veces, tal y como explicamos en el párrafo anterior, obtenemos la distribución que se muestra en la figura 3.18, de la que se puede extraer el centroide correspondiente al valor del parámetro y la desviación estándar σ que corresponderá a la propagación de todos los errores sistemáticos involucrados en el ajuste.

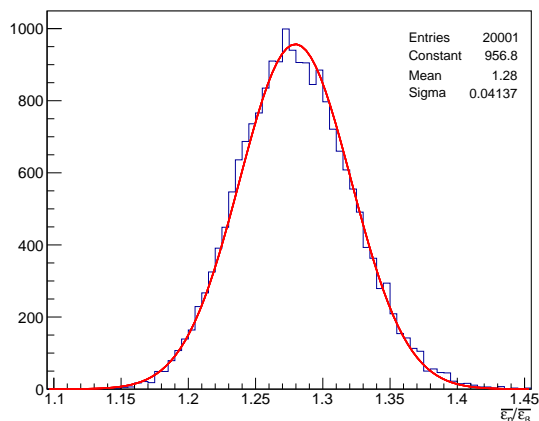


Figura 3.18. Distribución de los valores de la eficiencia relativa neutrón/ β para una variación aleatoria de los parámetros del ajuste, con el objetivo de estimar la influencia de los errores sistemáticos en el error del valor obtenido.

3.2.4. Factor de escape

En el análisis inicial de los datos, encontramos que aquellos núcleos que se desintegran en un gas noble ($I \rightarrow Xe$ y $Br \rightarrow Kr$) presentaban un espectro de evolución temporal de la actividad β que no era posible ajustar con las ecuaciones de Bateman (ver panel izquierdo de la figura 3.19). Esto es debido a la poca afinidad química y alto grado de difusión de los gases nobles en los materiales, posibilitando que escapen de la cinta. Esto produce una merma en el número de β detectados correspondientes al hijo y sus descendientes. Un efecto similar no se observó en el espectro temporal de neutrones porque ninguno de los descendientes de los isótopos de I y Br estudiados en este trabajo es emisor de neutrones.

Este fenómeno ya fue descrito por Bergmann y colaboradores [BER03], que utilizan un dispositivo experimental similar al nuestro y hacen un estudio de cómo afecta a la determinación de la vida media de varios isótopos de Kr y Xe implantados en Mylar y otros materiales. En relación con nuestro caso el resultado más relevante es que la pérdida se puede aproximar por una exponencial en el tiempo. Para añadir este fenómeno a nuestro modelo, añadí una constante de “desintegración” en el caso de los gases nobles que solo actúa a nivel de la abundancia del núcleo en cuestión sin producir radiación. Como se ve en la parte inferior de la figura 3.19, el desajuste queda corregido por la técnica anteriormente expuesta.

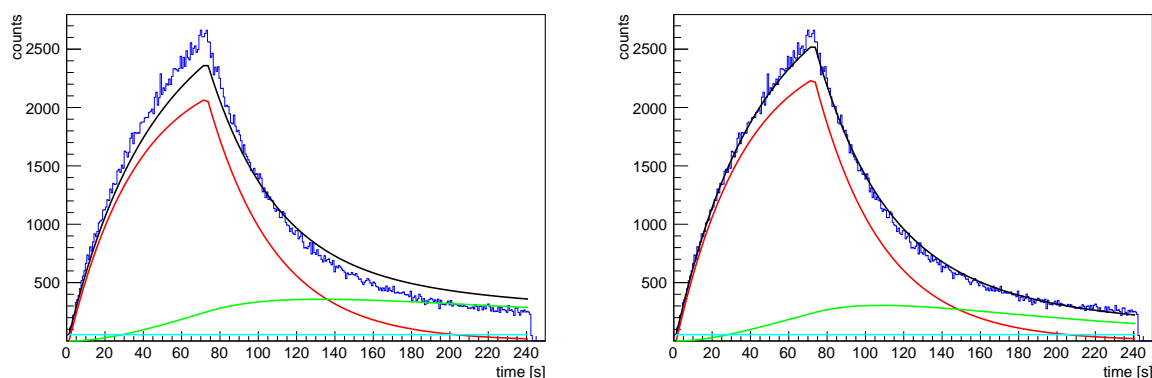


Figura 3.19. En la figura podemos ver el espectro de evolución temporal del ^{137}I y su ajuste a las ecuaciones de Bateman. A la izquierda vemos el mejor ajuste sin incluir factores de escape. En la parte derecha se observa el mismo ajuste, añadiendo un valor extra a la constante de desintegración del ^{137}Xe .

Resultados experimentales

Como ya he mencionado anteriormente, en el presente trabajo expongo los resultados de dos experimentos, un primer experimento realizado en 2010, y un segundo experimento en 2014 en el que se mejoraron los detectores y se realizó una campaña más extensa de medidas.

En el primer experimento (2010) se midieron cuatro núcleos de P_n bien conocido (enumerados en la tabla 3.1) para hacer una buena caracterización de esta técnica de medida [AGR16], y cuatro núcleos de interés presentados de forma preliminar en [AGR14]. En el segundo experimento (2014) se midieron dos núcleos de calibración y seis núcleos de interés presentados de forma preliminar en [AGR17]. Como se detalla en el Capítulo 2.3, las principales variaciones con respecto al experimento previo, fueron 1) el incremento del número de tubos de ^3He de 20 a 48 para conseguir una eficiencia constante hasta una mayor energía de neutrón (sacrificando ligeramente el valor máximo de la eficiencia), y 2) el cambio del detector β que pasó a ser de plástico centellador, en lugar de un detector de Si, para disminuir el nivel del ruido.

En el capítulo anterior (sección 3.1) muestro como se extraen de los datos experimentales los tres valores que permiten hacer el cálculo de P_n : el número de detecciones β , el número de detecciones de neutrones, y los neutrones detectados coincidentes con una detección β . Para el caso de las detecciones β , así como en algún caso de las de neutrones, las detecciones correspondientes al isótopo de estudio vienen junto con las de los descendientes del núcleo implantado. Para separar las distintas contribuciones empleo las ecuaciones de Bateman. En este capítulo presento, núcleo por núcleo, los datos experimentales obtenidos de las diferentes medidas así como su análisis, tanto por el *Método I* (sección 3.2.1.3) como por el *Método II* (sección 3.2.1.5), para obtener el valor de P_n y los errores asociados. Los resultados se agrupan por núcleos de calibración y núcleos de evaluación, para 2010 y para 2014, respectivamente. En el primer núcleo presentado se dará una explicación más detallada, para posteriormente pasar a una enumeración más escueta, resaltando únicamente las posibles peculiaridades.

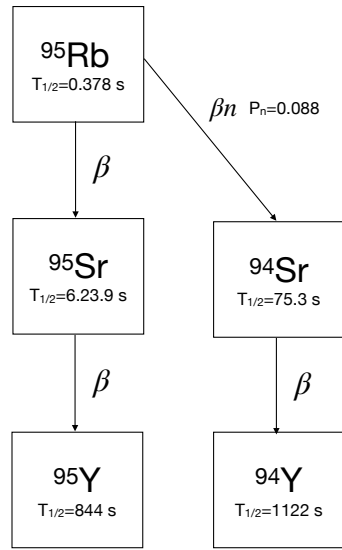
4.1. Experimento de 2010

4.1.1. Calibración del dispositivo experimental

Para la calibración del dispositivo experimental usado en las medidas de 2010 se contaron con cuatro núcleos cuyo P_n está bien conocido: ^{95}Rb , ^{94}Rb , ^{88}Br y ^{137}I .

4.1.1.1. Análisis del ^{95}Rb

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes: En la figura 4.1 presento un esquema de las distintas vías de desintegración del ^{95}Rb y sus descendientes que contribuyen a la distribución temporal de actividad de β y neutrón medidas. En la tabla 4.1 doy los valores de vidas medias y probabilidad de emisión de neutrón, tomados de la literatura, utilizados en el análisis. Por completitud también incluimos los valores del fondo β y de neutrones utilizados en los ajustes.


Figura 4.1. Esquema de desintegración del ^{95}Rb .

Elemento	Valor	σ	Referencia
$^{95}\text{Rb } T_{1/2}$	0.378 s	0.002 s	[LIA20]
$^{95}\text{Sr } T_{1/2}$	23.9 s	0.14 s	[TUL95]
$^{95}\text{Y } T_{1/2}$	618 s	6.0 s	[TUL95]
$^{94}\text{Sr } T_{1/2}$	75.3 s	0.2 s	[TUL95]
$^{94}\text{Y } T_{1/2}$	1122 s	6.0 s	[TUL95]
$^{95}\text{Rb } P_n$	8.8 %	0.4 %	[LIA20]
Fondo N_β	15.55	0.27	
Fondo N_n	5.46	0.16	

Tabla 4.1. Valores de vida media y probabilidad de emisión de neutrón del ^{95}Rb y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Obtención de la relación de eficiencias $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_n$: Para la obtención de la relación entre las eficiencias de detección β y de neutrón, necesaria para aplicar el *Método I* de análisis, realizó un ajuste simultáneo de los espectros de evolución temporal de la actividad β y neutrón, siendo el único parámetro libre $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_n$ que relaciona ambos espectros, tal y como se explica en la sección 3.2.1.3.

En la parte superior de la figura 4.2 se representa la evolución de las cuentas detectadas de β tal y como se obtiene directamente del detector (en azul oscuro), así como su ajuste (negro). Se representa además la contribución de cada núcleo, el implantado (en rojo) y sus descendientes (diversos colores), y el fondo (gris). Tal y como se describió en la sección 3.2.1.2, los primeros 1.38 s corresponden al fondo tomado tras cada movimiento de cinta (ver también la sección 2.2.2) y determina el espectro de fondo que asumimos constante durante todo el ciclo de medida. Durante los siguientes 0.8 s se observan los picos correspondientes a las sucesivas implantaciones (cinco en total) de núcleos de ^{95}Rb separadas por 200 ms, como ya se explicó en la sección 3.2.1.2, seguidas por un periodo de 3 s de caída exponencial de la actividad. La actividad de los descendientes (son visibles en el gráfico ^{95}Sr y ^{94}Sr) crece hasta aproximarse a una situación de equilibrio.

En la parte inferior de la figura se observa la evolución de la actividad medida de neutrón (azul oscuro) y su ajuste (negro), que en este caso incluye solo la contribución del núcleo implantado (azul

claro) y el fondo (gris). La bondad del ajuste global al que contribuyen ambos espectros, expresada como chi-cuadrado reducido, es de $\chi^2/\text{ndf}=1.34$.

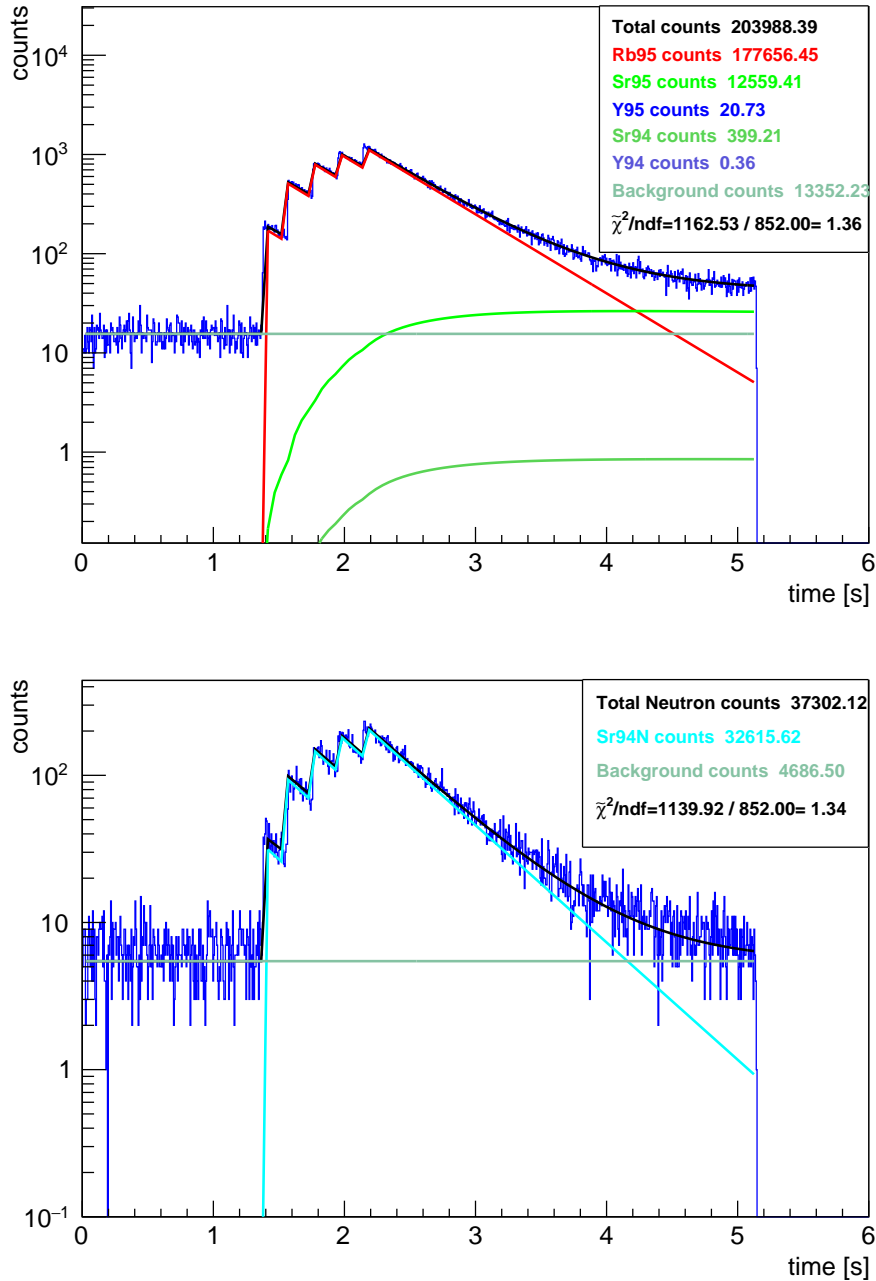


Figura 4.2. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ⁹⁵Rb. Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. $\chi^2/\text{ndf}=1.34$

La relación $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_n$ podría obtenerse (ver ecuación 3.4) como la fracción de los β detectados correspondientes a todas las desintegraciones del ⁹⁵Rb ($N_\beta = 177647$) y los neutrones emitidos y detectados por el ⁹⁵Sr al desexcitarse emitiendo un neutrón ($N_n = 32615$), multiplicada por la probabilidad de emisión de neutrón ($P_n = 0,088$). Alternativamente se puede obtener directamente como

el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales, según comenté en la sección 3.2.1, proporcionando directamente el valor y el error estadístico. Ambos resultados son, naturalmente, coincidentes. Así pues obtengo un factor de eficiencias relativas de $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_n = 0,483$. Aunque la relación que aparece en la ecuación 3.4 para el cálculo de P_n es $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_n$, por cuestiones de construcción del programa el valor que se usa es su inverso, y por tanto:

$$\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta = 2,07$$

Cálculo de errores asociados a la determinación de la relación de eficiencias: La determinación del error de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ (desviación estándar) se obtiene a partir del error estadístico proporcionado por el programa del ajuste (ver sección 3.2.2) y del error sistemático obtenido por propagación de los errores de los parámetros fijos en el ajuste (ver tabla 4.1) mediante el método Monte Carlo (ver figura 4.3 y sección 3.2.3)). El error global lo obtenemos combinando de forma cuadrática ambos errores, como se muestra en la tabla 4.2.

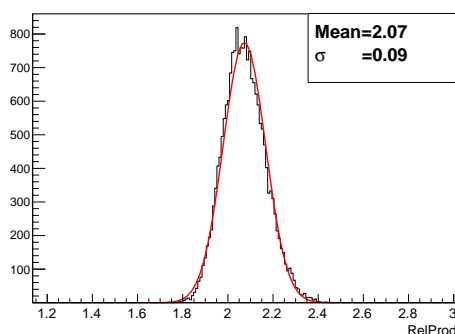


Figura 4.3. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ del ^{95}Rb obtenido por el método Monte Carlo como consecuencia de la propagación de los errores de los parámetros fijos en el ajuste.

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.094	0.018	0.096

Tabla 4.2. Errores asociados a la determinación de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ para el ^{95}Rb .

Cálculo de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$: Según detallo en la sección 3.2.1.5, para obtener la eficiencia de detección de neutrones, necesaria para aplicar el *Método II* de análisis, se puede utilizar la ecuación 3.7 de la sección 3.1 para obtener la relación

$$\bar{\varepsilon}_n = \frac{N_{\beta n}}{P_n N_\beta}$$

si se ignora la corrección de eficiencias β , $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_\beta^I$. Para ello es necesario determinar, además de N_β (ver más arriba), el valor de $N_{\beta n}$ a partir del espectro de correlación temporal β -neutrón representado en la figura 4.4, que en este caso arroja un valor de $N_{\beta n} = 7346$. Alternativamente se puede hacer un ajuste del espectro de evolución temporal de la actividad β representado en la parte superior de la figura 4.2 imponiendo la condición de reproducir este valor de $N_{\beta n}$, usando la relación 3.11 y dejando $\bar{\varepsilon}_n$ como parámetro libre. De esta forma obtenemos el resultado:

$$\bar{\varepsilon}_n = 50,6 \%$$

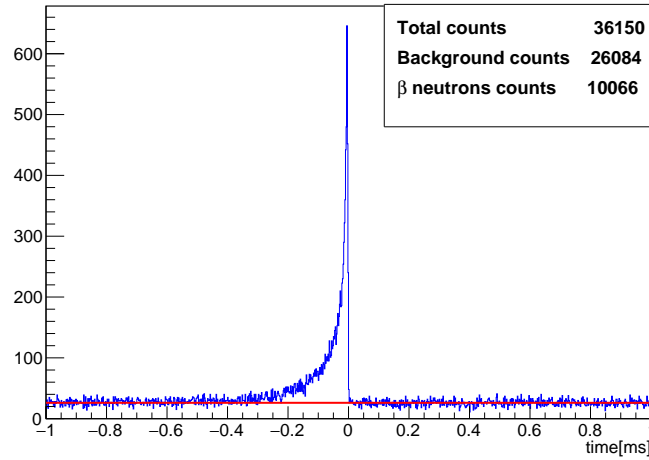


Figura 4.4. Espectro de diferencias temporales entre la detección de neutrones y la detección de un β para el ^{95}Rb . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

Cálculo de errores asociados a la determinación de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$: El error para la eficiencia se obtiene, al igual que para las eficiencias relativas, combinando por una parte, el error sistemático obtenido mediante un cálculo Monte Carlo en el que se propagan los errores de los parámetros expuestos en la tabla 4.1 generando la distribución representada en la figura 4.5, y por otra parte el error que retorna la rutina de ajuste asociado a la incertidumbre estadística de los datos. El error que se asigna a la eficiencia de detección de neutrón será la suma cuadrática de los dos valores, según se muestra en la tabla 4.3:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
2.37	0.81	2.50 %

Tabla 4.3. Errores obtenidos para la eficiencia de detección de neutrón en el ^{95}Rb

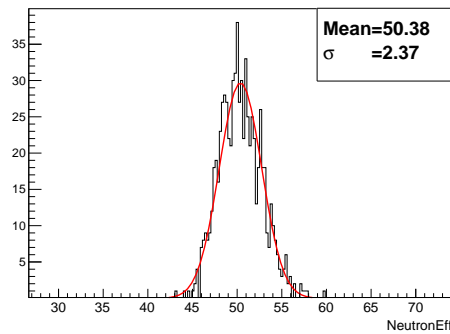


Figura 4.5. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n$ del ^{95}Rb como consecuencia de la propagación de los errores de los parámetros fijados en el ajuste, calculados mediante método Monte Carlo.

4.1.1.2. Análisis del ^{94}Rb

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

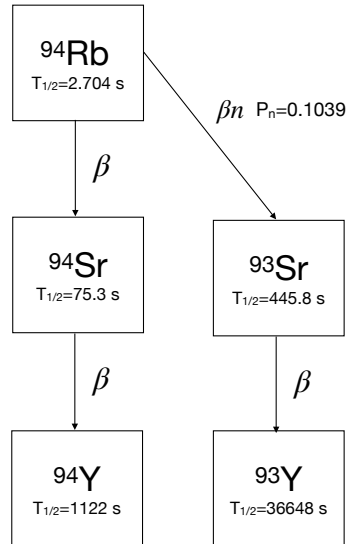


Figura 4.6. Esquema de desintegración del ^{94}Rb .

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{94}\text{Rb } T_{1/2}$	2.704 s	0.015 s	[LIA20]
$^{94}\text{Sr } T_{1/2}$	75.3 s	0.2 s	[TUL95]
$^{94}\text{Y } T_{1/2}$	1122 s	6.0 s	[TUL95]
$^{93}\text{Sr } T_{1/2}$	75.3 s	0.2 s	[TUL95]
$^{93}\text{Y } T_{1/2}$	445.8 s	1.8 s	[TUL95]
$^{94}\text{Rb } P_n$	10.39 %	0.22 %	[LIA20]
Fondo N_β	35.8	1.3	
Fondo N_n	13.68	0.74	

Tabla 4.4. Valores de vida media y probabilidad de emisión de neutrón del ^{94}Rb y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Obtención de la relación de eficiencias $\bar{\epsilon}_\beta/\bar{\epsilon}_n$:

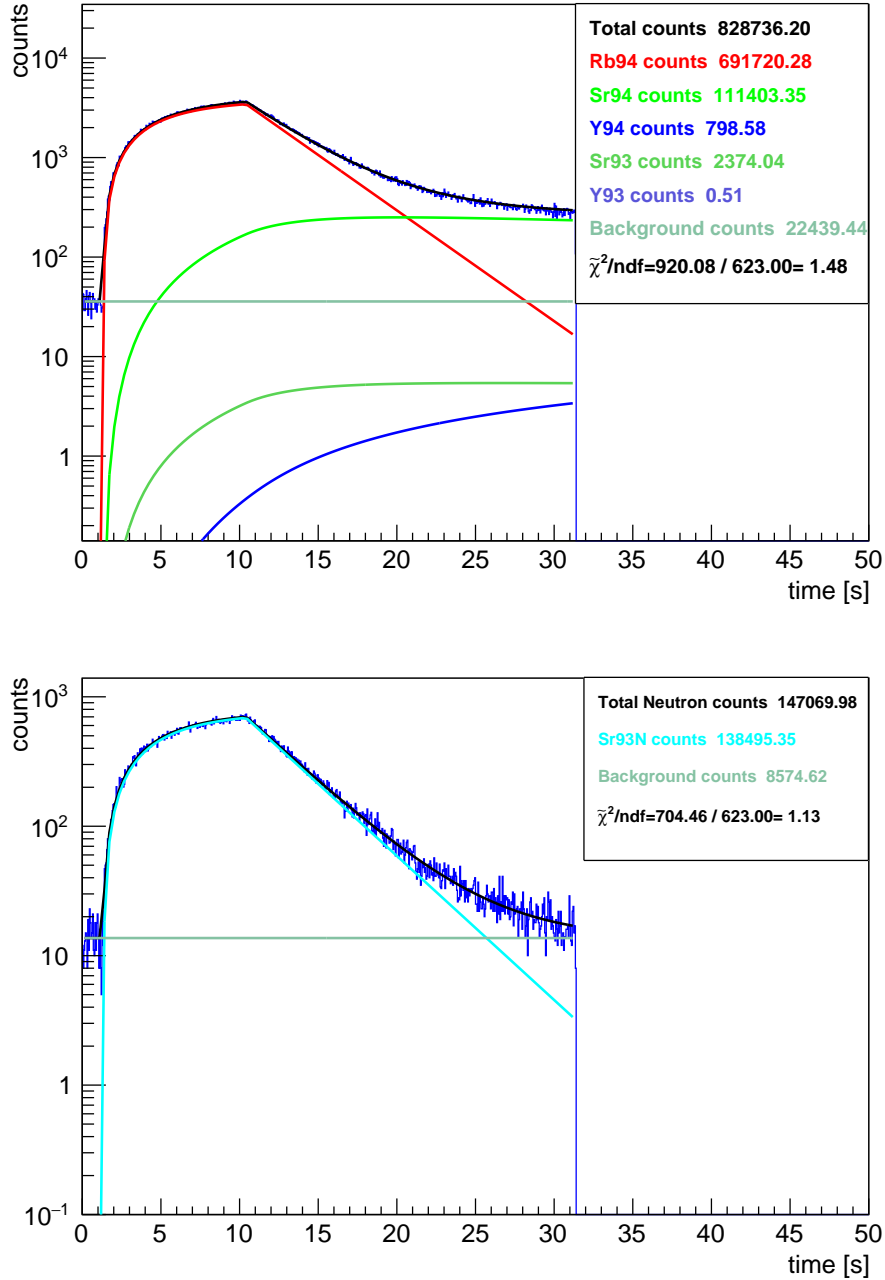


Figura 4.7. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{94}Rb . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/ndf=1.30$

La relación de eficiencias obtenida para el ^{94}Rb directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta = 1,927$$

Cálculo de errores de la relación de eficiencias:

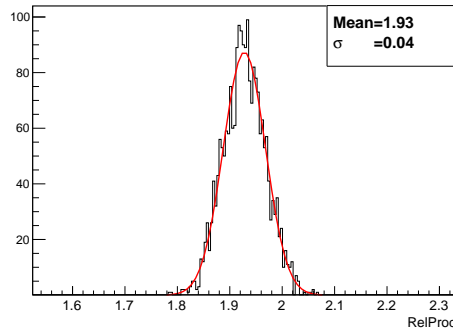


Figura 4.8. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ del ^{94}Rb obtenido por el método Monte Carlo como consecuencia de la propagación de los errores de los parámetros fijos en el ajuste.

El error que se asigna a la relación de eficiencias es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.040	0.008	0.041

Tabla 4.5. Errores asociados a la determinación de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ para el ^{94}Rb

Cálculo de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$:

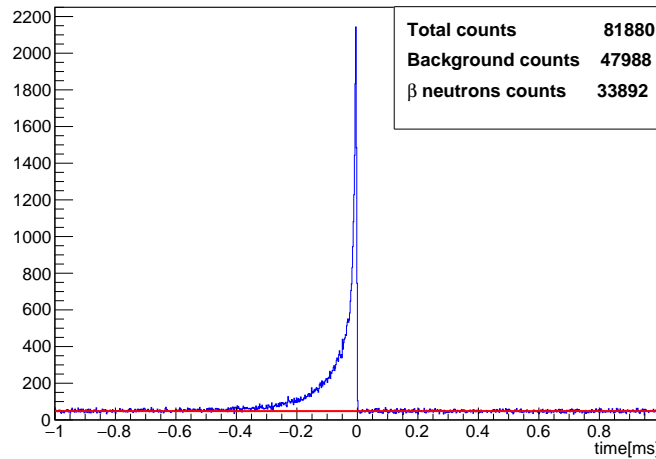


Figura 4.9. Espectro de diferencias temporales entre la detección de neutrones y la detección de un β para el ^{94}Rb . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$ obtenida para el ^{94}Rb directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo del espectro temporal β , imponiendo la condición de reproducir el valor de $N_{\beta n}$, es:

$$\bar{\varepsilon}_n = 49,4\%$$

Cálculo de errores de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$:

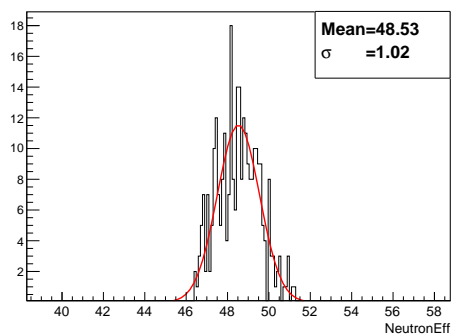


Figura 4.10. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n$ del ^{94}Rb como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos, calculados mediante el método Montecarlo.

Por tanto el error que se asigna a la eficiencia de detección de neutrón es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.01 %	0.38 %	1.08 %

Tabla 4.6. Errores asociados a la determinación de ε_n .

4.1.1.3. Análisis del ^{88}Br

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

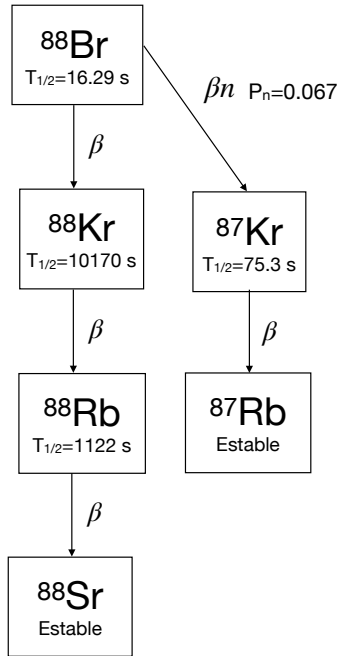


Figura 4.11. Esquema de desintegración del ^{88}Br .

Elemento	Valor	σ	Fuente
^{88}Br $T_{1/2}$	6.29 s	0.1	[LIA20]
^{88}Kr $T_{1/2}$	10170 s	0.78	[TUL95]
^{88}Rb $T_{1/2}$	1122 s	3.6	[TUL95]
^{87}Kr $T_{1/2}$	4578 s	0.4	[TUL95]
^{88}Br P_n	6.72 %	0.27	[LIA20]
Fondo N_β	23.5 s	2.4	
Fondo N_n	21.5 s	2.3	

Tabla 4.7. Valores de vida media y probabilidad de emisión de neutrón del ^{88}Br y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Obtención de la relación de eficiencias $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_n$:

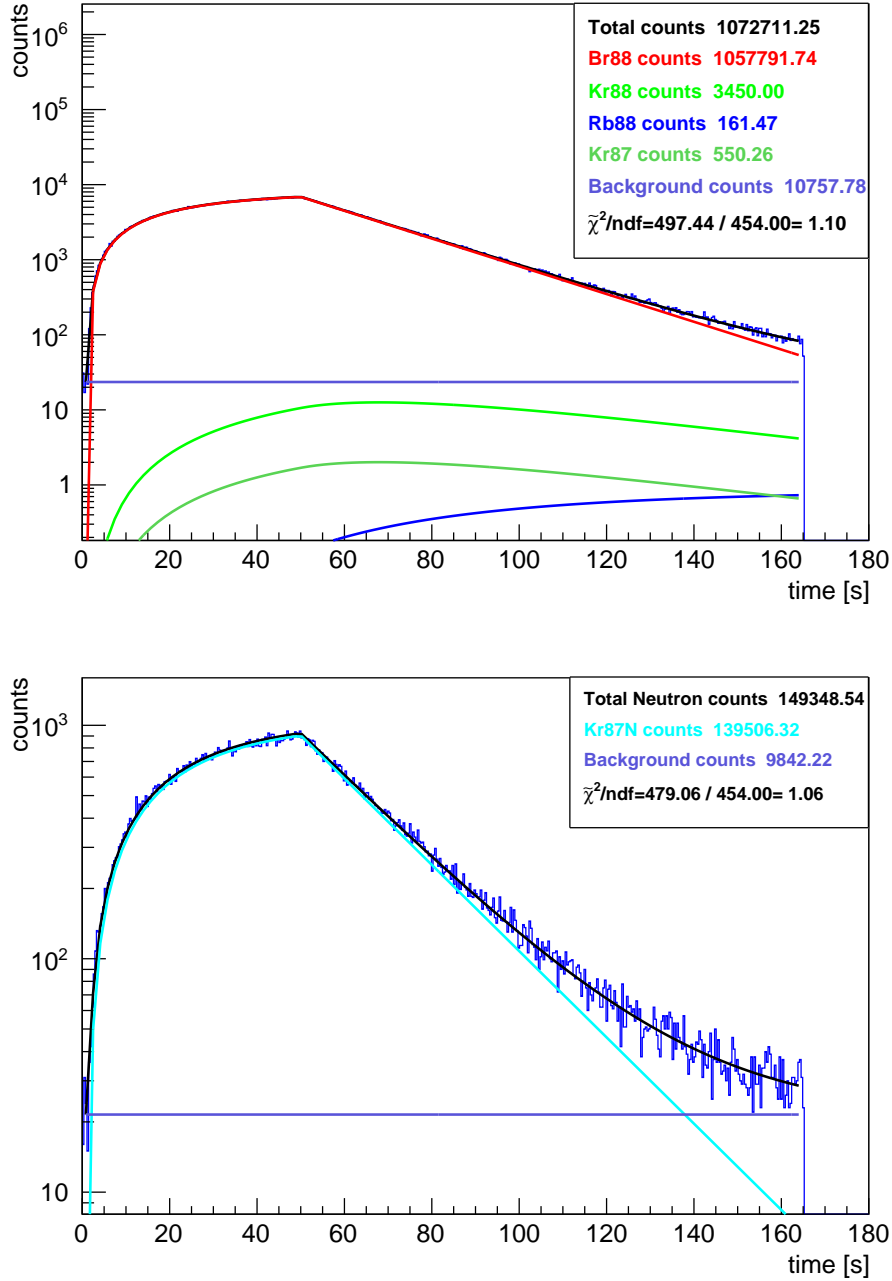


Figura 4.12. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{88}Br . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.08$

La relación de eficiencias obtenida para el ^{88}Br directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta = 1,962$$

Cálculo de errores de la relación de eficiencias:

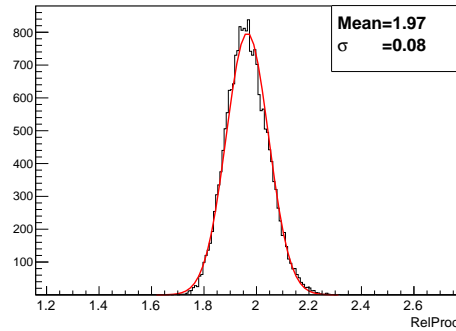


Figura 4.13. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ del ^{88}Br obtenido por el método Monte Carlo como consecuencia de la propagación de los errores de los parámetros fijos en el ajuste.

Por tanto el error que se asigna a relación de eficiencias es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.0807	0.0081	0.0811

Tabla 4.8. Errores asociados a la determinación de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ para el ^{88}Br .

Cálculo de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$:

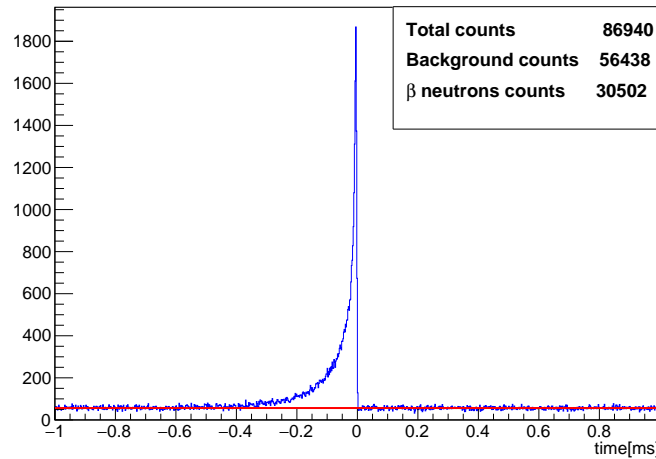


Figura 4.14. Espectro de diferencias temporales entre la detección de neutrones y la detección de un β para el ^{88}Br . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$ obtenida para el ^{88}Br directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo del espectro temporal β , imponiendo la condición de reproducir el valor de $N_{\beta n}$, es:

$$\bar{\varepsilon}_n = 43,1\%$$

Cálculo de errores de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$:

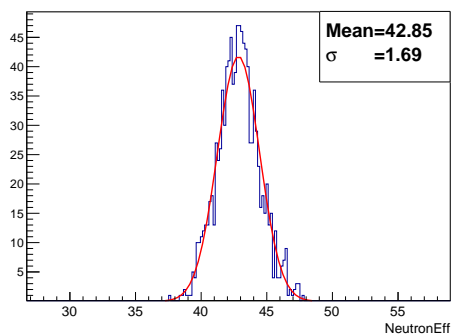


Figura 4.15. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n$ del ^{88}Br como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos, calculados mediante el método Montecarlo.

Por tanto el error que se asigna a la eficiencia de detección de neutrón es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.69 %	0.35 %	1.73 %

Tabla 4.9. Errores asociados a la determinación de ε_n .

4.1.1.4. Análisis del ^{137}I

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

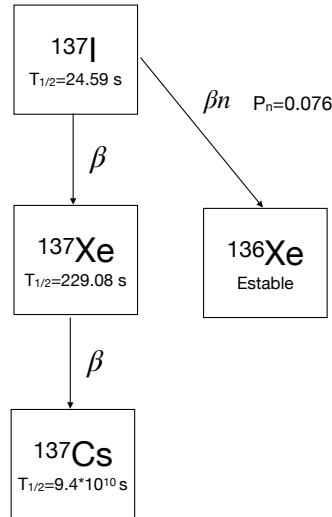


Figura 4.16. Esquema de desintegración del ^{137}I .

Elemento	Valor	σ	Fuente
^{137}I $T_{1/2}$	24.59 s	0.1 s	[LIA20]
^{137}Xe $T_{1/2}$	229.08 s	0.78 s	[TUL95]
^{137}I P_n	7.63 %	0.14 %	[LIA20]
Fondo N_β	54.0	5.2	
Fondo N_n	107.33	3.5	

Tabla 4.10. Valores de vida media y probabilidad de emisión de neutrón del ^{137}I y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Obtención de la relación de eficiencias $\bar{\varepsilon}_\beta/\bar{\varepsilon}_n$:

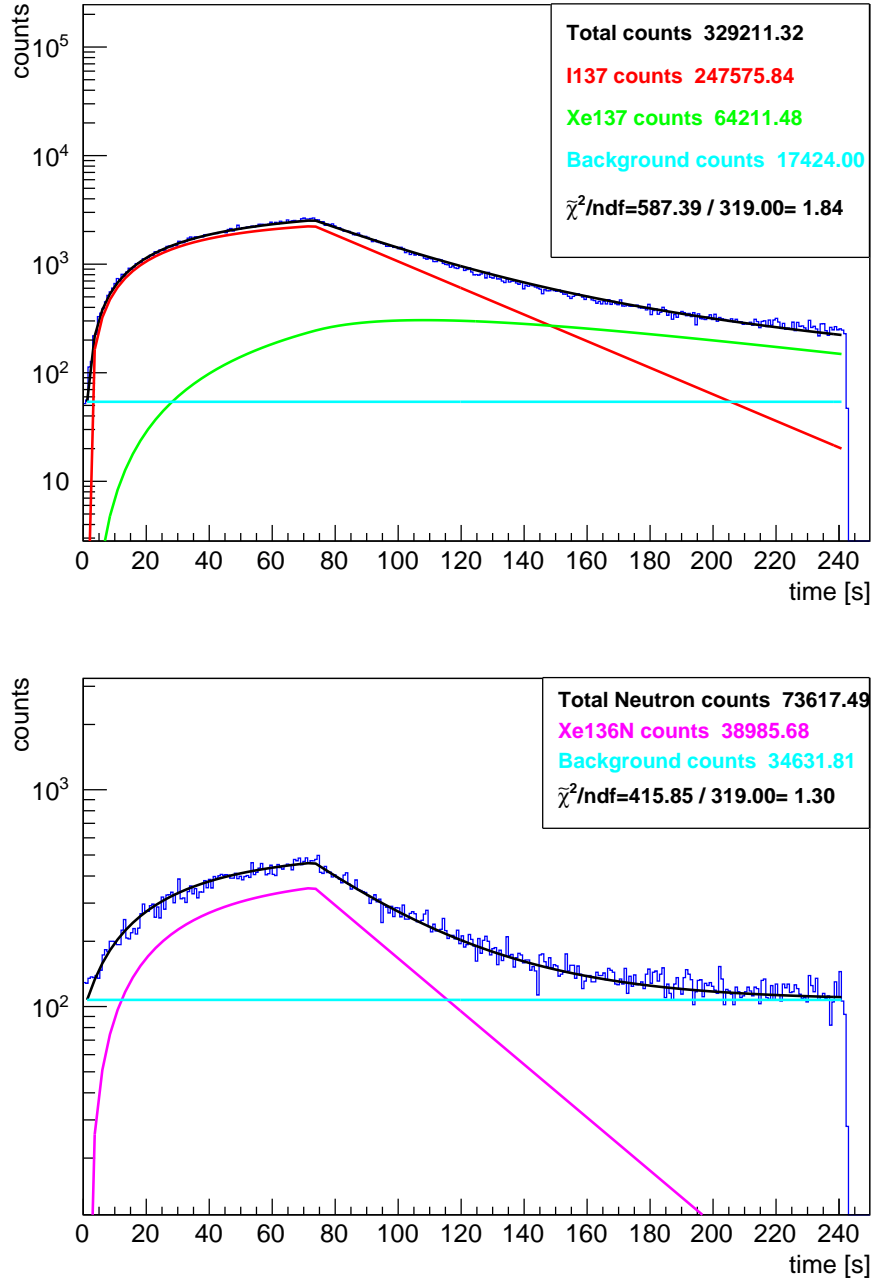


Figura 4.17. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{137}I . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.58$

La relación de eficiencias obtenida para el ^{94}Rb directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta = 2,06$$

Cálculo de errores de la relación de eficiencias:

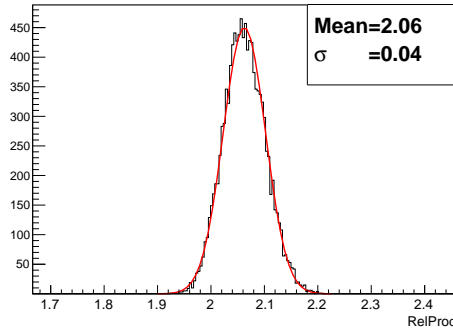


Figura 4.18. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ del ^{137}I obtenido por el método Monte Carlo como consecuencia de la propagación de los errores de los parámetros fijos en el ajuste.

Por tanto el error que se asigna a la relación de eficiencias es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.039	0.019	0.043

Tabla 4.11. Errores asociados a la determinación de $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$ para el ^{137}I .

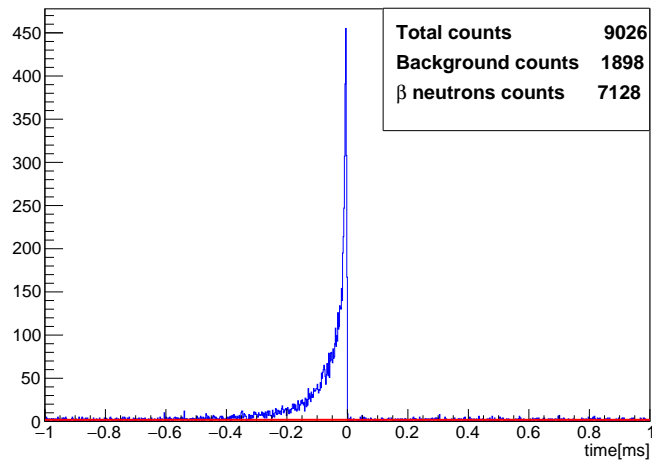


Figura 4.19. Espectro de diferencias temporales entre la detección de neutrones y la detección de un β para el ^{137}I . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

Cálculo de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$: La eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$ obtenida para el ^{137}I directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo del espectro temporal β , imponiendo la condición de reproducir el valor de $N_{\beta n}$, es:

$$\bar{\varepsilon}_n = 37,9\%$$

Cálculo de errores de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$:

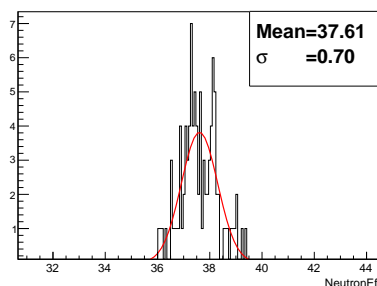


Figura 4.20. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n$ del ^{137}I como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos, calculados mediante el método Montecarlo.

Por tanto el error que se asigna a la eficiencia de detección de neutrón es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.70 %	0.64 %	0.94 %

Tabla 4.12. Errores asociados a la determinación de ε_n .

4.1.1.5. Resultado de la caracterización del detector BELEN20

Con todo lo descrito en este apartado ya se dispone de los valores característicos del detector que permitirán obtener la probabilidad de emisión de neutrón, tanto para el *Método I* como para el *Método II*, y que se resumen en la tabla 4.13.

	$Q_{\beta n}$ (keV)	Q_{β} (keV)	$\bar{\varepsilon}_n$ (%)	$\sigma_{\bar{\varepsilon}_n}$ (%)	$\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_{\beta}$	$\sigma_{\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_{\beta}}$
^{95}Rb	4883	9228	50.4	2.5	2.070	0.096
^{94}Rb	3452	10283	49.4	1.1	1.927	0.041
^{88}Br	1922	8975	42.9	1.7	1.963	0.0519
^{137}I	2001	6027	37.7	0.094	2.061	0.0517

Tabla 4.13. Sumario de los resultados de los núcleos de calibración de 2010

Para la relación de eficiencias $\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_{\beta}$ se toma como valor la media pesada de las eficiencias relativas de los cuatro núcleos. Sin embargo para la eficiencia de detección de neutrón, debido a la dependencia con el factor de corrección de eficiencias beta $\bar{\varepsilon}_{\beta}/\bar{\varepsilon}_{\beta}^T$ se toma sólo el valor obtenido para el ^{95}Rb por ser el menos afectado por dicha dependencia. Hay que recordar aquí que en este trabajo optamos por no aplicar los factores de corrección calculados, lo que permite visualizar mejor las diferencias entre ambos métodos. Dichas correcciones se pueden aplicar en cualquier caso *a posteriori*.

Así pues los valores de calibración del detector para la medida de 2010 serán los expuestos en la tabla 4.14.

	Valor	σ
$\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_{\beta}$	1.993	0.075
$\bar{\varepsilon}_n$	50.4 %	2.5 %

Tabla 4.14. Caracterización del detector de 2010

4.1.2. Núcleos medidos en 2010

A continuación presentaremos el análisis de los cuatro núcleos medidos en el experimento de 2010, ^{85}As , ^{86}As , ^{91}Br y ^{85}Ge .

4.1.2.1. Análisis del ^{85}As

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

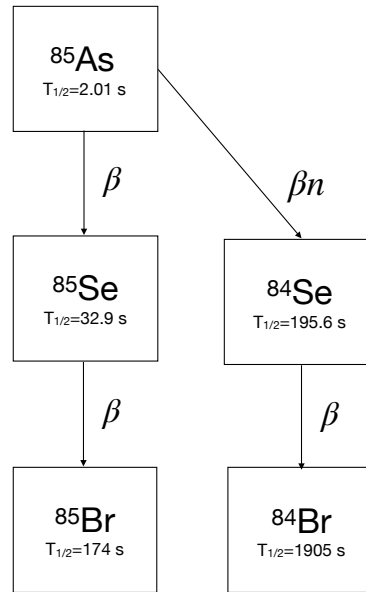


Figura 4.21. Esquema de desintegración del ^{85}As .

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{85}\text{As } T_{1/2}$	2.011 s	0.007 s	[LIA20]
$^{85}\text{Se } T_{1/2}$	32.9 s	0.3 s	[TUL95]
$^{85}\text{Br } T_{1/2}$	174 s	3.6 s	[TUL95]
$^{84}\text{Se } T_{1/2}$	195.6 s	6 s	[TUL95]
$^{84}\text{Br } T_{1/2}$	1905.5 s	4.8 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta$	1.993	0.075	4.14
$\bar{\epsilon}_n$	50.4 %	2.5 %	4.14
Fondo N_β	35.4	2.7	
Fondo N_n	47.4	3.1	

Tabla 4.15. Valores de vida media del ^{85}As y descendientes y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

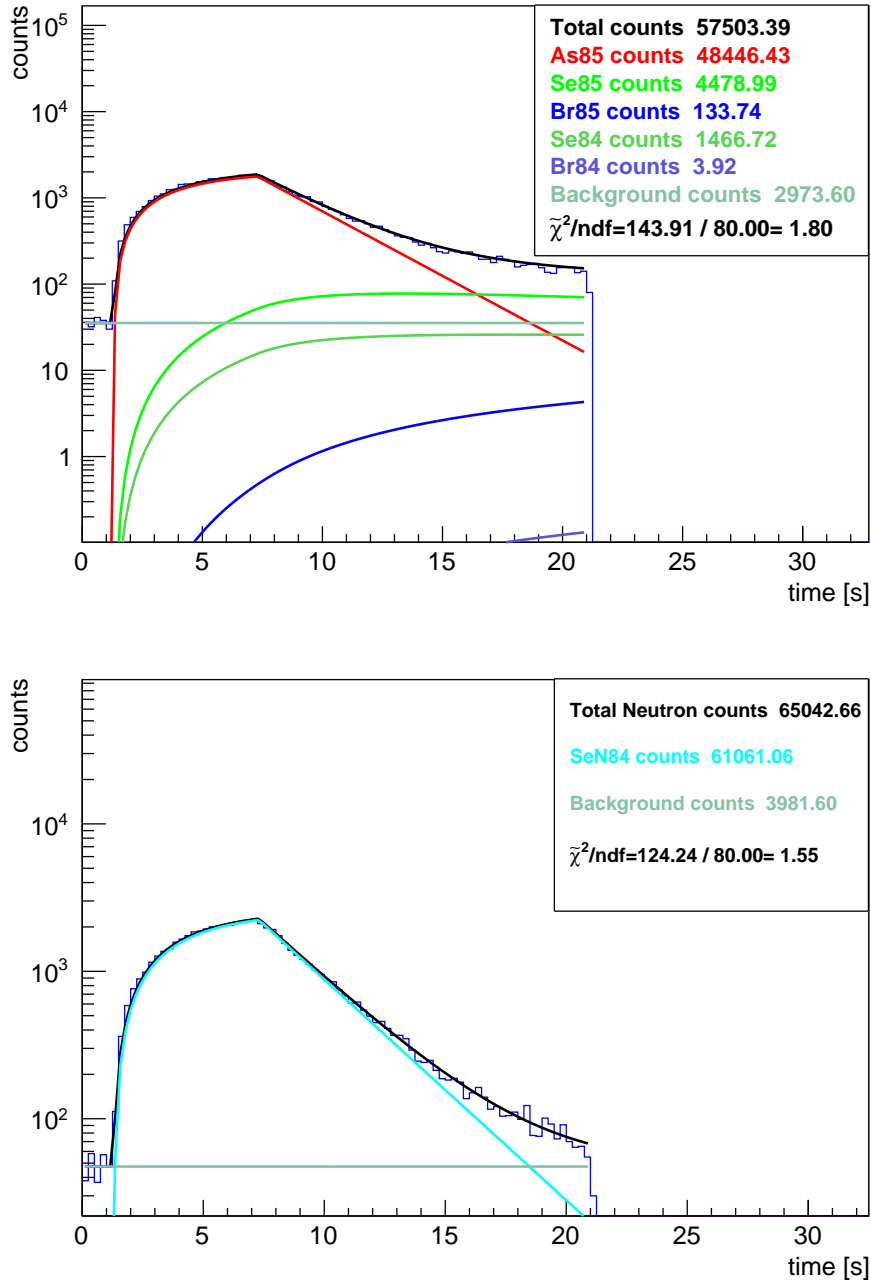
Obtención de P_n por el Método I:

Figura 4.22. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{85}As . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.69$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{85}As directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 63,24\%$$

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

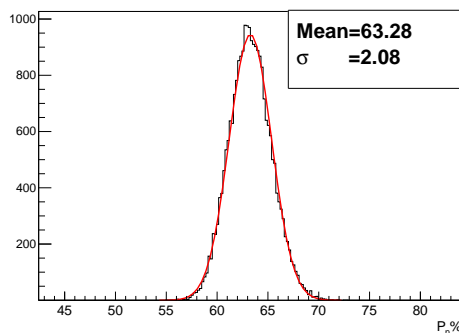


Figura 4.23. Distribución del valor de P_n del ^{85}As como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método I* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
2.08 %	0.47 %	2.13 %

Tabla 4.16. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{85}As mediante el método I.

Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

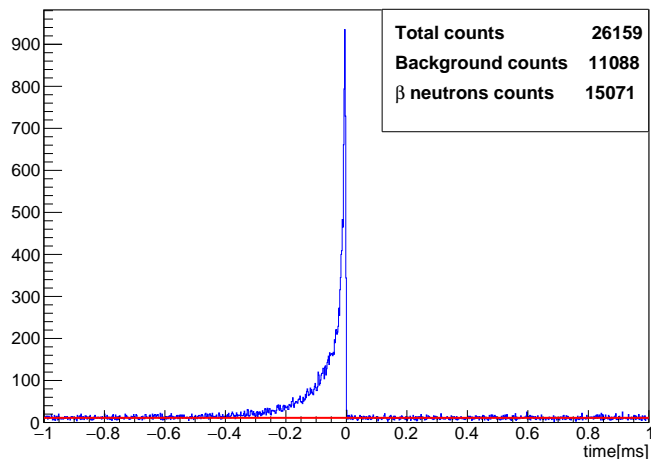


Figura 4.24. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{85}As . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{85}As directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 62,39 \%$$

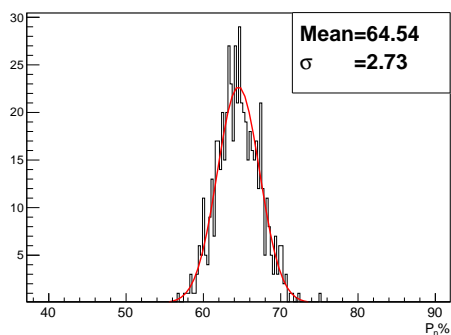
Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método II.

Figura 4.25. Distribución del valor de P_n del ^{85}As como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
2.73 %	0.76 %	2.81 %

Tabla 4.17. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{85}As con el Método II.

Resultados obtenidos para el ^{85}As

	P_n (%)	σ_{P_n} %
<i>Método I</i>	63.2	2.1
<i>Método II</i>	62.4	2.4

4.1.2.2. Análisis del ^{86}As

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

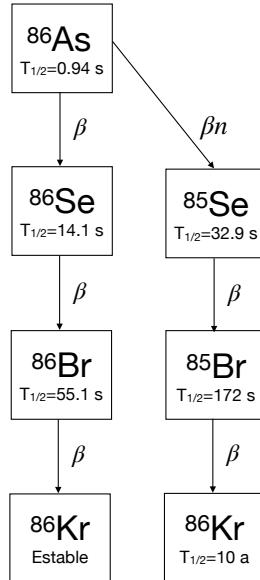


Figura 4.26. Esquema de desintegración del ^{86}As .

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{86}\text{As } T_{1/2}$	0.944 s	0.01 s	[LIA20]
$^{86}\text{Se } T_{1/2}$	14.1 s	0.2 s	[TUL95]
$^{86}\text{Br } T_{1/2}$	55.1 s	0.4 s	[TUL95]
$^{85}\text{Se } T_{1/2}$	32.9 s	0.3 s	[LIA20]
$^{85}\text{Br } T_{1/2}$	174 s	3.6 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta$	1.993	0.075	4.14
$\bar{\epsilon}_n$	50.4 %	2.5 %	4.14
Fondo N_β	33.6	1.3	
Fondo N_n	154.8	2.8	

Tabla 4.18. Valores de vida media ^{86}As y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

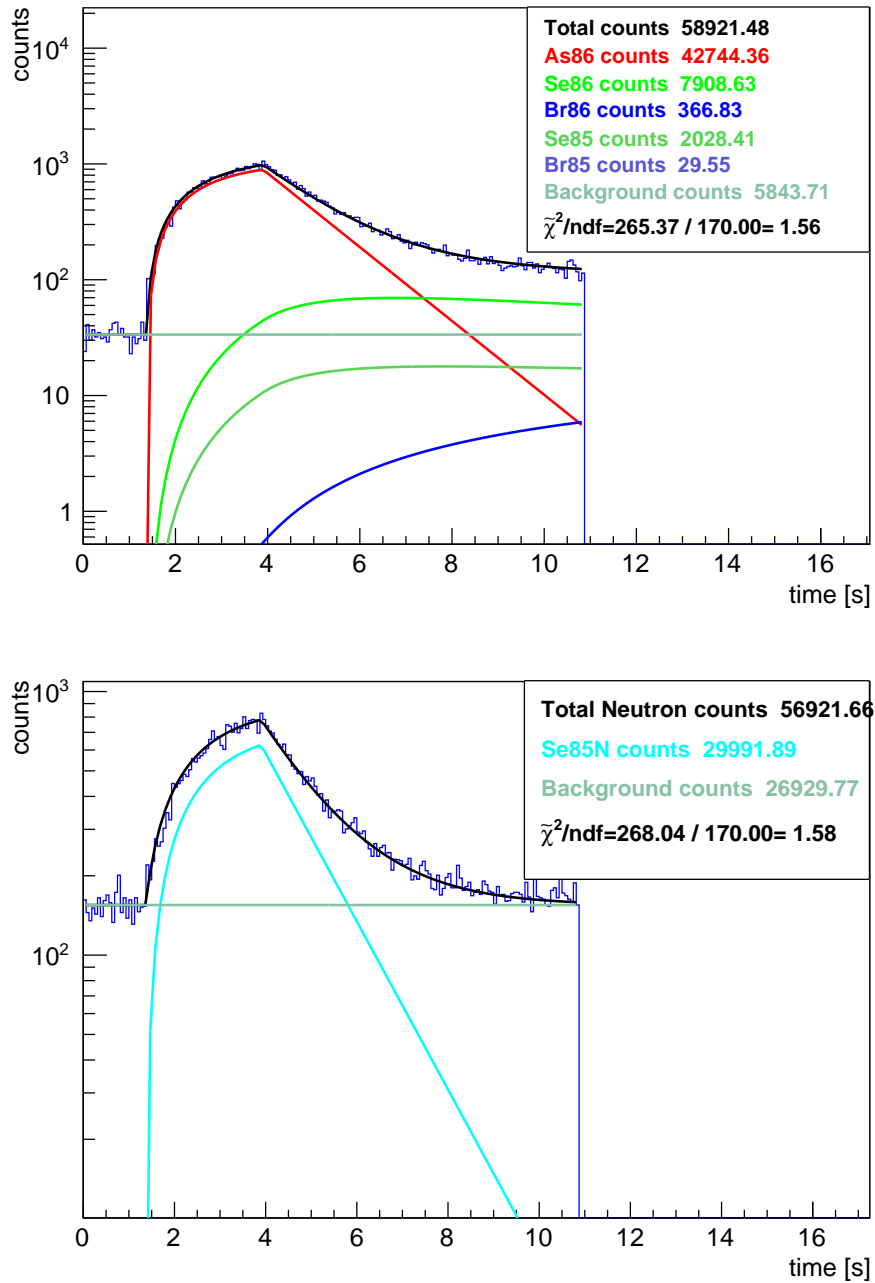
Obtención de P_n por el Método I:

Figura 4.27. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{86}As . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.58$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{85}As directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 35,21\%$$

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

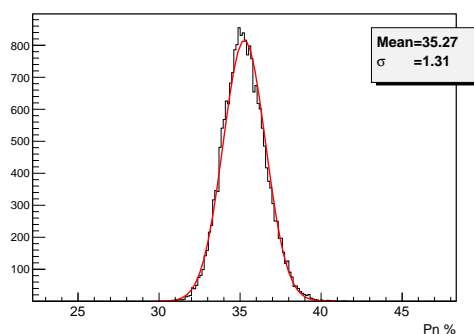


Figura 4.28. Distribución del valor de P_n del ^{86}As como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método I* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.31 %	0.40 %	1.37 %

Tabla 4.19. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{86}As .

Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

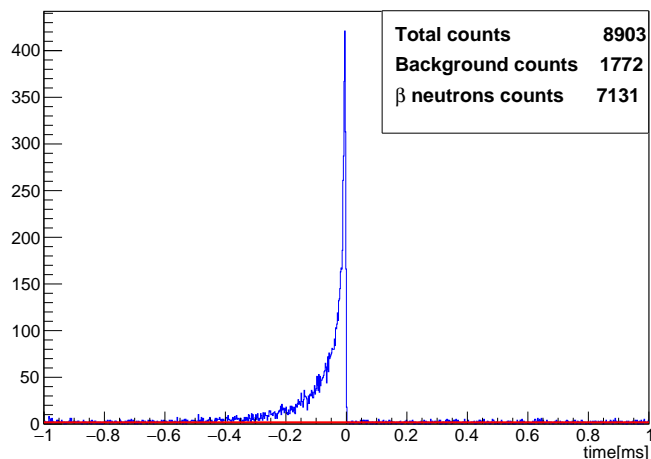


Figura 4.29. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{86}As . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{85}As directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 33,24 \%$$

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el método II.

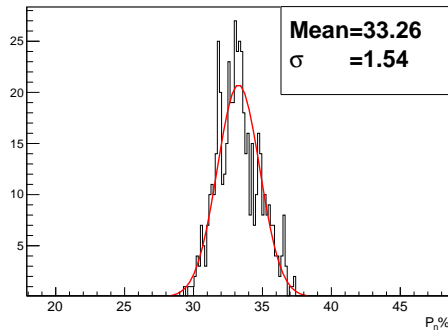


Figura 4.30. Distribución del valor de P_n del ^{86}As como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.54%	0.56%	1.64%

Tabla 4.20. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{86}As con el Método II.

Resultados obtenidos para el ^{86}As

	P_n (%)	σ_{P_n} %
<i>Método I</i>	35.2	1.4
<i>Método II</i>	33.2	1.6

4.1.2.3. Análisis del ^{91}Br

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

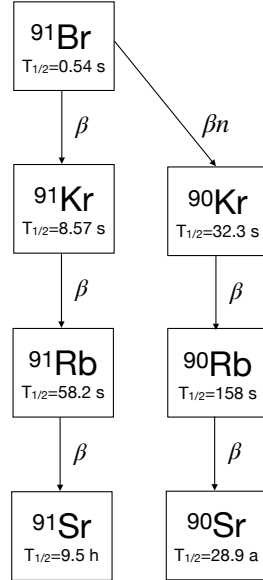


Figura 4.31. Esquema de desintegración del ^{91}Br .

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{91}\text{Br } T_{1/2}$	0.544 s	0.01 s	[LIA20]
$^{91}\text{Kr } T_{1/2}$	8.571 s	0.04 s	[TUL95]
$^{91}\text{Rb } T_{1/2}$	58.21 s	0.3 s	[TUL95]
$^{90}\text{Kr } T_{1/2}$	32.32 s	0.09 s	[TUL95]
$^{90}\text{Rb } T_{1/2}$	158 s	5 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta$	1.993	0.075	4.14
$\bar{\epsilon}_n$	50.4 %	2.5 %	4.14
Fondo N_β	29.30	0.77	
Fondo N_n	61.14	1.16	

Tabla 4.21. Valores de vida media ^{91}Br y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

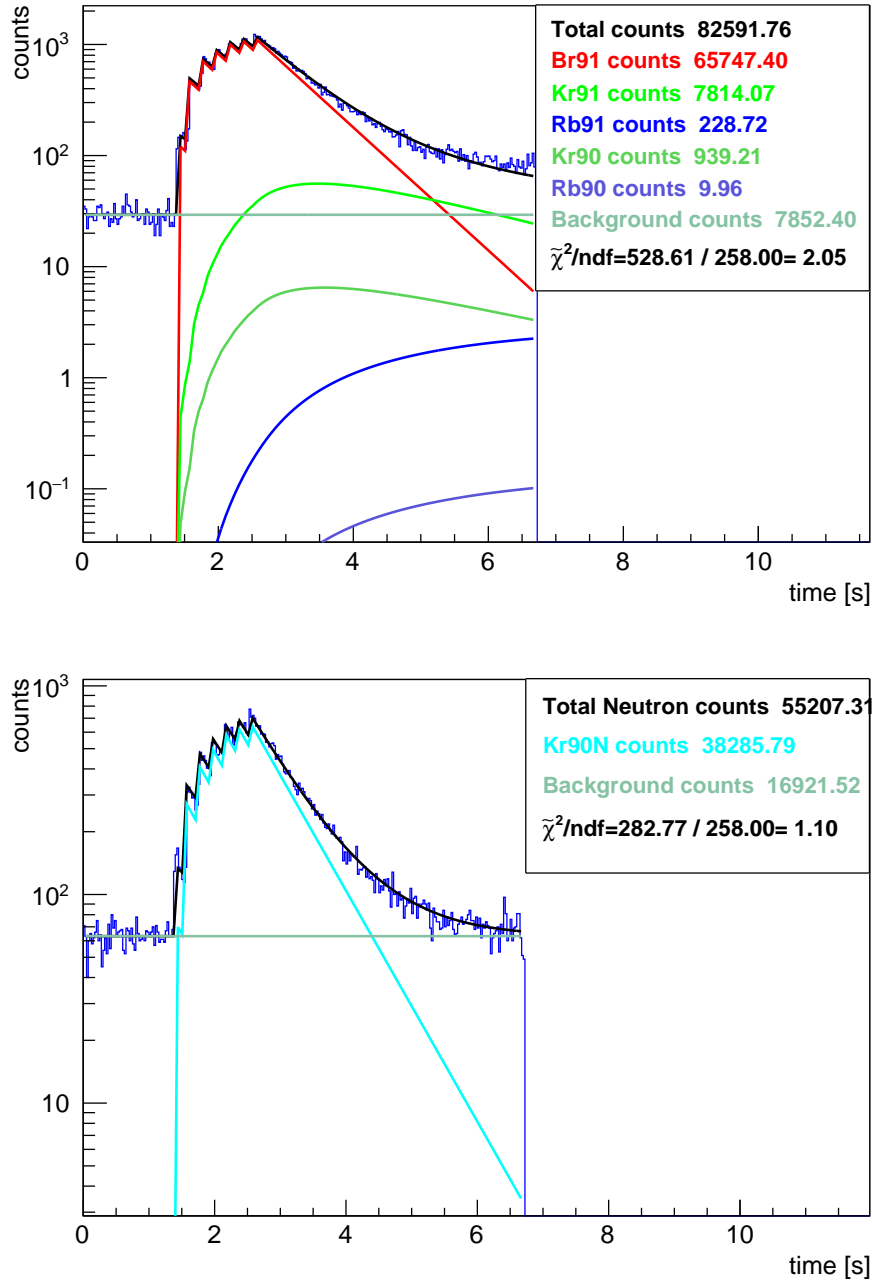
Obtención de P_n por el Método I:

Figura 4.32. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones. Abajo: Ídem para la actividad de neutrones para el ^{91}Br . La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.57$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{91}Br directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 29,22\%$$

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

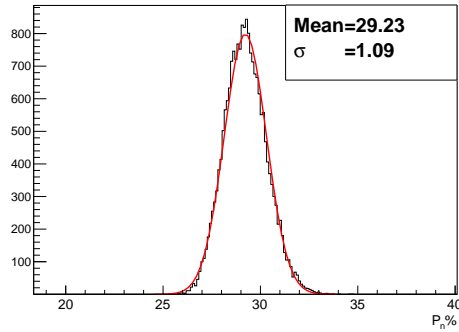


Figura 4.33. Distribución del valor de P_n del ^{91}Br como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método I* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.09 %	0.27 %	1.12 %

Tabla 4.22. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{91}Br mediante el método I.

Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

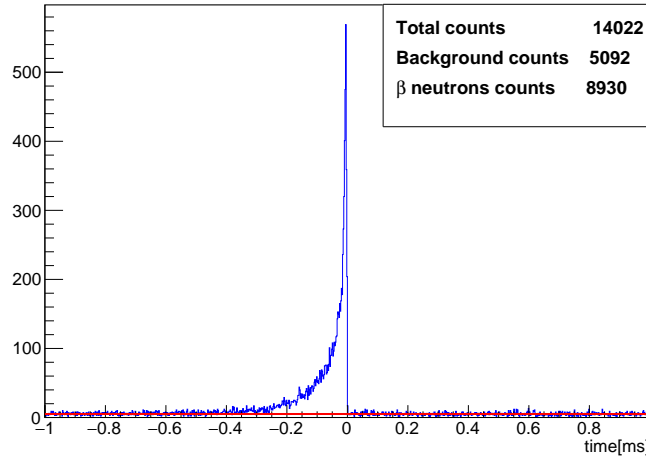


Figura 4.34. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{91}Br . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{91}Br directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 26,90 \%$$

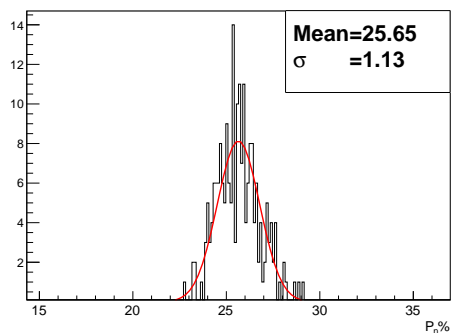
Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método II.

Figura 4.35. Distribución del valor de P_n del ^{91}Br como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.13 %	0.40 %	1.20 %

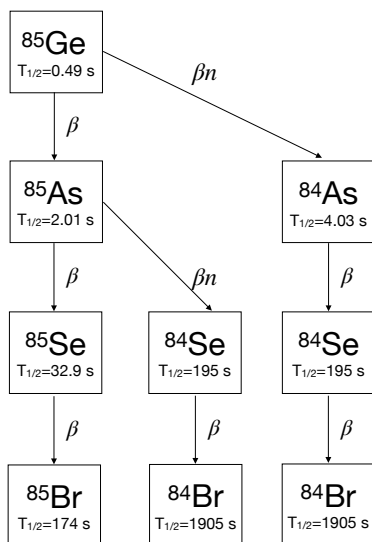
Tabla 4.23. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{91}Br con el Método II.

Resultados obtenidos para el ^{91}Br

	$P_n(\%)$	$\sigma_{P_n} \%$
<i>Método I</i>	29.2	1.1
<i>Método II</i>	26.9	1.2

4.1.2.4. Análisis del ^{85}Ge

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:


 Figura 4.36. Esquema de desintegración del ^{85}Ge .

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{85}\text{Ge } T_{1/2}$	0.497 s	0.006 s	[LIA20]
$^{85}\text{As } T_{1/2}$	2.011 s	0.007 s	[LIA20]
$^{85}\text{As } P_n$	63.2 %	2.1 %	4.1.2.1
$^{85}\text{Se } T_{1/2}$	32.9 s	0.3 s	[TUL95]
$^{84}\text{As } T_{1/2}$	4.03 s	0.06 s	[LIA20]
$^{84}\text{Se } T_{1/2}$	195.6 s	6 s	[TUL95]
$^{84}\text{Br } T_{1/2}$	1905.6 s	4.8 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta$	1.993	0.075	4.14
$\bar{\epsilon}_n$	50.4 %	2.5 %	4.14
Fondo N_β	23.3	1.0	
Fondo N_n	160.1	2.7	

 Tabla 4.24. Valores de vida media ^{85}Ge y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Como se puede ver en 4.36 en este caso uno de los descendientes es a su vez emisor de neutrones. Este caso está contemplado en la rutina de ajuste, que considera las tres posibles ramas y las pesa según las probabilidades de emisión de neutrón del hijo ^{85}As (obtenido previamente en este trabajo) y la propia del núcleo de estudio, que será uno de los parámetros libres del ajuste. Como se explicita en 4.36, los pesos de cada rama son:

1. $(1 - P_n(^{85}\text{Ge})) \times (1 - P_n(^{85}\text{As}))$, cuando no se emite ningún neutrón
2. $(1 - P_n(^{85}\text{Ge})) \times P_n(^{85}\text{As})$, cuando la desintegración del ^{85}Ge no produce neutrón, pero si lo hace el ^{85}As
3. $P_n(^{85}\text{Ge})$, cuando el neutrón es producido por la desintegración del ^{85}Ge

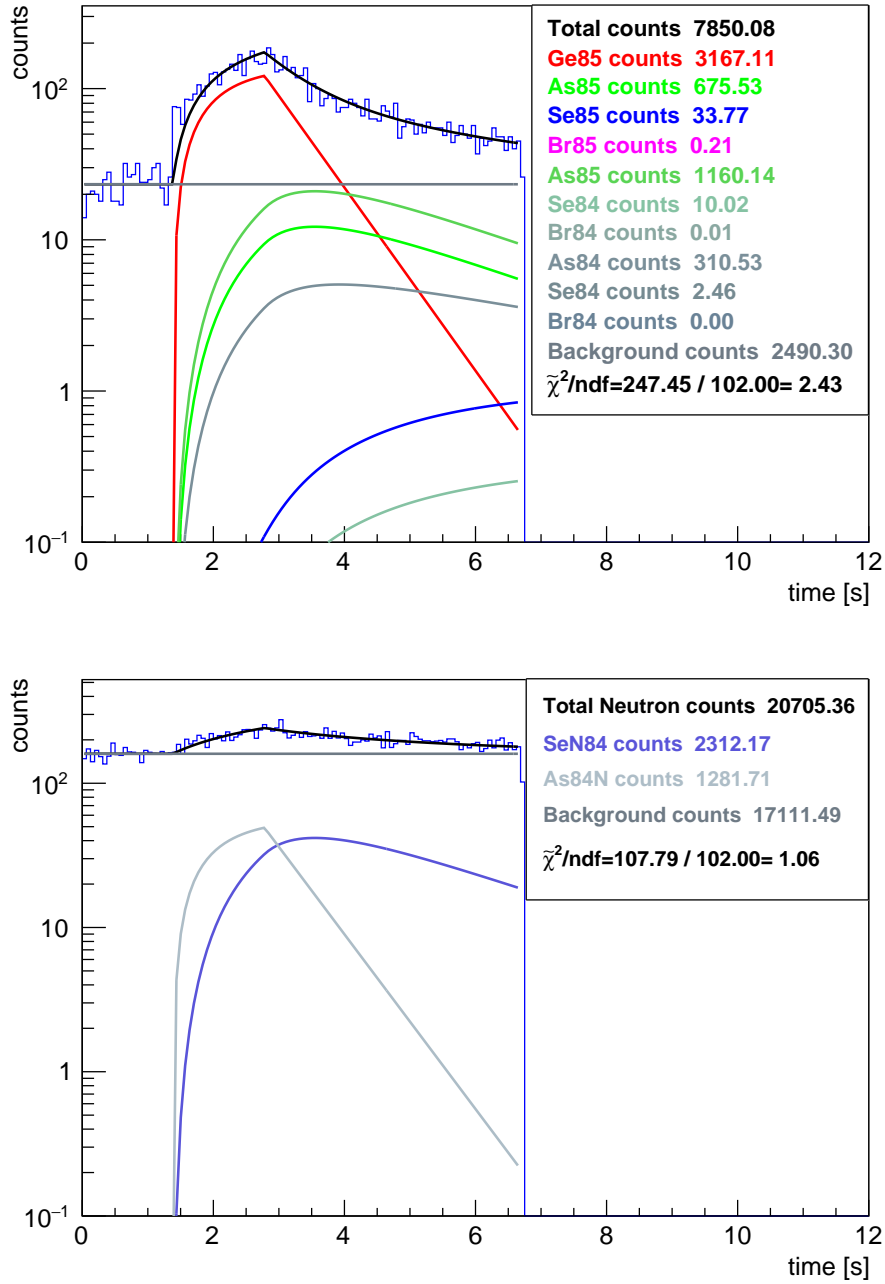
Obtención de P_n por el Método I:

Figura 4.37. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{85}Ge . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.74$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{85}Ge directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 20,34\%$$

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

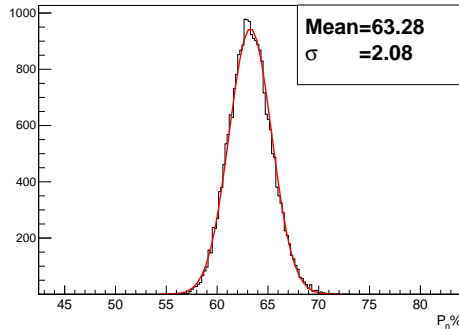


Figura 4.38. Distribución del valor de P_n del ^{85}Ge como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método I* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.66 %	2.4 %	2.9 %

Tabla 4.25. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{85}Ge mediante el método I.

Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

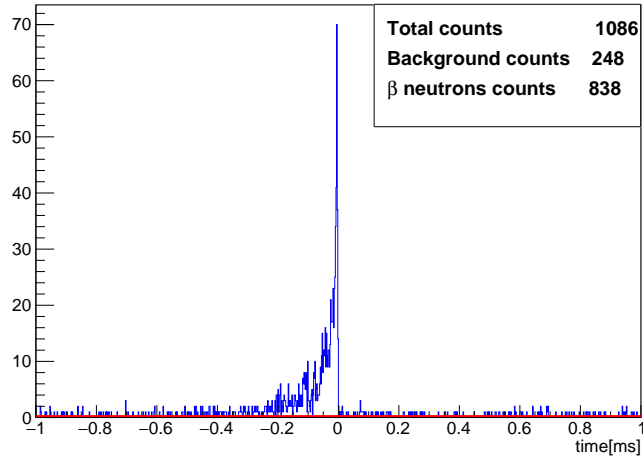


Figura 4.39. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{85}Ge . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{85}As directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 14,44$$

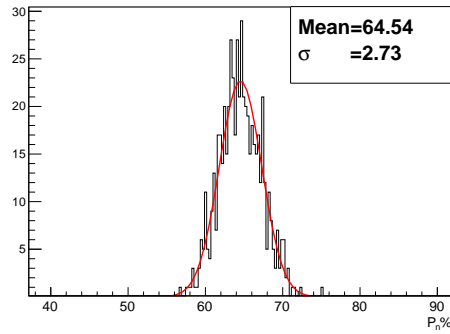
Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método II.

Figura 4.40. Distribución del valor de P_n del ^{85}Ge como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
4.5 %	4.5 %	6.4 %

Tabla 4.26. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{85}Ge con el Método II.

Resultados obtenidos para el ^{85}Ge

	$P_n(\%)$	$\sigma_{P_n} \%$
<i>Método I</i>	20.3	2.9
<i>Método II</i>	14.4	6.4

4.2. Experimento 2014

4.2.1. Calibración del dispositivo experimental

Para la calibración del dispositivo experimental en las medidas de 2014 se midió ^{95}Rb y ^{137}I ambos utilizados en las medidas de 2010. Desafortunadamente en el análisis posterior se encontró que no era posible ajustar los espectros de evolución temporal del ^{137}I con los parámetros conocidos. Nuestra conclusión es que el haz que salía de JYFLTRAP estaba en esta ocasión contaminado, sin que nos llegásemos a percatar durante el experimento. Por ello la calibración del experimento de 2014 se realizó exclusivamente con el ^{95}Rb .

4.2.1.1. Análisis del ^{95}Rb

El esquema de desintegración y los parámetros de vidas medias y probabilidad de emisión de neutrón usadas en el ajuste ya fueron expuestas en 4.1.1.1 (figura 4.1 y tabla 4.1).

Obtención de la relación de eficiencias $\bar{\epsilon}_\beta/\bar{\epsilon}_n$:

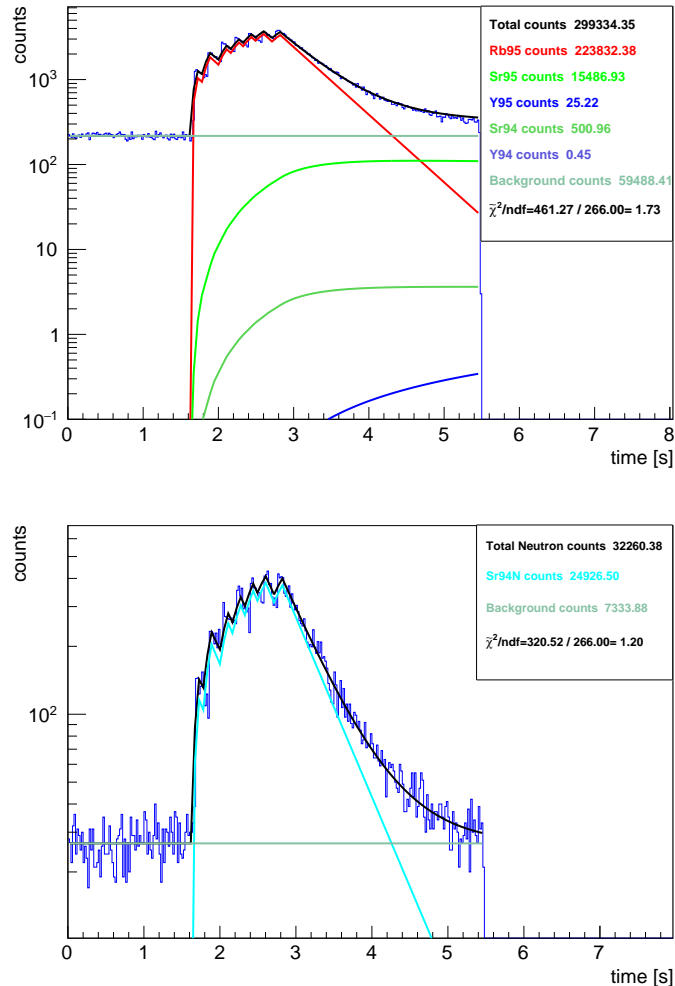


Figura 4.41. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.73$

La relación de eficiencias obtenida para el ^{95}Rb directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$\bar{\varepsilon}_n / \bar{\varepsilon}_\beta = 1,255$$

Cálculo de errores de la relación de eficiencias:

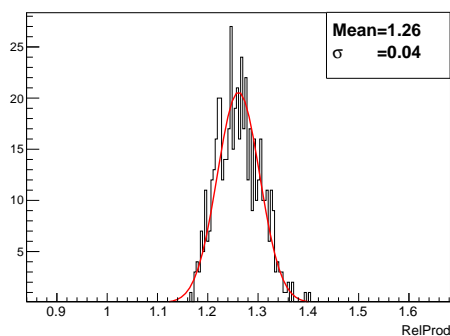


Figura 4.42. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n / \bar{\varepsilon}_\beta$ del ^{95}Rb obtenido por el método Monte Carlo como consecuencia de la propagación de los errores de los parámetros fijos en el ajuste

Por tanto el error que se asigna a relación de eficiencias es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.042	0.013	0.044

Tabla 4.27. Errores asociados a la determinación de $\bar{\varepsilon}_n / \bar{\varepsilon}_\beta$

Cálculo de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$:

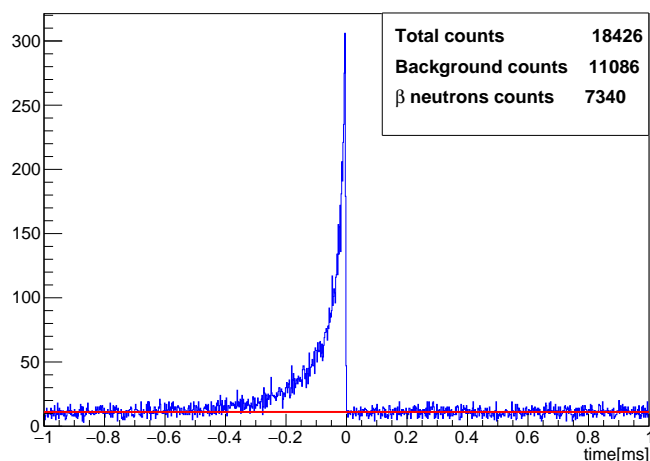


Figura 4.43. Espectro de diferencias temporales entre la detección de neutrones y la detección de un β para el ^{95}Rb . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$ obtenida para el ^{95}Rb directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo del espectro temporal β , imponiendo la condición de reproducir el valor de $N_{\beta n}$, es:

$$\bar{\varepsilon}_n = 36,97\%$$

Cálculo de errores de la eficiencia $\bar{\varepsilon}_n$:

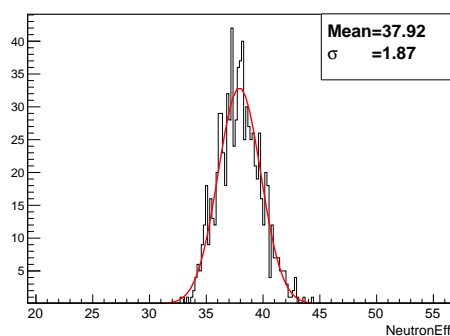


Figura 4.44. Distribución del valor de $\bar{\varepsilon}_n$ del ^{95}Rb como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos, calculados mediante el método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna a la eficiencia de detección de neutrón es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.87%	0.63%	1.96%

Tabla 4.28. Errores asociados a la determinación de ε_n .

Resultado de la caracterización del detector Con todo lo descrito en este apartado ya tenemos los valores característicos de nuestro detector, expuestos en la tabla 4.29 que nos permitirán obtener la probabilidad de emisión de neutrón tanto para el *Método I* como para el *Método II*.

	Valor	σ
$\bar{\varepsilon}_n/\bar{\varepsilon}_\beta$	1.255	0.44
$\bar{\varepsilon}_n$	37.0%	2.0

Tabla 4.29. Caracterización del detector de 2014

4.2.2. Núcleos medidos en 2014

A continuación presentaremos el análisis de los seis núcleos medidos en el experimento de 2014, ^{135}Sb , ^{138}I , ^{139}I , ^{140}I , ^{137}Te y ^{138}Te .

4.2.2.1. Análisis del ^{135}Sb

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

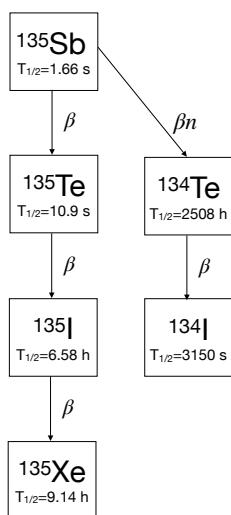


Figura 4.45. Esquema de desintegración del ^{135}Sb .

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{135}\text{Sb } T_{1/2}$	1.668 s	0.01 s	[LIA20]
$^{135}\text{Te } T_{1/2}$	19.0 s	0.2 s	[TUL95]
$^{135}\text{I } T_{1/2}$	23688 s	108 s	[TUL95]
$^{135}\text{Xe } T_{1/2}$	32904 s	72 s	[TUL95]
$^{134}\text{Te } T_{1/2}$	2508 s	48 s	[TUL95]
$^{134}\text{I } T_{1/2}$	3150 s	12 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n / \bar{\epsilon}_\beta$	1.255	0.043	4.29
$\bar{\epsilon}_n$	37.0 %	2.0 %	4.29
Fondo N_β	35.4	1.14	
Fondo N_n	96.28	2.14	

Tabla 4.30. Valores de vida media ^{135}Sb y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Obtención de P_n por el Método I:

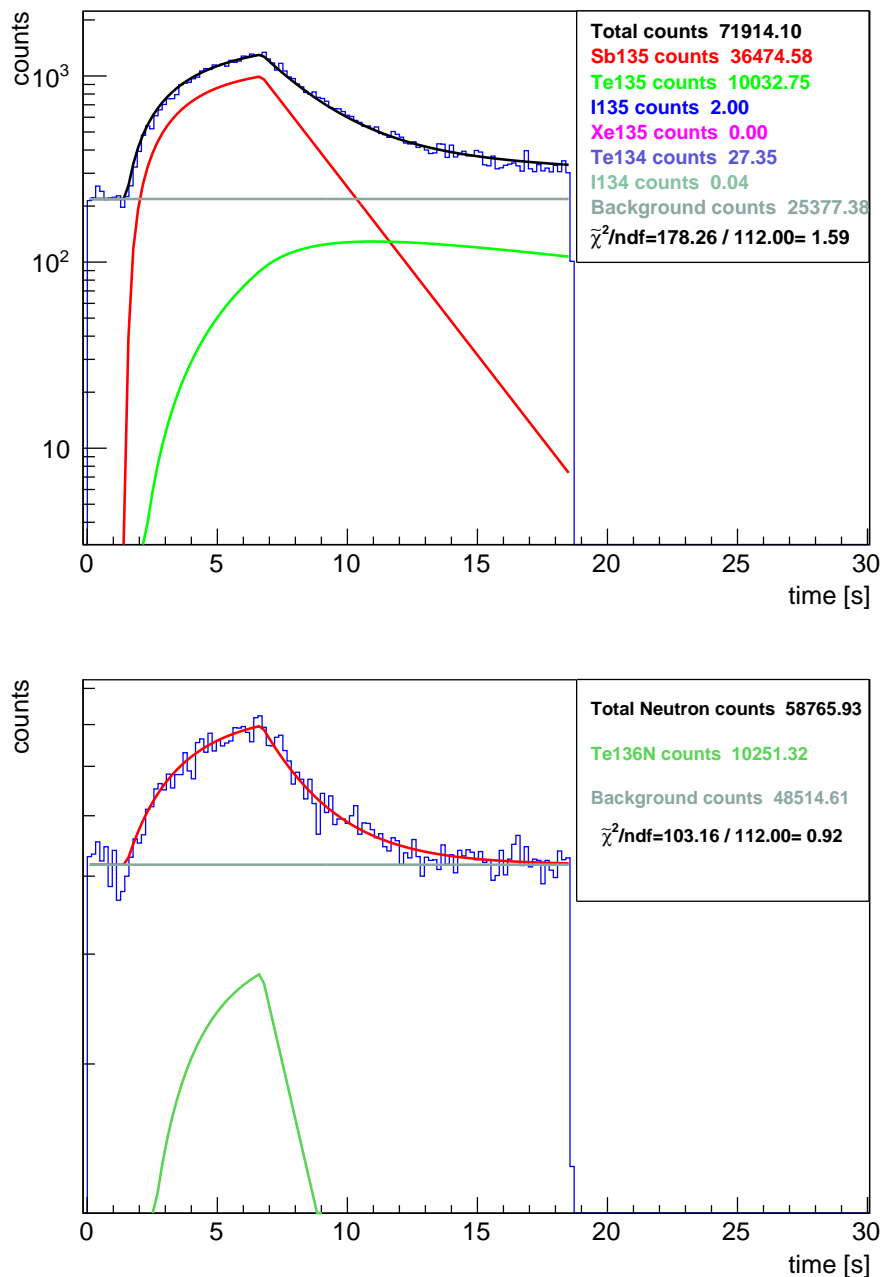


Figura 4.46. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ¹³⁵Sb. Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/ndf=1.26$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ¹³⁵Sb directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 22,39\%$$

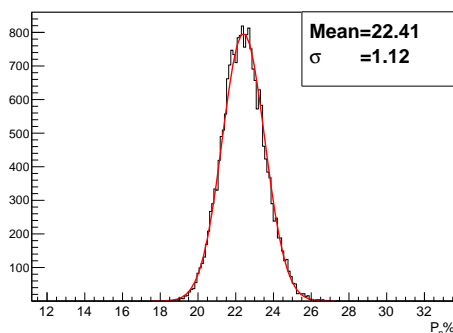
Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

Figura 4.47. Distribución del valor de P_n del ^{135}Sb como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna a P_n calculado por el *Método I* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.12 %	0.56 %	1.25 %

Tabla 4.31. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{135}Sb mediante el método I.

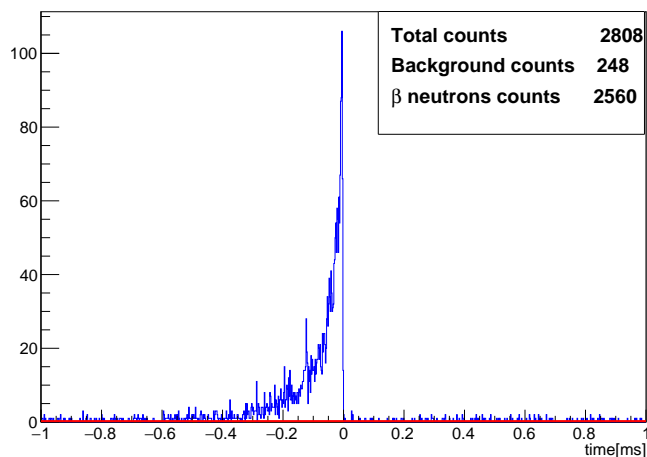
Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

Figura 4.48. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{135}Sb . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{135}Sb directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 22,29\%$$

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método II.

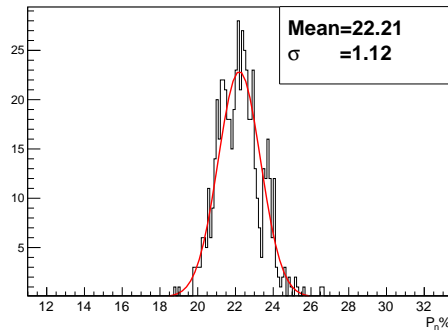


Figura 4.49. Distribución del valor de P_n del ^{135}Sb como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.12 %	0.56 %	1.25 %

Tabla 4.32. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{135}Sb con el método II.

^{135}Sb : Resultados obtenidos para el ^{135}Sb

	P_n (%)	σ_{P_n} (%)
<i>Método I</i>	22.4	1.3
<i>Método II</i>	22.3	1.3

4.2.2.2. Análisis del ^{138}I

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

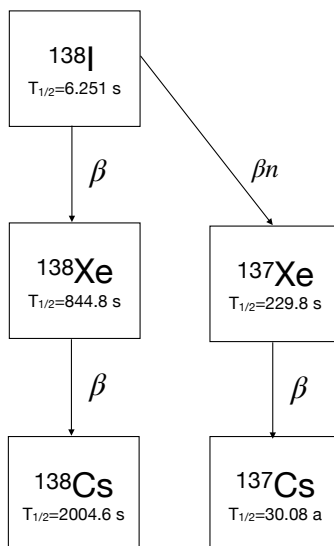


Figura 4.50. Esquema de desintegración del ^{138}I .

Elemento	Valor	σ	Fuente
^{138}I $T_{1/2}$	6.251 s	0.031 s	[LIA20]
^{138}Xe $T_{1/2}$	844.8 s	4.8 s	[TUL95]
^{138}Cs $T_{1/2}$	2004.6 s	10.8 s	[TUL95]
^{137}Xe $T_{1/2}$	229.8 s	0.78 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta$	1.255	0.043	4.29
$\bar{\epsilon}_n$	37.0 %	2.0 %	4.29
Fondo N_β	21.74	2.33	
Fondo N_n	54.2	3.7	

Tabla 4.33. Valores de vida media ^{138}I y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Obtención de P_n por el Método I:

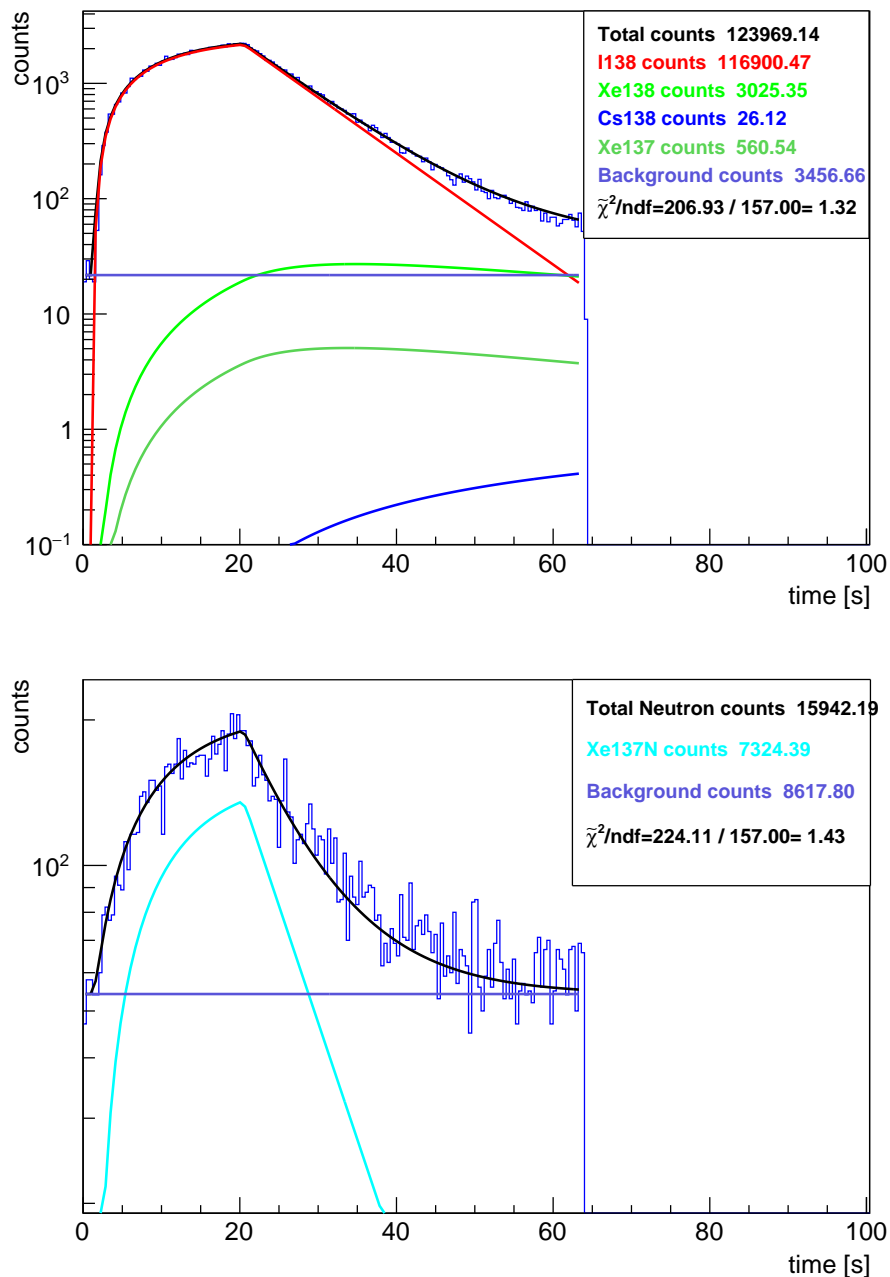


Figura 4.51. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{138}I . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.37$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{138}I directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 4,99\%$$

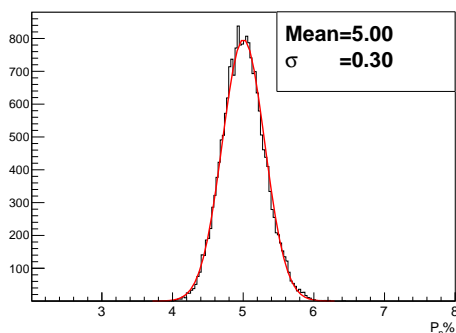
Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

Figura 4.52. Distribución del valor de P_n del ^{138}I como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método I* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.30 %	0.11 %	0.32 %

Tabla 4.34. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{138}I método I.

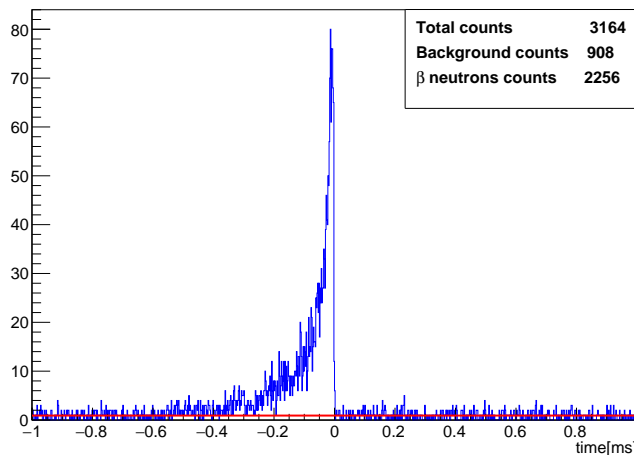
Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

Figura 4.53. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{138}I . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{138}I directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 5,19\%$$

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método II.

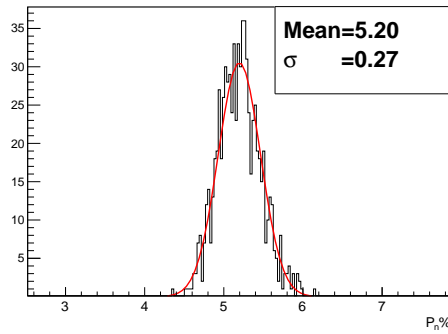


Figura 4.54. Distribución del valor de P_n del ^{138}I como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.27%	0.15%	0.31%

Tabla 4.35. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{138}I con el Método II.

Resultados obtenidos para el ^{138}I

	P_n (%)	σ_{P_n} (%)
<i>Método I</i>	4.99	0.32
<i>Método II</i>	5.19	0.31

4.2.2.3. Análisis del ^{139}I

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

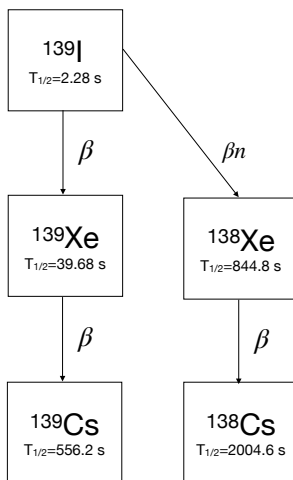


Figura 4.55. Esquema de desintegración del ^{138}I .

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{139}\text{I } T_{1/2}$	2.28 s	0.011 s	[LIA20]
$^{139}\text{Xe } T_{1/2}$	39.68 s	0.14 s	[TUL95]
$^{139}\text{Cs } T_{1/2}$	556.2 s	3.0 s	[TUL95]
$^{138}\text{Xe } T_{1/2}$	844.8 s	4.8 s	[TUL95]
$^{138}\text{Cs } T_{1/2}$	2004.6 s	10.8 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta$	1.255	0.044	4.29
$\bar{\epsilon}_n$	37.0 %	2.0 %	4.29
Fondo N_β	35.77	0.92	
Fondo N_n	41.69	11.3	

Tabla 4.36. Valores de vida media ^{139}I y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Obtención de P_n por el Método I:

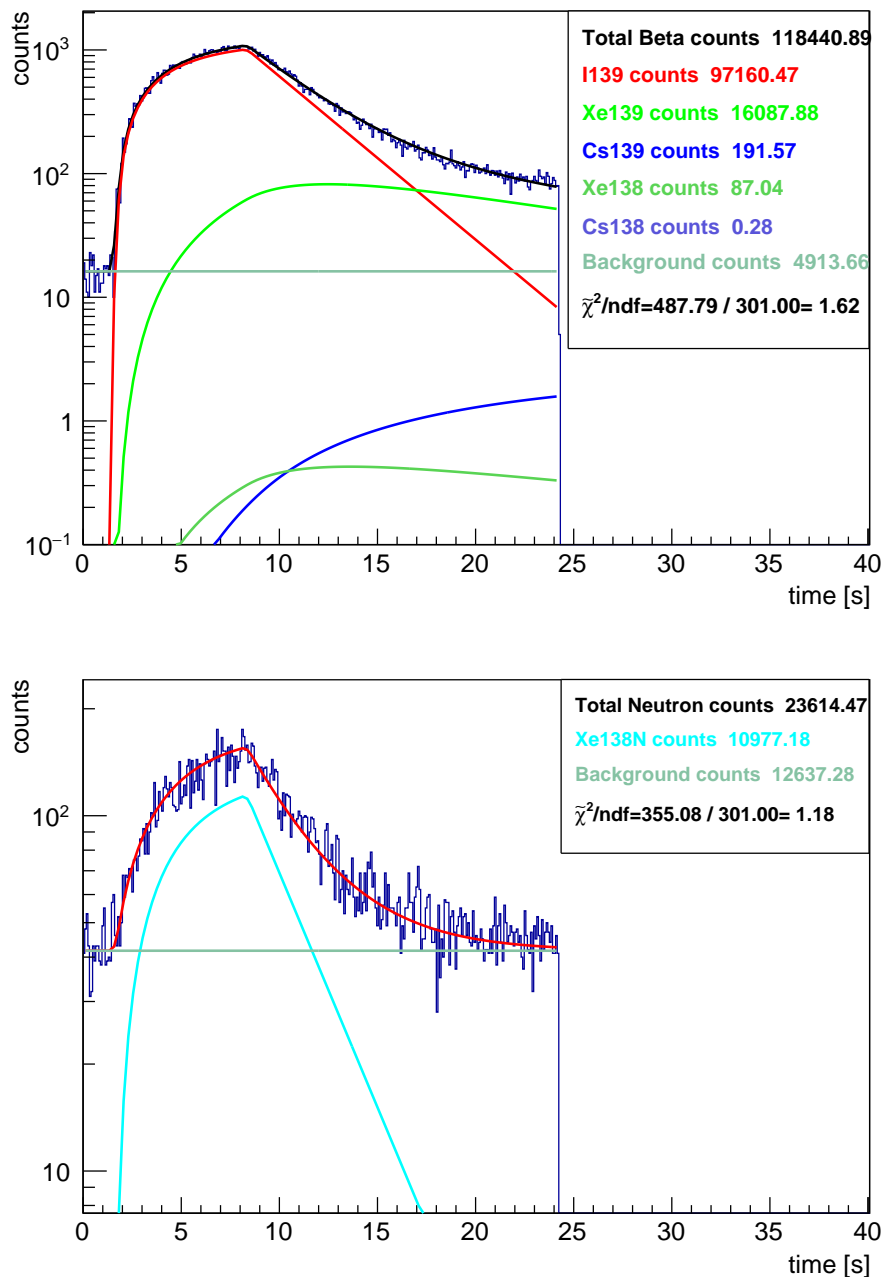


Figura 4.56. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{139}I . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.40$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{139}I directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 9,04\%$$

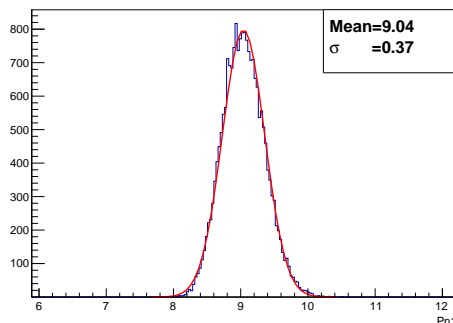
Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

Figura 4.57. Distribución del valor de P_n del ^{139}I como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.37%	0.16%	0.40%

Tabla 4.37. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{139}I mediante el método I.

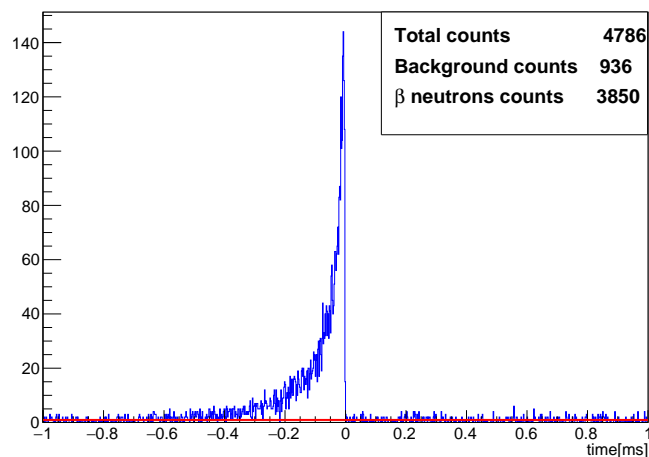
Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

Figura 4.58. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{139}I . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{139}I directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 10,47\%$$

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método II.

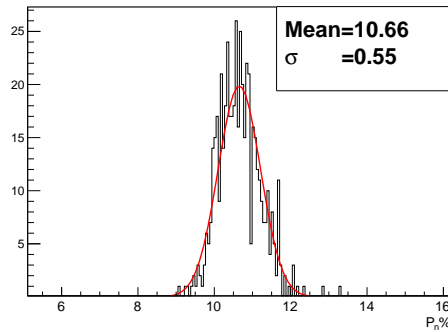


Figura 4.59. Distribución del valor de P_n del ^{139}I como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.55 %	0.24 %	0.60 %

Tabla 4.38. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{139}I con el Método II.

^{139}I : Resultados obtenidos para el ^{139}I

	P_n (%)	σ_{P_n} (%)
<i>Método I</i>	9.04	0.40
<i>Método II</i>	10.47	0.60

4.2.2.4. Análisis del ^{140}I

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

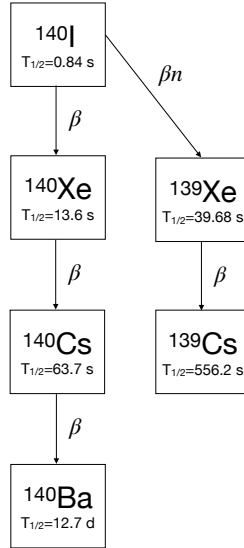


Figura 4.60. Esquema de desintegración del ^{140}I .

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{140}\text{I } T_{1/2}$	0.590 s	0.016 s	[LIA20]
$^{140}\text{Xe } T_{1/2}$	13.6 s	0.1 s	[TUL95]
$^{140}\text{Cs } T_{1/2}$	63.7 s	0.3 s	[TUL95]
$^{139}\text{Xe } T_{1/2}$	39.68 s	0.14 s	[TUL95]
$^{139}\text{Cs } T_{1/2}$	556.2 s	3 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta$	1.255	0.044	4.29
$\bar{\epsilon}_n$	37.0 %	2.0 %	4.29
Fondo N_β	35.4	1.14	
Fondo N_n	96.28	2.14	

Tabla 4.39. Valores de vida media ^{140}I y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Obtención de P_n por el Método I:

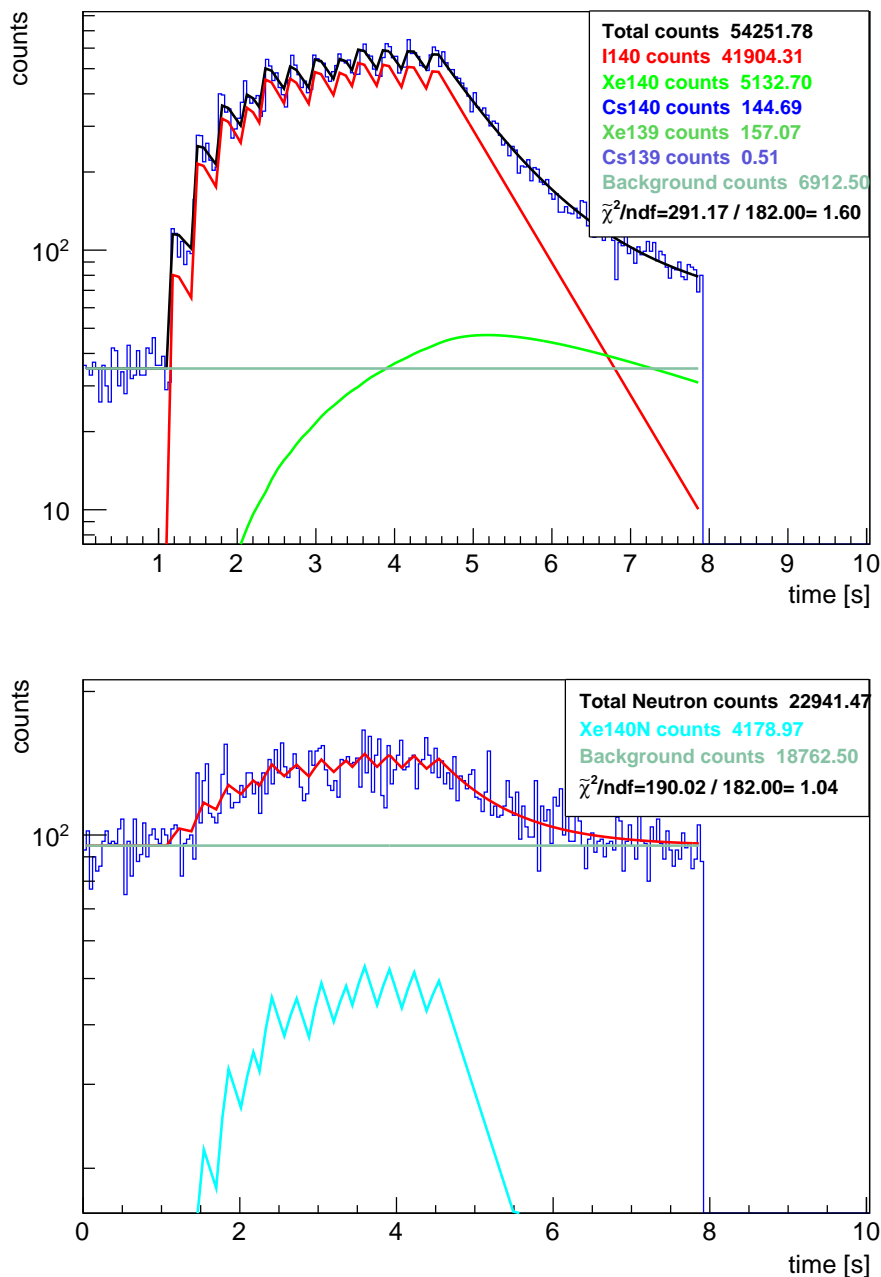


Figura 4.61. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{140}I . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.31$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{140}I directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 7,67\%$$

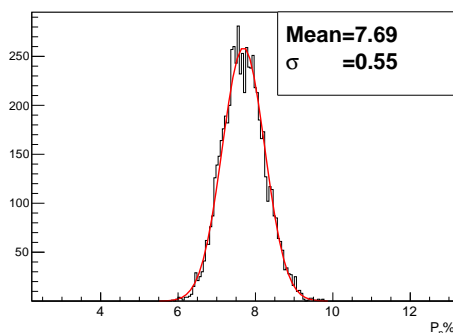
Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

Figura 4.62. Distribución del valor de P_n del ^{140}I como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna a relación de eficiencias es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.55 %	0.24 %	0.65 %

Tabla 4.40. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{140}I mediante el método I.

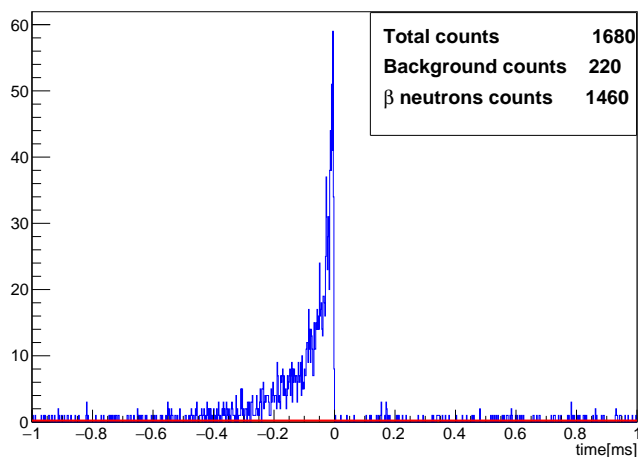
Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

Figura 4.63. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{140}I . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{140}I directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 9,42 \%$$

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método II.

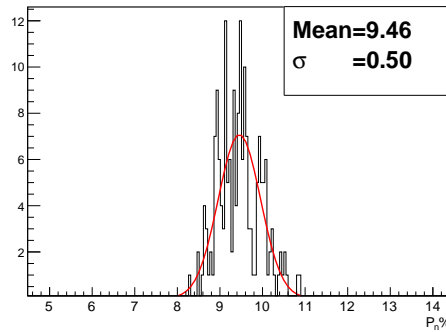


Figura 4.64. Distribución del valor de P_n del ^{140}I como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.50 %	0.20 %	0.56 %

Tabla 4.41. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{140}I mediante el método II.

Resultados obtenidos para el ^{140}I

	P_n (%)	σ_{P_n} (%)
<i>Método I</i>	7.67	0.65
<i>Método II</i>	9.42	0.56

4.2.2.5. Análisis del ^{137}Te

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

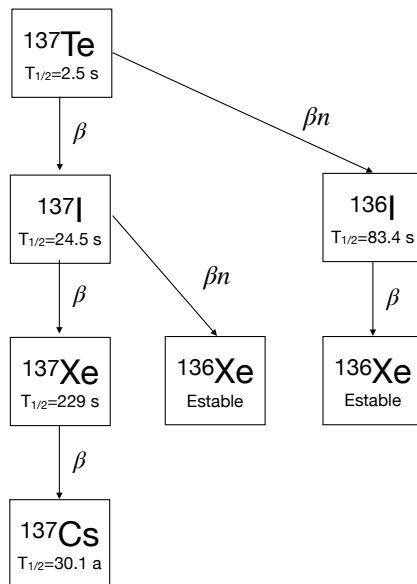


Figura 4.65. Esquema de desintegración del ^{137}Te .

Elemento	Valor	σ	Fuente
^{137}Te $T_{1/2}$	2.50 s	0.05 s	[LIA20]
^{137}I $T_{1/2}$	24.59 s	0.1 s	[LIA20]
^{137}I P_n	7.63 %	0.14 %	[LIA20]
^{137}Xe $T_{1/2}$	229.08 s	0.78 s	[TUL95]
^{136}I $T_{1/2}$	83.4 s	0.4 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta$	1.255	0.044	4.29
$\bar{\epsilon}_n$	37.0 %	2.0 %	4.29
Fondo N_β	87.95	1.35	
Fondo N_n	221	4.2	

Tabla 4.42. Valores de vida media ^{137}Te y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

Obtención de P_n por el Método I:

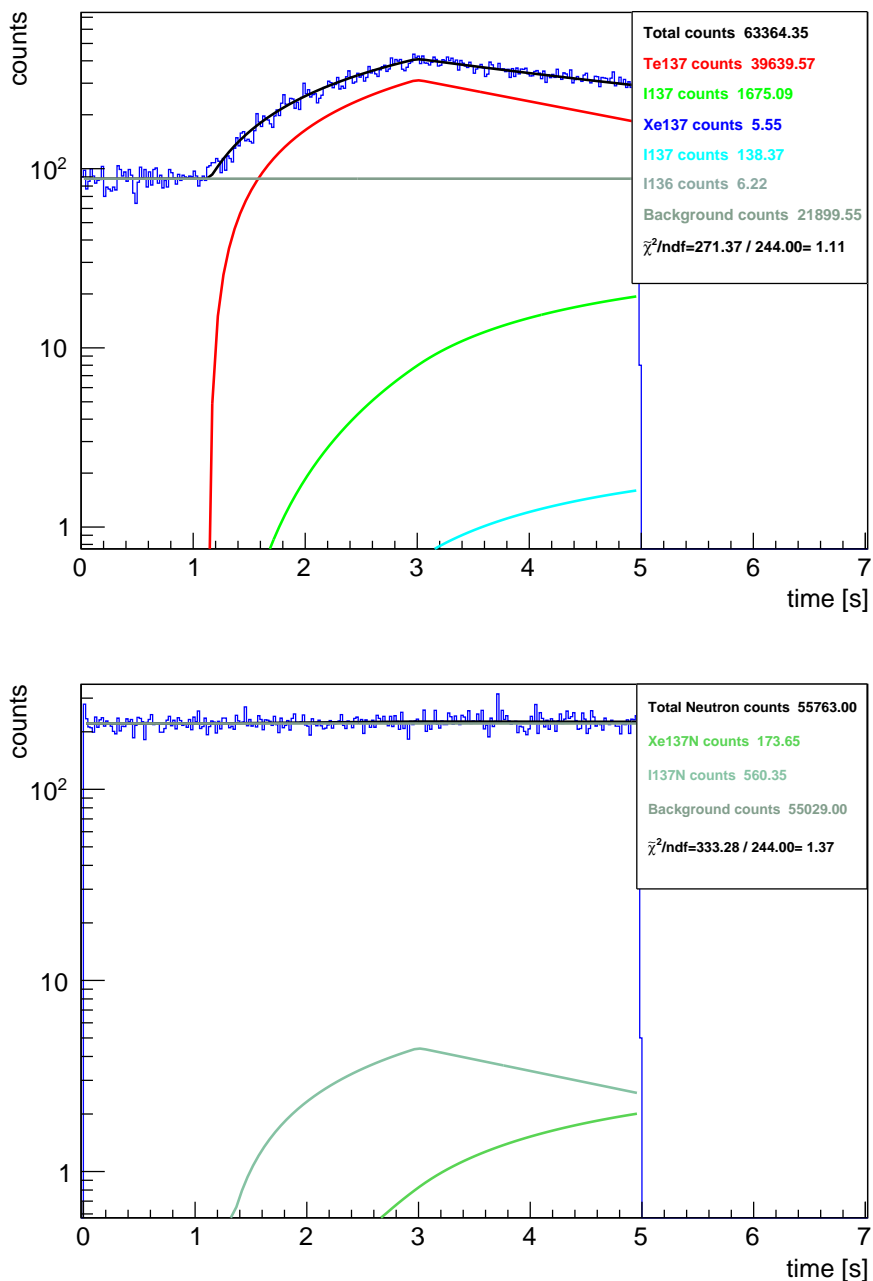


Figura 4.66. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{137}Te . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/ndf=1.24$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{137}Te directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 1,1\%$$

Sin embargo este valor no es significativo, ya que como se observa en la figura 4.66 el espectro de evolución de neutrones está completamente dominado por el fondo. Como podemos ver en la figura 4.67 si aplicamos una condición de coincidencia con un β filtramos el fondo y se puede ver la evolución temporal de las detecciones de neutrones.

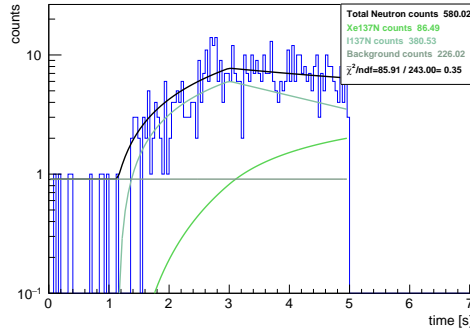


Figura 4.67. En la figura se expone el espectro de evolución temporal de los neutrones del ^{137}Te una vez filtrados por la coincidencia con un β

Sin embargo, este espectro de devolución temporal filtrado ya no puede ser empleado en el Método I, ya que, al filtrar, hemos pasado de N_n a $N_{\beta n}$ y es de aplicación el Método II.

Conviene mencionar en este punto que el espectro temporal mostrado en la figura 4.67 no cumple la condición de un periodo de decrecimiento de 7 vidas medias. La razón es que la intención era medir la desintegración del ^{137}Sb y así se seleccionó la frecuencia en la trampa de Penning con IGISOL centrado en la masa 137. En el análisis posterior descubrimos que la producción de antimonio era tan baja que en realidad estábamos seleccionando la cola del telurio.

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

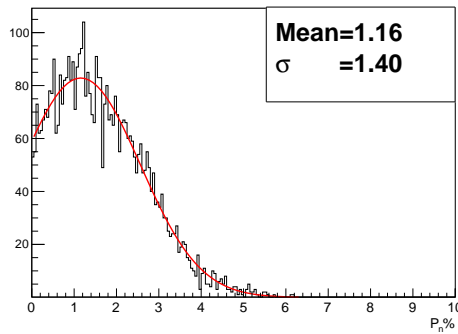


Figura 4.68. Distribución del valor de P_n del ^{137}Te como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método I* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.40 %	0.56 %	1.51 %

Tabla 4.43. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{137}Te mediante el método I.

Como era de esperar por lo expuesto en el punto anterior, el error que obtenemos para ese método es superior al 100% del valor, de forma que más bien deberíamos de hablar de un límite superior para el valor de P_n obtenido por este método.

Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

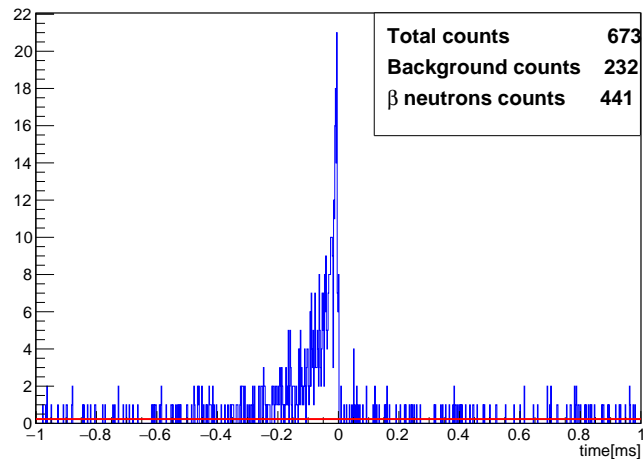


Figura 4.69. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{137}Te . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{137}Te directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 2,65 \%$$

^{137}Te : Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método II.

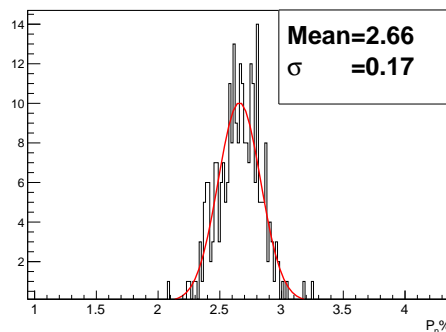


Figura 4.70. Distribución del valor de P_n del ^{137}Te como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.17%	0.21%	0.27%

Tabla 4.44. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{137}Te mediante el método II.

Resultados obtenidos para el ^{137}Te

	$P_n(\%)$	$\sigma_{P_n}(\%)$
<i>Método I</i>	1.1	1.50
<i>Método II</i>	2.65	0.27

4.2.2.6. Análisis del ^{138}Te

Datos relevantes del núcleo y sus descendientes:

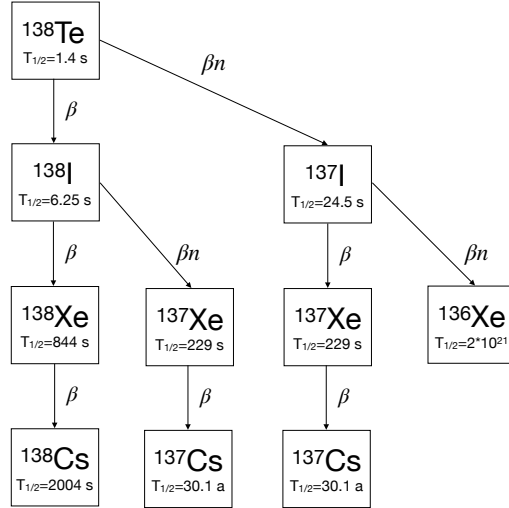


Figura 4.71. Esquema de desintegración del ^{138}Te .

Elemento	Valor	σ	Fuente
$^{138}\text{Te } T_{1/2}$	1.46 s	0.32 s	[LIA20]
$^{138}\text{I } T_{1/2}$	6.25 s	0.031 s	[LIA20]
$^{138}\text{I } P_n$	4.99 %	0.32 %	4.2.2.2
$^{138}\text{Xe } T_{1/2}$	844.8 s	4.2 s	[TUL95]
$^{138}\text{Cs } T_{1/2}$	1950 s	12 s	[TUL95]
$^{138}\text{Cs } T_{1/2}$	1950 s	12 s	[TUL95]
$^{137}\text{I } T_{1/2}$	24.59 s	0.1 s	[LIA20]
$^{137}\text{I } P_n$	7.63 %	0.14 %	[LIA20]
$^{137}\text{Xe } T_{1/2}$	229.08 s	0.78 s	[TUL95]
$\bar{\epsilon}_n/\bar{\epsilon}_\beta$	1.255	0.044	4.29
$\bar{\epsilon}_n$	37.0 %	2.0 %	4.29
Fondo N_β	171.7	6.5	
Fondo N_n	328.2	6.0	

Tabla 4.45. Valores de vida media ^{138}Te y descendientes, y valores del fondo en los espectros de actividad β y neutrón. Todos ellos fijados en el análisis.

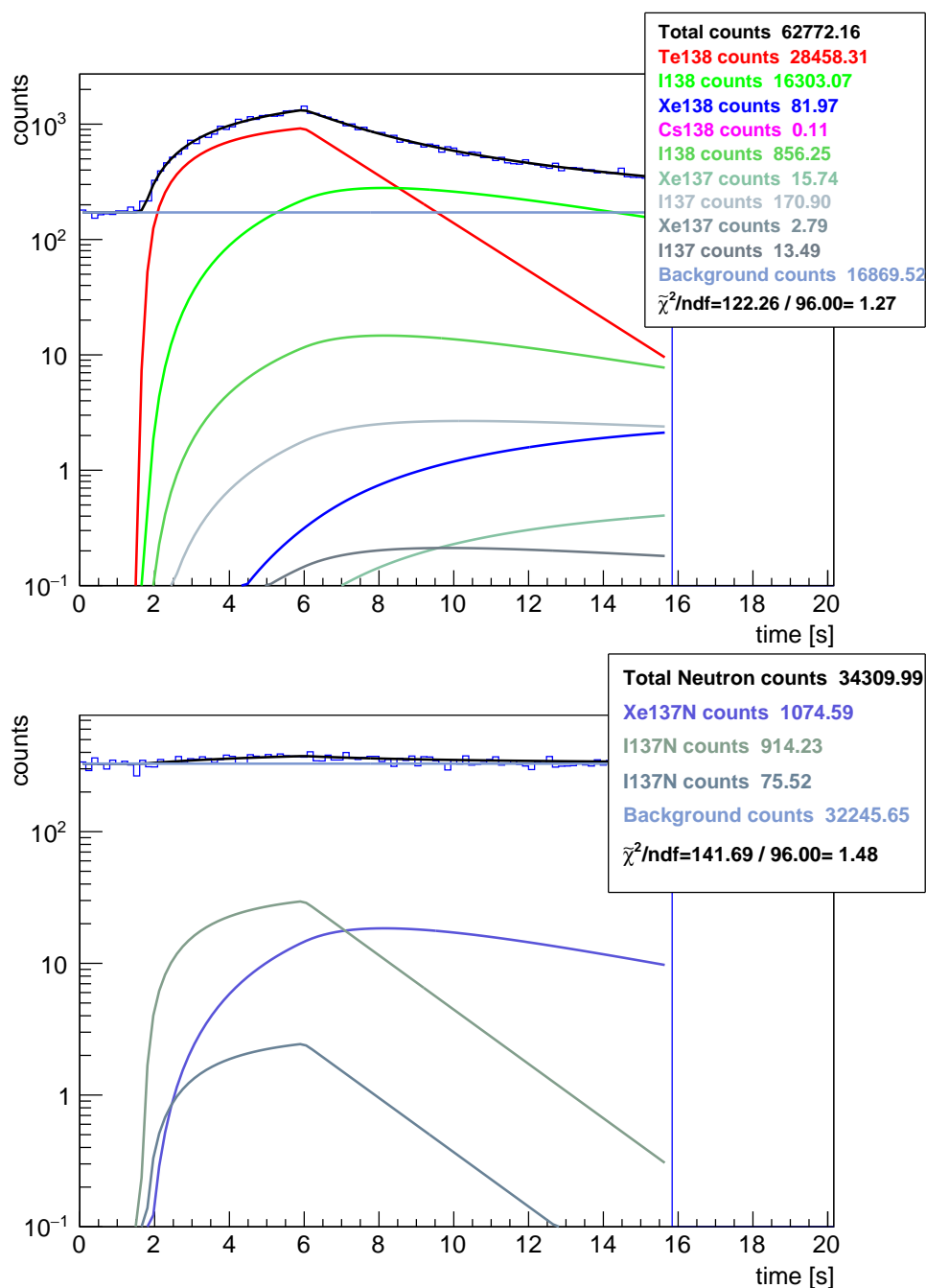
Obtención de P_n por el Método I:

Figura 4.72. Arriba: Evolución temporal de la actividad β medida y su ajuste, incluyendo las distintas contribuciones para el ^{138}Te . Abajo: Ídem para la actividad de neutrones. La bondad del ajuste global es $\chi^2/\text{ndf}=1.37$

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{138}Te directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 2,94\%$$

De forma parecida al caso anterior, dado el alto nivel de fondo de neutrón (ver figura 4.72), el resultado obtenido por este método será poco significativo.

Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método I

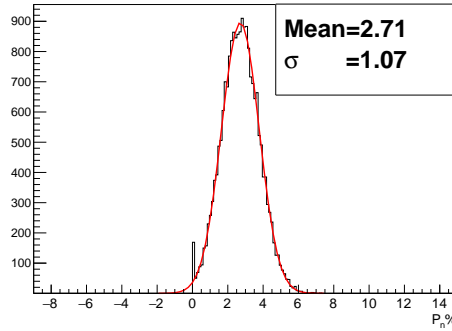


Figura 4.73. Distribución del valor de P_n del ^{138}Te como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método I, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método I* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
1.07 %	0.52 %	1.19 %

Tabla 4.46. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{138}Te mediante el método I.

Determinación del valor de P_n mediante el Método II:

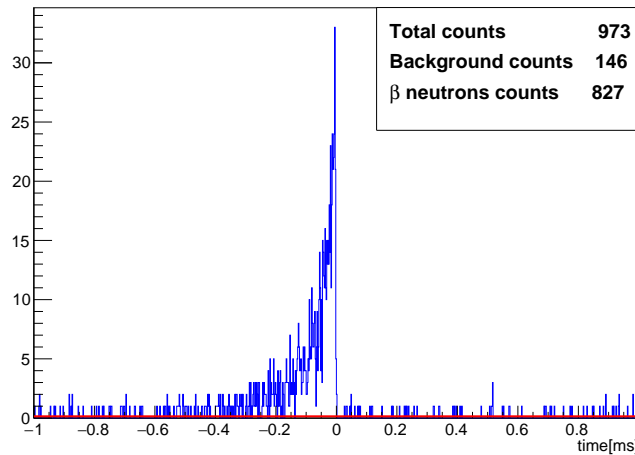


Figura 4.74. Detección de neutrones con respecto a la emisión de un β para el ^{138}Te . Se puede observar, claramente, la curva de moderación, así como el fondo aleatorio de neutrones no correlacionados.

La probabilidad de emisión de neutrones obtenida para el ^{138}Te directamente como el parámetro libre del ajuste simultáneo de ambos espectros temporales es:

$$P_n = 4,83 \%$$

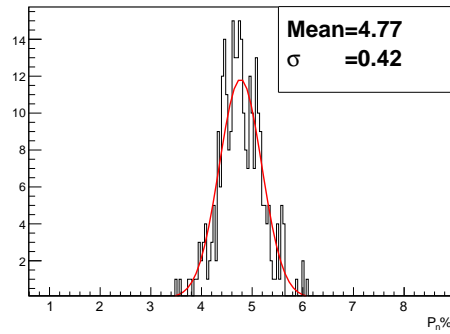
Cálculo de errores del ajuste del P_n por el Método II.

Figura 4.75. Distribución del valor de P_n del ^{138}Te como consecuencia de la propagación de los errores sistemáticos para el Método II, calculados mediante método Monte Carlo.

Por tanto el error que se asigna al P_n mediante el *Método II* es:

σ_{sist}	σ_{estad}	σ_{tot}
0.42%	0.39%	0.57%

Tabla 4.47. Errores asociados a la determinación de P_n del ^{138}Te mediante el método II.

Resultados obtenidos para el ^{138}Te

	$P_n(\%)$	$\sigma_{P_n}(\%)$
<i>Método I</i>	2.9	1.2
<i>Método II</i>	4.83	0.57

4.3. Sumario de resultados

Por último presentamos una tabla con los resultados obtenidos para todos los núcleos objeto de estudio en los dos experimentos y por los dos métodos de análisis.

De acuerdo con los criterios establecidos al final de la sección 3.1.1 en este trabajo se adopta como valor final el resultado del *Método I* en todos los casos excepto para los dos isótopos del Te que se adoptan los del *Método II*, tal y como se remarca en negrita.

	Q_{β} (MeV)	$Q_{\beta n}$ (MeV)	Método I	Método II
⁸⁵ Ge	10065.7	4658	20.3(29)	14.4(64)
⁸⁵ As	9224.5	4687.3	63.2(21)	62.4(28)
⁸⁶ As	11541	5380.2	35.2(14)	33.2(16)
⁹¹ Br	9866.7	5780.6	29.2(11)	26.9(12)
¹³⁵ Sb	8038.5	4772	22.4(12)	22.3(12)
¹³⁷ Te	7052.5	2170	1.1(15)	2.65(27)
¹³⁸ Te	6283.9	2589	2.9(12)	4.83(57)
¹³⁸ I	7992.3	2332	4.99(32)	5.19(31)
¹³⁹ I	7173.6	3430	9.04(40)	10.47(60)
¹⁴⁰ I	9380	3967	7.67(65)	9.42(56)

5.1. Introducción

En el presente capítulo pondré en contexto los resultados obtenidos y haré una exposición de las peculiaridades de algunos de ellos. Para ello los compararé con 1) otros resultados experimentales de medidas anteriores, 2) predicciones de modelos teóricos y 3) predicciones de fórmulas empíricas basadas en la sistemática.

En cuanto a valores experimentales, se incluyen en la comparación el valor recomendado en la reciente evaluación de Liang y colaboradores [LIA20] (Tabla II de la publicación), así como los valores experimentales individuales, considerados más fiables por los evaluadores, en los que esa evaluación se ha basado (marcados en negrita en la Tabla V de la publicación). Estos incluyen, eventualmente, los resultados preliminares de este trabajo presentados anteriormente en [AGR14, AGR16, AGR17]

Como cálculos teóricos se escogen aquellos que se han realizado con el afán de hacer predicciones globales, es decir, para todos los núcleos posibles, que se pueden utilizar en cálculos astrofísicos del proceso-r. A continuación se enumeran los cinco cálculos teóricos usados en la comparación:

- **FRDM-QRPA**: Möller et al. [MOL03]
- **FRDM-QRPA-HF**: Möller et al. [MOL19]
- **KTUY-GT2**: Koura et al. [KOU17]
- **RHB-RQRPA**: Marketin et al. [MAR16]
- **RHB-RQRPA-HF**: Minato et al. [MIN21]

Sin entrar en una discusión de los fundamentos teóricos y particularidades de cada cálculo, que quedan fuera del alcance de este trabajo, se pueden mencionar algunas generalidades.

Como mencioné en el Capítulo 1 el cálculo teórico de P_n (ecuación 1.4) está basado en un modelo de estructura nuclear que proporciona la distribución de fortaleza beta $S_\beta(E_x)$. En todos los casos excepto el tercero, las funciones de onda están calculadas dentro de la llamada Aproximación de Cuasipartícula con Fase Aleatoria (QRPA: Quasi-particle Random Phase Approximation). Las propiedades del estado fundamental (espines, paridades, deformación, ...), la escala de energía (Q_β , S_n , ...) y los estados de monopartícula para el QRPA se obtienen a partir de otro modelo. En dos de los casos se trata del Modelo (macroscópico) de la Gota Líquida con Rango Finito (FRDM: Finite Range Droplet Model) ampliado con un potencial tipo Yukawa para mono-partículas (microscópico) [MOL95, MOL16]. En los otros dos casos se trata de un modelo de campo-medio Hartree-Bogoliubov relativista (RHB: Relativistic Hartree-Bogoliubov) [MAR07], consistente con el modelo de QRPA relativista empleado (RQRPA). El tercer caso en la lista está basado en la llamada segunda generación de la Teoría Grosera de la Desintegración Beta (GT2: Gross Theory 2nd generation) y usa el modelo de masas de Koura-Tachibana-Uno-Yamada [KOU05]. En todos los casos el operador de desintegración β usado en el cálculo de $S_\beta(E_x)$, ecuación 1.1, incluye transiciones permitidas y prohibidas.

También hay que mencionar que para el cálculo de P_n (ecuación 1.4) en los tres primeros casos se ignora la competición entre emisión γ y neutrón (es decir se aproxima $\wp_n(E_x)$, ecuación 1.5, a uno) y se introducen cortes abruptos en energía para la emisión de x neutrones. En los dos casos restantes se

considera la competición entre los distintos canales de emisión, usando un modelo de emisión secuencial y calculando $\wp_n(E_x)$ según el modelo estadístico de Hauser-Feshbach (HF) [HAU52].

Finalmente hay que resaltar que los parámetros intrínsecos de todos estos modelos se obtienen ajustando diversos datos nucleares, medidos mayoritariamente en núcleos próximos al valle de estabilidad β .

En cuanto a las fórmulas empíricas para el cálculo de P_n consideramos tres:

- **KH-sist:** Kratz y Herman [KRA73]
- **McC-sist:** McCutchan et al. [MCC12]
- **EDM-sist:** Miernik [MIE14]

Todas ellas se basan en la ecuación 1.4 e introducen una simplificación para la forma de $S_\beta(E_x)$. Las dos primeras consideran que la distribución de fortaleza beta es constante en energía, mientras que la tercera asume que es proporcional a la densidad de estados nucleares excitados (EDM: Effective Density Model). Esta última incluye también un modelo para la competición entre los distintos canales de emisión y permite calcular P_{xn} . En el caso de la segunda, a diferencia de la primera, se usa la relación que existe entre $T_{1/2}$ y P_n (comparar ecuaciones 1.3 y 1.4) para mejorar su poder predictivo. Los parámetros de estas fórmulas empíricas se ajustan a la sistemática de P_n conocidos.

5.2. Discusión de los resultados.

En una primera instancia estudiaremos los resultados núcleo a núcleo, analizando particularidades y comparándolos con las medidas anteriores, así como con los cálculos teóricos.

5.2.1. Discusión de los resultados del ^{85}As

5.2.1.1. Comparación con medidas experimentales ^{85}As

Los resultados se comparan en la tabla 5.1 y en la figura 5.1. El resultado de esta Tesis es prácticamente idéntico a nuestro valor preliminar [AGR14], excepto por la mayor incertidumbre¹. Este fue incluido en la evaluación [LIA20] influyendo decisivamente en el promedio pesado dado que el error era muy inferior al de medidas anteriores [KRA91, RUD93], medidas que en sí daban valores ligeramente inferiores (6–8%). Como se puede observar para este núcleo el *Método II* proporciona un valor muy cercano al *Método I*

[LIA20]	[KRA91]	[RUD93]	[AGR14]	M1	M2
62.5 (10)	58 (10)	59.3 (25)	63.1 (10)	63.2 (21)	62.4 (28)

Tabla 5.1. Tabla con los resultados del ^{85}As comparados con medidas anteriores.

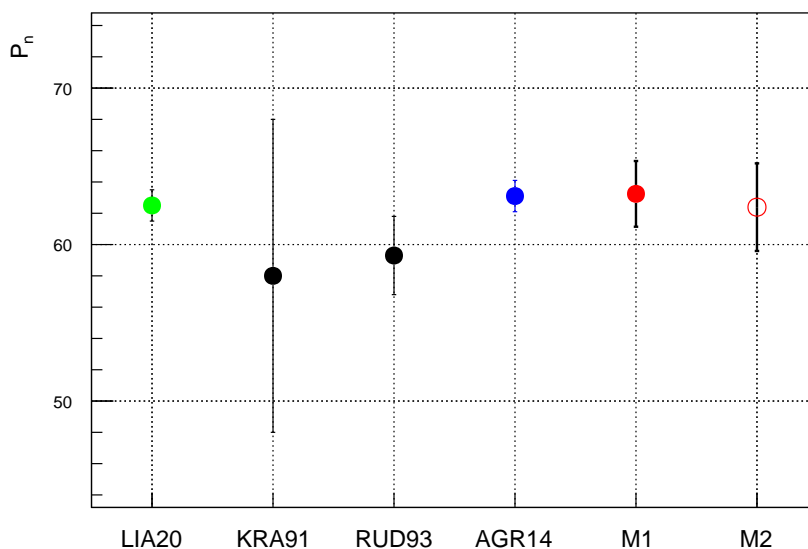


Figura 5.1. Comparación de los resultados del ^{85}As en este estudio con medidas anteriores.

¹Como comentario general, la incertidumbre que se obtiene en esta Tesis es superior a la de los resultados preliminares, al incluir aquí una estimación de los errores sistemáticos

5.2.1.2. Comparación con cálculos teóricos ^{85}As

Los resultados se comparan en la tabla 5.2 y en la figura 5.2. Como se observa, todos los modelos teóricos predicen valores muy pequeños, menores que 1/4 del valor experimental. En cuanto a los valores obtenidos de las fórmulas empíricas, en el caso de [MCC12] y [MIE14], estas se aproximan a $\sim 2/3$ del valor experimental.

		M1	M2		
		63.2 (21)	62.3 (27)		
		KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)	
		[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]	
		8.662	33.76	42.2	
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF	
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]	
11.59	15	14.93	2.7	11.348	

Tabla 5.2. Tabla con los resultados del ^{85}As comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

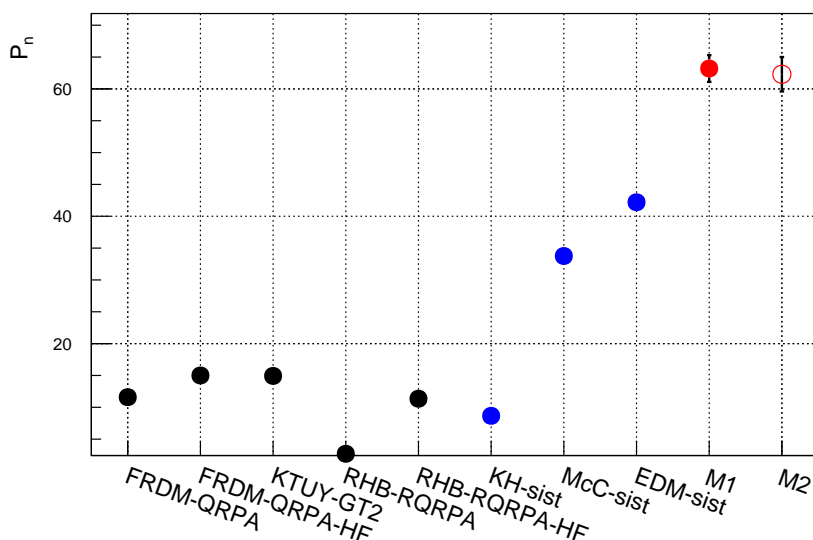


Figura 5.2. Comparación de los resultados del ^{85}As con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.2.2. Discusión de los resultados del ^{86}As

5.2.2.1. Comparación con medidas experimentales ^{86}As

Los resultados se comparan en la tabla 5.3 y en la figura 5.3. En este caso los evaluadores de [LIA20] no usan en el cálculo del promedio nuestro valor preliminar [AGR14]. A cambio usan el obtenido por A. Garcia en su Tesis [GAR20]. Este valor es el resultado de un análisis totalmente independiente del mismo experimento, que los evaluadores consideran como una actualización del resultado de [AGR14]. En esta tesis obtengo un valor ligeramente superior (1.7%) y reporto una incertidumbre 50% mayor que el de [GAR20]. De nuevo el valor de nuestro experimento tiene el máximo peso en la media pesada que incluye solo otro valor [RUD93]. El valor obtenido por el *Método II* es un 6% inferior al obtenido por el *Método I*.

[LIA20]	[RUD93]	[GAR20]	M1	M2
34.5 (9)	33.0 (36)	34.6 (9)	35.2 (14)	33.2 (16)

Tabla 5.3. Tabla con los resultados del ^{86}As con las principales medidas experimentales.

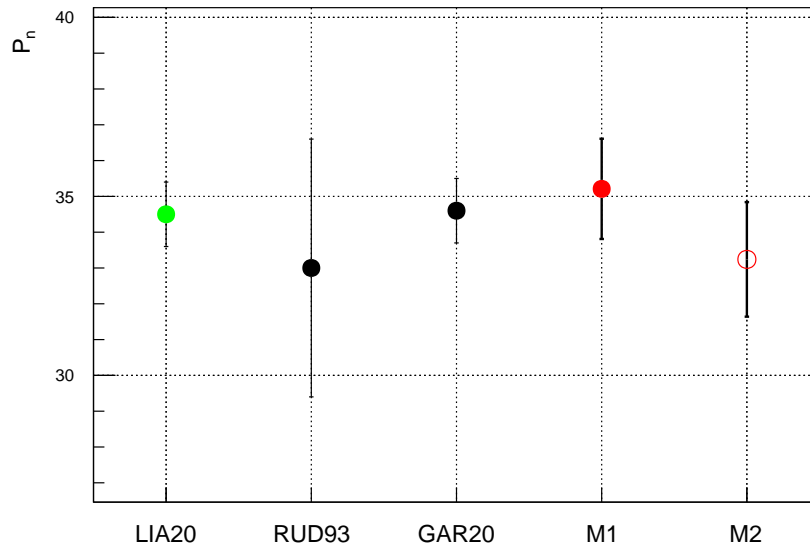


Figura 5.3. Comparación de los resultados del ^{86}As en este estudio con medidas anteriores.

5.2.2.2. Comparación con cálculos teóricos ^{86}As

Los resultados se comparan en la tabla 5.4 y en la figura 5.4. Existe una gran dispersión en los resultados de los modelos teóricos que varían entre $\sim 1/30$ y $\sim 2/3$ del valor experimental. Al igual que en el caso anterior el valor obtenido por [MAR16] es muy pequeño. En cuanto a los resultados de las fórmulas empíricas, los valores de [MCC12] y [MIE14] son muy próximos a los experimentales.

		M1	M2		
		35.2 (14)	33.2 (16)		
	KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)		
	[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]		
	8.662	30.89	31.7		
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF	
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]	
20.28	11	16.58	1.3	8.511	

Tabla 5.4. Tabla con los resultados del ^{86}As comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

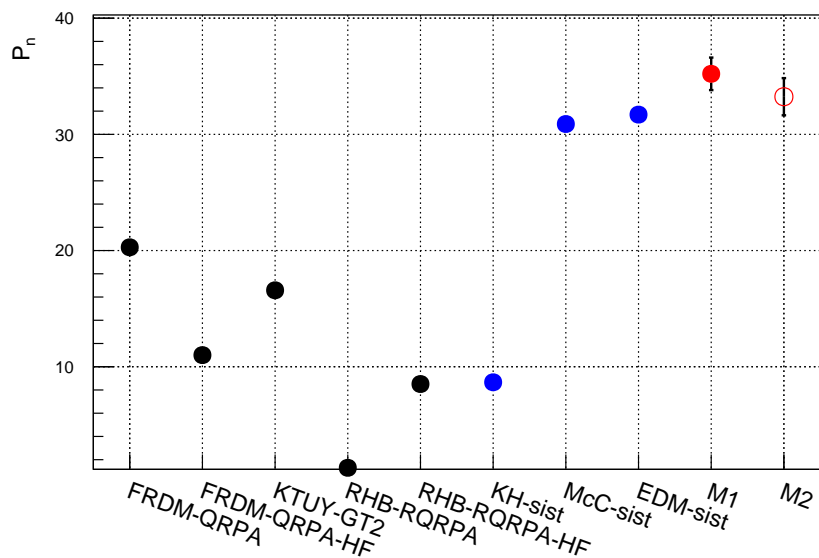


Figura 5.4. Comparación de los resultados del ^{86}As con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.2.3. Discusión de los resultados del ^{91}Br

5.2.3.1. Comparación con medidas experimentales ^{91}Br

Los resultados se comparan en la tabla 5.5 y en la figura 5.5. También en este caso la evaluación toma el valor de [GAR20], en vez de [AGR14] que vuelve a ser determinante en la determinación del promedio por su precisión. El valor obtenido en esta Tesis es prácticamente idéntico. Hay una gran dispersión en los valores experimentales considerados por los evaluadores que van desde 22 % [RUD93] hasta 36 % [LHE01]. Con el *Método II* se obtiene un valor 8 % inferior al *Método I*.

[LIA20]	[RUD93]	[KRA88]	[EWA84]	[LHE01]	[GAR20]	M1	M2
30.4(14)	22(10)	25.5(35)	30.1(21)	36(2)	29.3(10)	29.2(11)	26.9(12)

Tabla 5.5. Tabla con los resultados del ^{91}Br con las principales medidas experimentales.

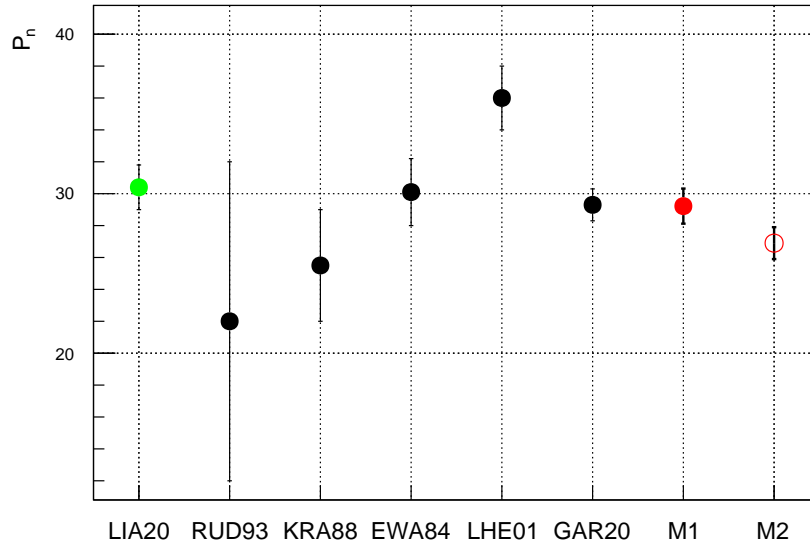


Figura 5.5. Comparación de los resultados del ^{91}Br en este estudio con medidas anteriores.

5.2.3.2. Comparación con cálculos teóricos ^{91}Br

Los resultados se comparan en la tabla 5.6 y en la figura 5.6. De nuevo existe una gran dispersión en los resultados de los modelos teóricos que van desde $\sim 1/100$ [MAR16] hasta ~ 2 veces [MOL03] el experimental, siendo el de [KOU17] el más próximo. Las fórmulas empíricas de [MCC12] y [MIE14] obtienen valores que se aproximan al medido.

		M1	M2		
		29.2 (11)	26.9 (12)		
		KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)	
		[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]	
		7.724	25.19	20.3	
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF	
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]	
54.01	9	24.21	0.3	3.472	

Tabla 5.6. Tabla con los resultados del ^{91}Br comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

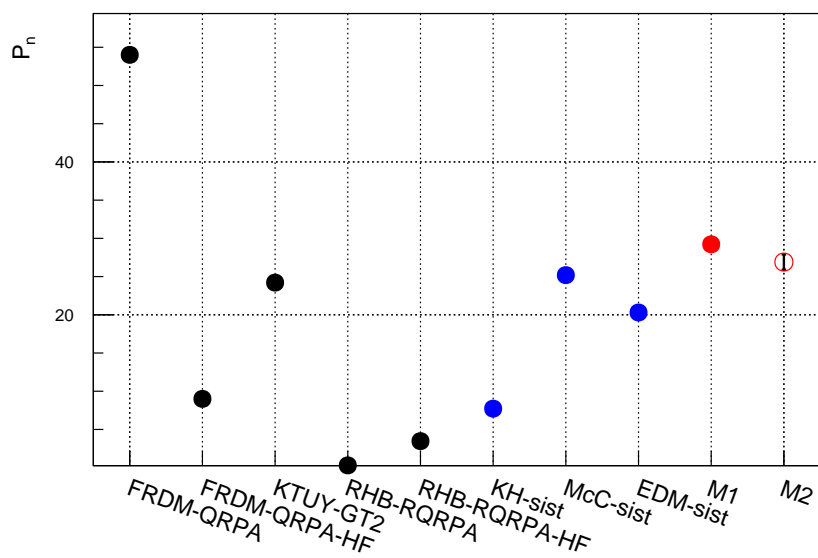


Figura 5.6. Comparación de los resultados del ^{91}Br con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.2.4. Discusión de los resultados del ^{85}Ge

5.2.4.1. Comparación con medidas experimentales ^{85}Ge

Los resultados se comparan en la tabla 5.7 y en la figura 5.7. Nuestro valor preliminar [AGR14] está incluido en la evaluación [LIA20]. El valor que obtengo en el presente trabajo es 18% mayor que el preliminar, a su vez mayor que los valores de otra medidas. Se observa que las barras de error son relativamente grandes en general. En nuestro caso (14% de error relativo) esto se debe a la baja estadística y a una pérdida de sensibilidad en los ajustes debido a la gran contribución del descendiente ^{85}As ($P_n = 63,2\%$, sección 5.2.1.1) al espectro de neutrones (ver figura 4.37). El valor obtenido por el *Método II* es 30% inferior al del *Método I*, pero las barras de error solapan.

[LIA20]	[KRA91]	[MIE18]	[AGR14]	M1	M2
16.2 (18)	14 (3)	15 (5)	17.2 (18)	20.3 (29)	14.4 (64)

Tabla 5.7. Tabla con los resultados del ^{85}Ge con las principales medidas experimentales.

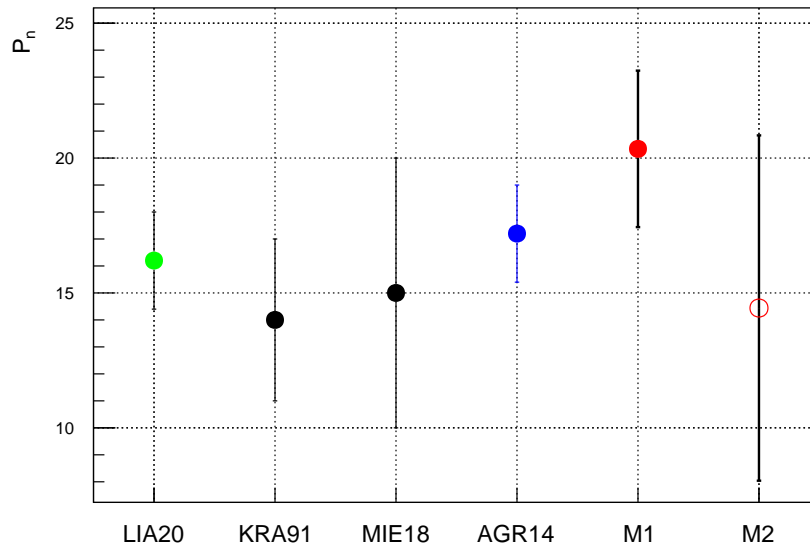


Figura 5.7. Comparación de los resultados del ^{85}Ge en este estudio con medidas anteriores.

5.2.4.2. Comparación con cálculos teóricos ^{85}Ge

Los resultados se comparan en la tabla 5.8 y en la figura 5.8. Los modelos teóricos predicen valores que van desde $\sim 1/20$ [MAR16, MOL19] hasta $\sim 1/2$ [MOL03] del valor experimental. Las fórmulas empíricas de [KRA73] y [MCC12] dan valores por debajo de la mitad del experimental mientras que [MIE14] obtiene un valor mayor que el doble.

		M1	M2			
		20.3 (29)	14.4 (64)			
	KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)			
	[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]			
	2.431	8.09	44.1			
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF		
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]		
10.71	1	6.79	1.3	3.882		

Tabla 5.8. Tabla con los resultados del ^{85}Ge comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

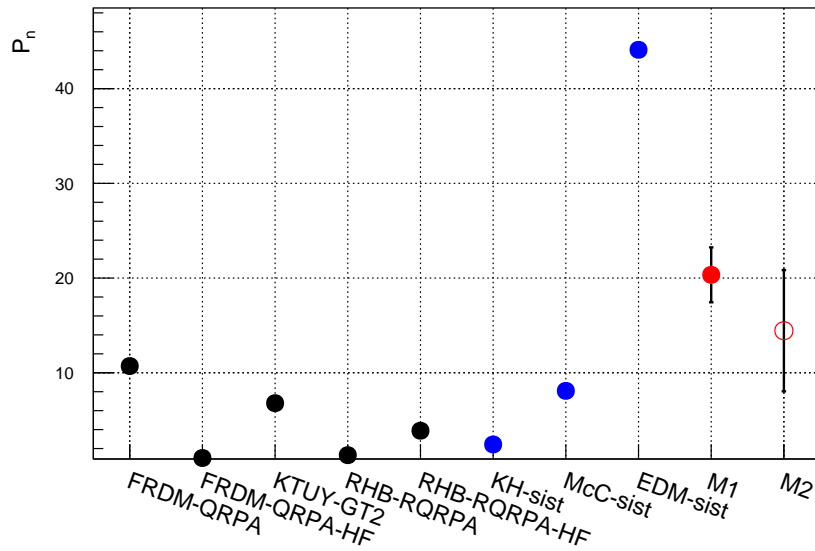


Figura 5.8. Comparación de los resultados del ^{85}Ge con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.2.5. Discusión de los resultados del ^{135}Sb

5.2.5.1. Comparación con medidas experimentales ^{135}Sb

Los resultados se comparan en la tabla 5.9 y en la figura 5.9. Nuestro valor preliminar [AGR17] está incluido en la evaluación [LIA20]. El valor que obtengo en el presente trabajo es $\sim 8\%$ menor que el preliminar. Los valores de las otras dos medidas consideradas, [RUD93] y [WAN20], presentan una gran discrepancia, y nuestro valor coincide con el primero dentro del error. Para este núcleo los valores que obtengo por los dos métodos de análisis son muy similares.

[LIA20]	[RUD93]	[WAN20]	[AGR17]	M1	M2
20.0 (29)	21.0 (11)	14.6 (13)	24.5 (10)	22.4 (12)	22.3 (12)

Tabla 5.9. Tabla con los resultados del ^{135}Sb con las principales medidas experimentales.

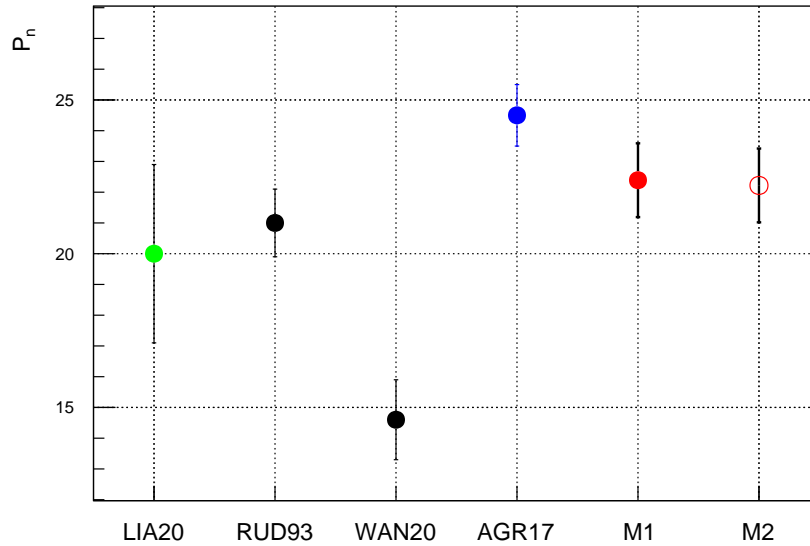


Figura 5.9. Comparación de los resultados del ^{135}Sb en este estudio con medidas anteriores.

5.2.5.2. Comparación con cálculos teóricos ^{135}Sb

Los resultados se comparan en la tabla 5.10 y en la figura 5.10. Casi todos los modelos teóricos y fórmulas empíricas predicen valores próximos entre sí, y que son en promedio $\sim 40\%$ mayores que el valor experimental. Las excepciones son el modelo teórico de [MAR16] y la fórmula empírica de [KRA73] que dan valores muy pequeños ($\sim 1/3$ y $\sim 1/5$ respectivamente).

		M1	M2		
		22.4 (12)	22.3 (12)		
		KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)	
		[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]	
		8.239	30.54	35.1	
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF	
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]	
31.7	34	28	4.4	32.044	

Tabla 5.10. Tabla con los resultados del ^{135}Sb comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

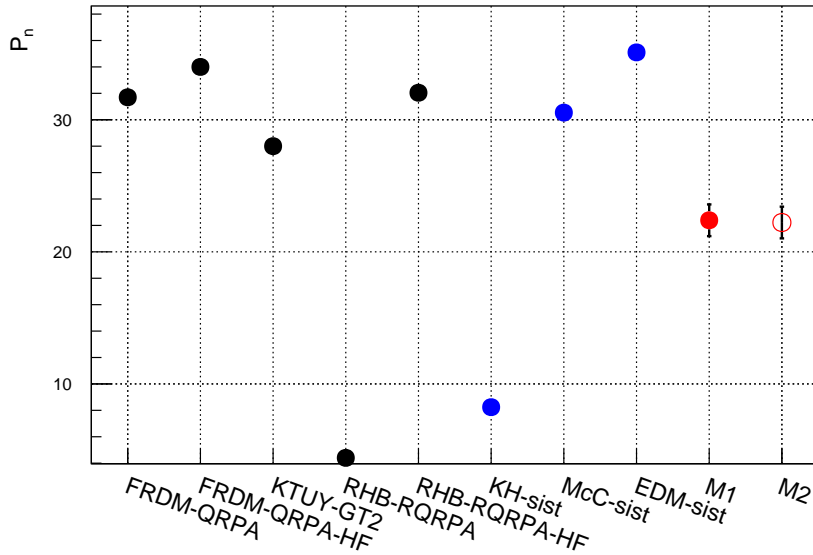


Figura 5.10. Comparación de los resultados del ^{135}Sb con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.2.6. Discusión de los resultados del ^{138}I

5.2.6.1. Comparación con medidas experimentales ^{138}I

Los resultados se comparan en la tabla 5.11 y en la figura 5.11. Nuestro valor preliminar [AGR17] está incluido en la evaluación [LIA20] y es prácticamente idéntico al que obtengo en el presente trabajo. Los valores de las otras tres medidas consideradas en la evaluación, son entre un $\sim 10\%$ y un $\sim 24\%$ superiores. Para este núcleo el *Método II* produce un resultado 4% mayor que el *Método I*.

[LIA20]	[RUD93]	[HOF81]	[AGR17]	[CZE20]	M1	M2
5.30 (21)	5.56 (22)	5.5 (5)	4.98 (18)	6.18 (50)	4.99 (32)	5.19 (31)

Tabla 5.11. Tabla con los resultados del ^{138}I con las principales medidas experimentales.

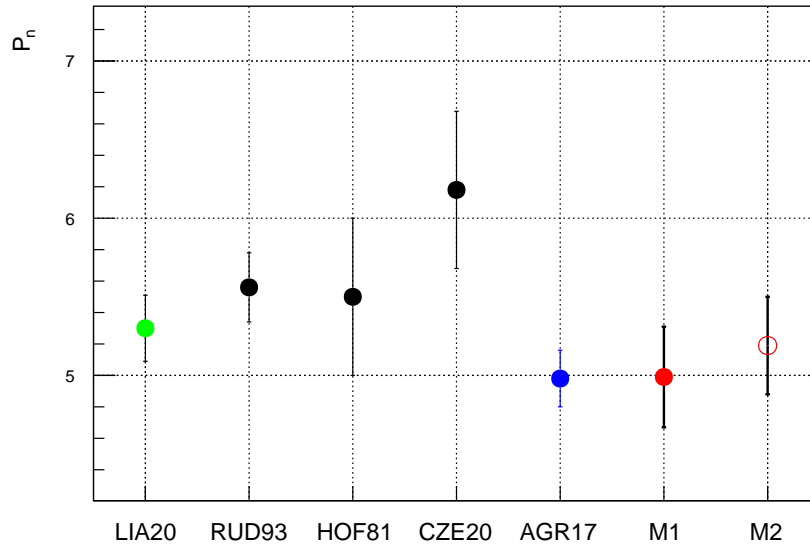


Figura 5.11. Comparación de los resultados del ^{138}I en este estudio con medidas anteriores.

5.2.6.2. Comparación con cálculos teóricos ^{138}I

Los resultados se comparan en la tabla 5.12 y en la figura 5.12. Todos los modelos teóricos y fórmulas empíricas predicen valores que están entre $\sim 1/20$ [KRA73] y el valor [MOL19] experimental excepto la fórmula de [MIE14] que da un valor $\sim 3,5$ más grande.

		M1	M2		
		4.99 (32)	5.19 (31)		
		KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)	
		[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]	
		0.254	3.58	17.2	
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF	
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]	
2.4	5	3.6	0.6	2.844	

Tabla 5.12. Tabla con los resultados del ^{138}I comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

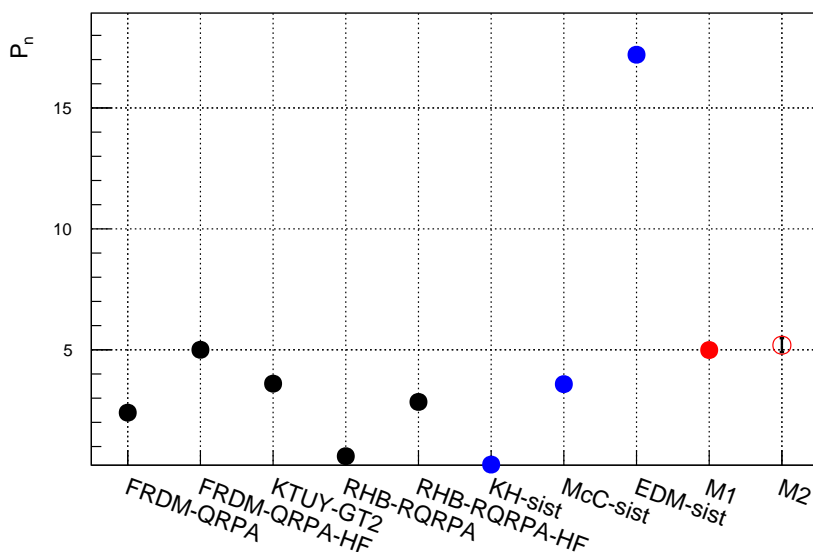


Figura 5.12. Comparación de los resultados del ^{138}I con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.2.7. Discusión de los resultados del ^{139}I

5.2.7.1. Comparación con medidas experimentales ^{139}I

Los resultados se comparan en la tabla 5.13 y en la figura 5.13. Nuestro valor preliminar [AGR17] está incluido en la evaluación [LIA20]. El valor que obtengo en el presente trabajo es 2.5% inferior al preliminar. Los valores de las otras tres medidas consideradas en la evaluación, son consistentes entre sí y son $\sim 13\%$ superiores. Considerando los errores, el presente resultado discrepa del obtenido en [RUD93]. Para este núcleo el *Método II* produce un resultado 19% mayor que el *Método I*.

[LIA20]	[RUD93]	[HOF81]	[ASG75]	[AGR17]	M1	M2
9.73 (33)	10.3 (4)	10.0 (11)	10.2 (9)	9.27 (33)	9.04 (40)	10.73 (60)

Tabla 5.13. Tabla con los resultados del ^{139}I con las principales medidas experimentales.

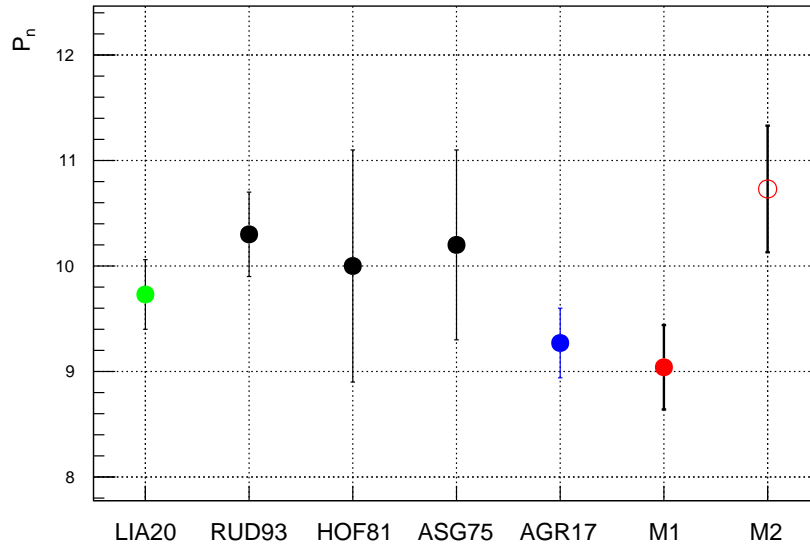


Figura 5.13. Comparación de los resultados del ^{139}I en este estudio con medidas anteriores.

5.2.7.2. Comparación con cálculos teóricos ^{139}I

Los resultados se comparan en la tabla 5.14 y en la figura 5.14. Existe una gran dispersión entre los valores predichos por los modelos teóricos y las fórmulas empíricas que van desde $\sim 1/6$ [MAR16] hasta $\sim 2,4$ veces [MOL19] el valor experimental. Los valores más próximos al experimento corresponden a [KOU17] y [MCC12].

		M1	M2			
		9.04 (40)	10.73 (60)			
		KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)		
		[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]		
		2.854	8.44	20.9		
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF		
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]		
22.8	13	10.5	1.5	6.511		

Tabla 5.14. Tabla con los resultados del ^{139}I comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

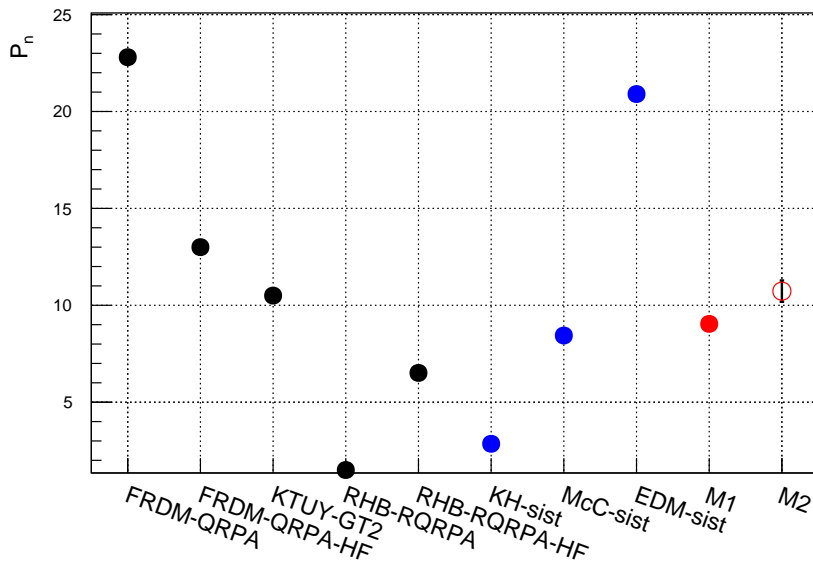


Figura 5.14. Comparación de los resultados del ^{139}I con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.2.8. Discusión de los resultados del ^{140}I

5.2.8.1. Comparación con medidas experimentales ^{140}I

Los resultados se comparan en la tabla 5.15 y en la figura 5.15. Nuestro valor preliminar [AGR17] está incluido en la evaluación [LIA20], que considera además otras dos medidas. El valor que obtengo en el presente trabajo coincide prácticamente con el preliminar. Considerando errores, el valor obtenido aquí discrepa (es 17% menor) que el valor de [ALE80]. Para este núcleo el *Método II* produce un resultado 23% mayor que el *Método I*.

[LIA20]	[WAN20]	[ALE80]	[AGR17]	M1	M2
7.88 (43)	7.6 (28)	9.2 (6)	7.60 (28)	7.67 (65)	9.42 (56)

Tabla 5.15. Tabla con los resultados del ^{140}I con las principales medidas experimentales.

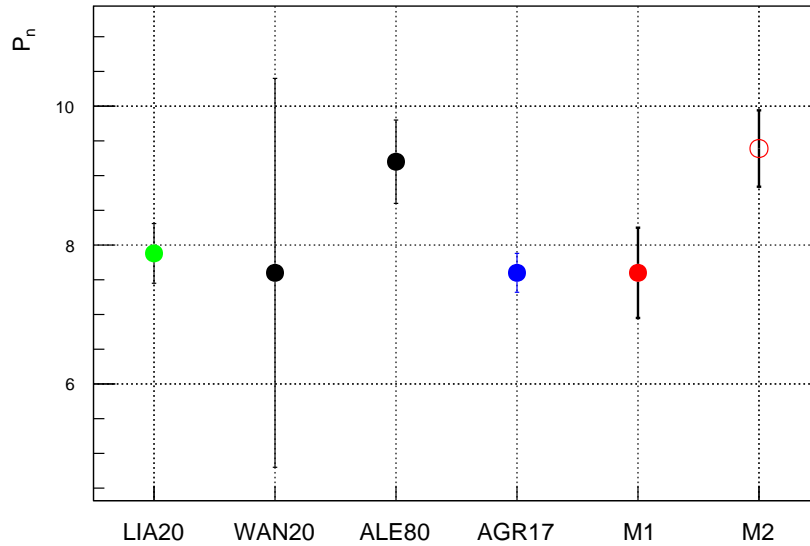


Figura 5.15. Comparación de los resultados del ^{140}I en este estudio con medidas anteriores.

5.2.8.2. Comparación con cálculos teóricos ^{140}I

Los resultados se comparan en la tabla 5.16 y en la figura 5.16. Existe una gran dispersión entre los valores predichos por los modelos teóricos y las fórmulas empíricas que van desde $\sim 1/6$ [MAR16] hasta ~ 4 veces [MOL03] el valor experimental. Los valores más próximos al experimento corresponden a [KOU17] y [MIN21].

		M1	M2			
		7.67 (65)	9.42 (56)			
		KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)		
		[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]		
		1.565	4.42	25.3		
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF		
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]		
32.5	13	10.2	1.3	5.475		

Tabla 5.16. Tabla con los resultados del ^{140}I comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

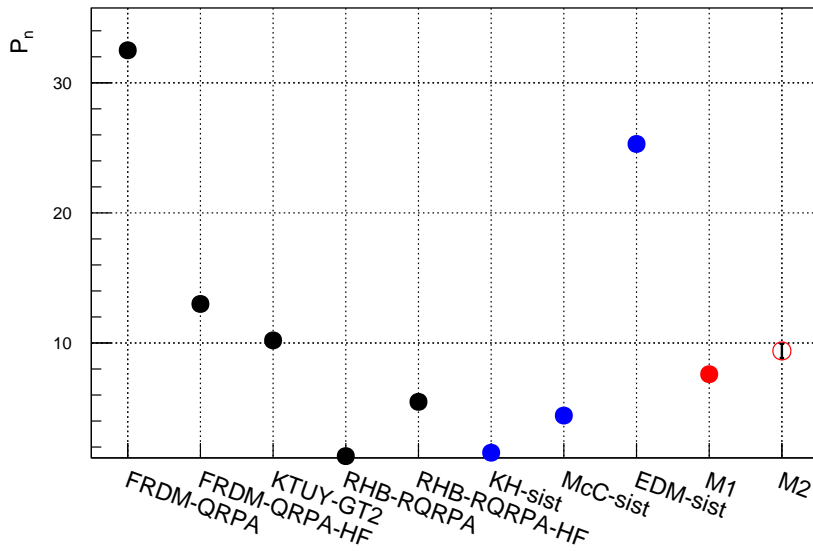


Figura 5.16. Comparación de los resultados del ^{140}I con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.2.9. Discusión de los resultados del ^{137}Te

5.2.9.1. Comparación con medidas experimentales ^{137}Te

Los resultados se comparan en la tabla 5.17 y en la figura 5.17. Siguiendo el criterio establecido al final de la sección 3.1.1, debido al escaso número de neutrones emitidos con respecto al fondo (ver figura 4.66) utilizo el *Método II* de análisis para dar el resultado. Nuestro valor preliminar [AGR17] para este núcleo está incluido en la evaluación [LIA20] y es muy similar al obtenido en esta Tesis. Los otros dos valores experimentales incluidos en la evaluación son compatibles con este. El resultado que obtengo por el *Método I* adolece de una gran barra de error (mayor que el 100% valor relativo).

[LIA20]	[RUD93]	[ASG75]	[AGR17]	M1	M2
2.91 (16)	3.04 (16)	2.5 (5)	2.60 (30)	1.1 (15)	2.65 (27)

Tabla 5.17. Tabla con los resultados del ^{137}Te con las principales medidas experimentales.

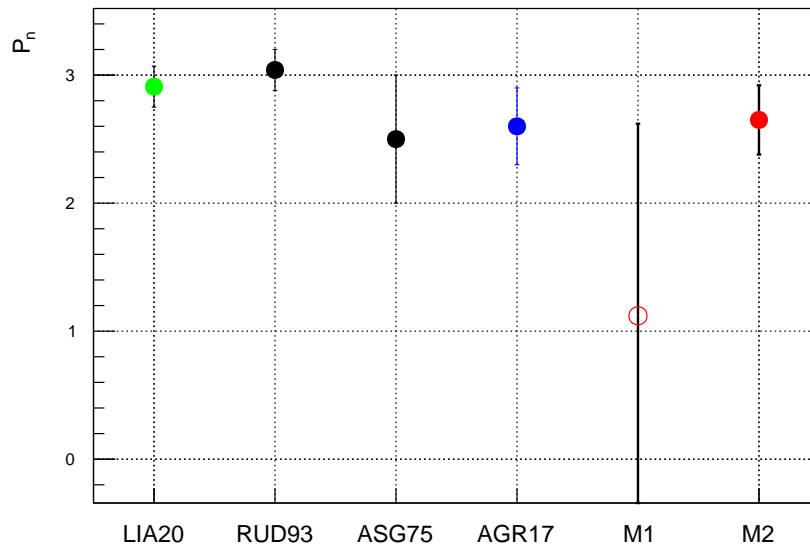


Figura 5.17. Comparación de los resultados del ^{137}Te en este estudio con medidas anteriores.

5.2.9.2. Comparación con cálculos teóricos ^{137}Te

Los resultados se comparan en la tabla 5.18 y en la figura 5.18. Existe una gran dispersión entre los valores predichos por los modelos teóricos y las fórmulas empíricas que van desde $\sim 1/8$ [KRA73] hasta ~ 4 veces [MIE14] el valor experimental. El valor más próximo al experimento corresponde a [MIN21].

		M1	M2			
		1.1 (15)	2.65 (27)			
	KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)			
	[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]			
	0.329	1.01	10.8			
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF		
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]		
5.1	7	0.41	0.4	2.299		

Tabla 5.18. Tabla con los resultados del ^{137}Te comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

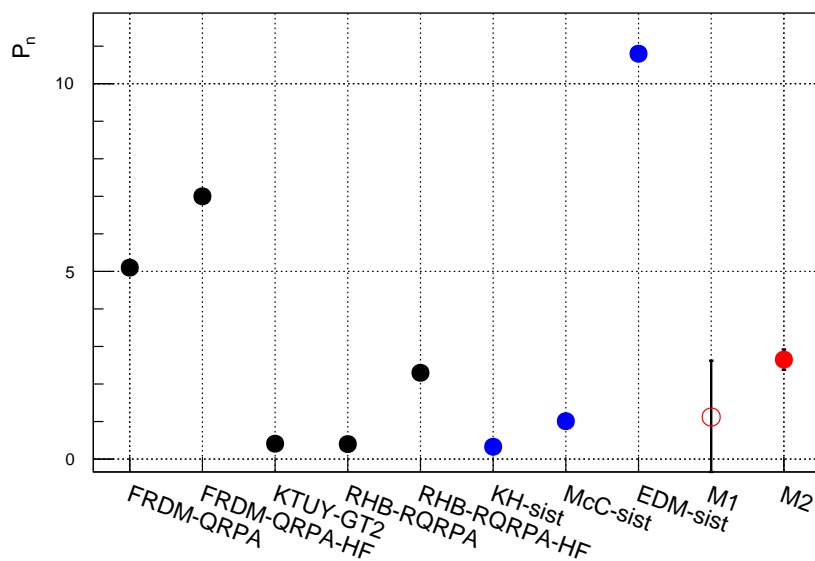


Figura 5.18. Comparación de los resultados del ^{137}Te con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.2.10. Discusión de los resultados del ^{138}Te

5.2.10.1. Comparación con medidas experimentales ^{138}Te

Los resultados se comparan en la tabla 5.19 y en la figura 5.19. De nuevo aquí utilizo el *Método II* de análisis para dar el resultado. Nuestro valor preliminar [AGR17] para este núcleo está incluido en la evaluación [LIA20] y es muy similar al obtenido en este trabajo. El otro valor experimental incluido en la evaluación, afectado por una gran barra de error, es compatible con este. El resultado que obtengo por el *Método I* adolece de una gran barra de error y es 40% inferior.

[LIA20]	[ASG75]	[AGR17]	M1	M2
4.82 (23)	6.3 (21)	4.80 (23)	2.9 (12)	4.83 (57)

Tabla 5.19. Tabla con los resultados del ^{138}Te con las principales medidas experimentales.

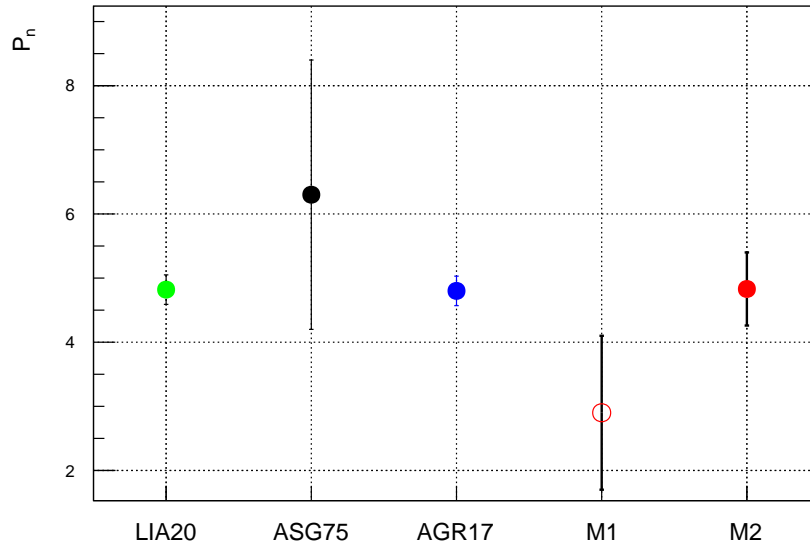


Figura 5.19. Comparación de los resultados del ^{138}Te en este estudio con medidas anteriores.

5.2.10.2. Comparación con cálculos teóricos ^{138}Te

Los resultados se comparan en la tabla 5.20 y en la figura 5.20. Existe una gran dispersión entre los valores predichos por los modelos teóricos y las fórmulas empíricas que van desde $\sim 1/8$ [MAR16] hasta ~ 2 veces [MOL19] el valor experimental y alejados de este.

		M1	M2	
		2.9 (12)	4.83 (57)	
		KH(sist)	McC(sist)	EDM(sist)
		[KRA73]	[MCC12]	[MIE14]
		1.375	1.39	9.4
FRDM-QRPA	FRDM-QRPA-HF	KTUY-GT2	RHB-RQRPA	RHB-RQRPA-HF
[MOL03]	[MOL19]	[KOU17]	[MAR16]	[MIN21]
1.5	10	0.8	0.6	2.101

Tabla 5.20. Tabla con los resultados del ^{138}Te comparados con los principales cálculos de modelos teóricos y fórmulas empíricas.

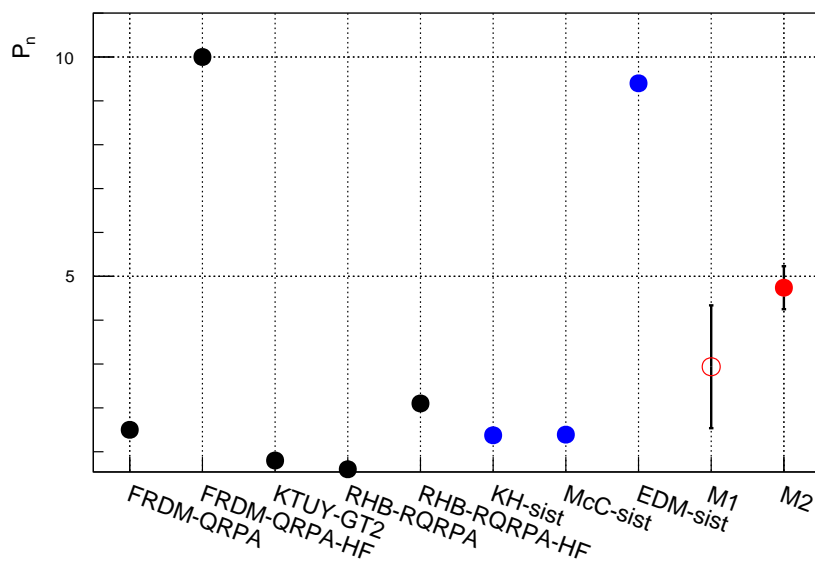


Figura 5.20. Comparación de los resultados del ^{138}Te con los principales modelos teóricos y fórmulas empíricas.

5.3. Vista global de resultados en comparación con cálculos teóricos.

En la figura 5.21 se presenta una comparación gráfica de los valores P_n que se obtienen en esta Tesis para todos los núcleos (ordenados por elemento y número másico creciente) con las predicciones de los cinco modelos teóricos que hemos considerado (ver sección 5.1). Como se ve, ninguno de los modelos reproduce de forma global los valores experimentales. Si nos fijamos en la tendencia vemos que el modelo de [MOL03] (FRDM-QRPA) es el que quizás peor la reproduce. Para el resto se puede observar un cambio de comportamiento entre los productos de fisión del grupo de masa alta (Sb, Te, I), para los que los modelos reproducen la tendencia, y el grupo de masa baja (Ge,As,Br), que no la reproducen. Llama la atención que el modelo de [MAR16] (RHB-RQRPA) produzca valores tan pequeños para todos los núcleos. También llama la atención que el valor singularmente alto del ^{85}As no sea reproducido por ningún modelo. Es difícil a la vista de los resultados extraer una conclusión sobre la validez global de los modelos estudiados.

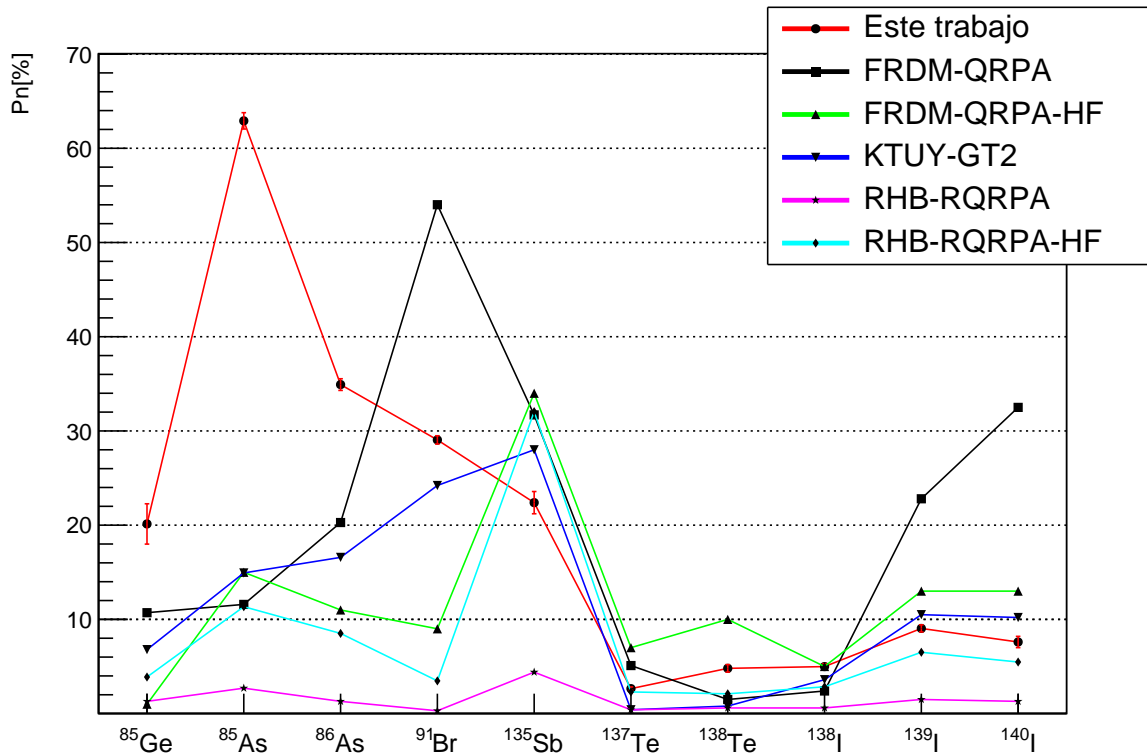


Figura 5.21. Comparación de los resultados de esta Tesis con los modelos teóricos.

De forma similar a lo expuesto más arriba, en la figura 5.22 se representa una comparativa de los valores obtenidos en esta Tesis con los resultados de las fórmulas empíricas consideradas en la sección 5.1. Al igual que ocurre con los modelos teóricos, no se observa un acuerdo global de las fórmulas empíricas con los valores experimentales. Sin embargo, tanto en el cálculo de [MIE14] (EDM-sist) como el de [MCC12] (McC-sist) se observa una tendencia bastante en la línea de los resultados experimentales, siendo los de McC-sist en general bastante próximos a los resultados que obtengo en este trabajo excepto para el ^{85}Ge . Los valores obtenidos con la fórmula de [KRA73] (KH-sist) por contra quedan sistemáticamente por debajo de los valores que obtengo reproduciendo mejor la tendencia para los núcleos de Sb, Te y I.

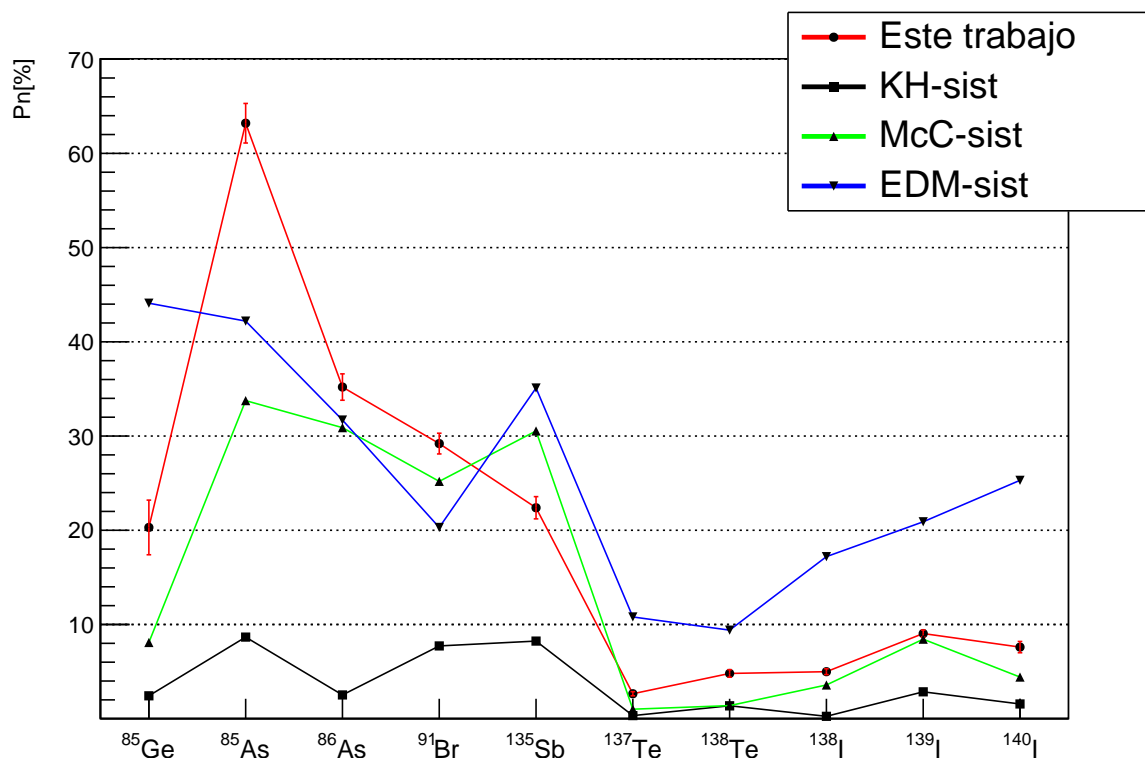


Figura 5.22. Comparación de los resultados de esta Tesis con las fórmulas empíricas.

Sumario y conclusiones

En esta Tesis he determinado de forma experimental la probabilidad de emisión de neutrones en la desintegración β de los núcleos ^{85}Ge , $^{85,86}\text{As}$, ^{91}Br , ^{135}Sb , $^{137,138}\text{Te}$ y $^{138,139,140}\text{I}$ para los que las medidas previas mostraban errores relativamente altos y/o una gran dispersión. Estos núcleos son de interés 1) en tecnología nuclear, para cálculos de dinámica y control de reactores, 2) en astrofísica nuclear, para cálculos de la abundancia de elementos químicos pesados en el proceso de captura rápida de neutrones, y 3) en el estudio de la estructura de núcleos ricos en neutrones.

Así, en este trabajo el énfasis se ha puesto en la mejora de las medidas y el análisis de los datos. Por ello se seleccionó para la producción de los núcleos de interés el Laboratorio del Acelerador de la Universidad de Jyväskylä (JYFL), donde se realizaron dos campañas de medida en 2010 y 2014 respectivamente. La razón es que el Laboratorio cuenta con el separador de masas IGISOL y una doble trampa de Penning (JYFLTRAP) asociada. El conjunto permite obtener haces de alta pureza para estos productos de fisión, descartando los isóbaros contaminantes, lo que elimina errores sistemáticos en el análisis.

Como método de medida se escogió el conteo de neutrones y β s, considerado en general más fiable, usando detectores de última generación. Se empleó un contador de neutrones, BELEN, compuesto por tubos de ^3He insertados en una matriz de polietileno que actúa como moderador. El contador inicial con 20 tubos se mejoró en la segunda medida aumentando el número de tubos a 48, consiguiendo así una eficiencia de detección menos sensible a la energía del neutrón. También se mejoró el contador de β s cambiando el detector de Si inicial por un detector de centelleo plástico con foto-sensor dual con la misma finalidad. Con todo, la característica más importante del dispositivo experimental es su sistema de adquisición de datos digital de tipo *eventless* (o *triggerless*), pionero en su momento, y que yo desarrollé como parte de esta Tesis. Este sistema permite reducir tiempos muertos, caracterizar fondos en las correlaciones temporales y variar con gran flexibilidad las condiciones en el análisis; todo ello proporcionando mayor control sobre errores sistemáticos.

En el análisis de los datos se usaron dos variantes, una en que se compara el número de neutrones detectados N_n con el número de β s N_β y otra en que se comparan los neutrones en coincidencia con β s $N_{\beta n}$, con el número de β s detectados. Cada una tiene sus ventajas e inconvenientes, y se ven afectadas por diferentes errores sistemáticos. En esta Tesis se hizo por primera vez un estudio formal y numérico, mediante simulaciones Monte Carlo, de los errores asociados a la variación en función del núcleo, y de la eficiencia de detección de β s y neutrones. Para la obtención de la probabilidad de emisión de neutrón P_n he desarrollado programas de ajuste simultáneo de los espectros de evolución temporal de conteo. Estos me permiten a su vez estimar el error sistemático debido a las incertidumbres en los parámetros que se mantienen fijos en el ajuste (eficiencias, $T_{1/2}$ de descendientes, ...) mediante un método Monte Carlo.

He comparado los valores de P_n que he obtenido con una selección de valores de medidas previas, concretamente con aquellos considerados más fiables en la muy reciente evaluación de Liang y colaboradores [LIA20]. En la mayoría de los casos se observa una mejora de la incertidumbre. En algunos casos se observa una cierta discrepancia con los valores previos (^{85}Ge , ^{85}As , $^{138-140}\text{I}$), y en otros casos son los valores previos los que muestran discrepancias entre sí (^{91}Br , ^{135}Sb). En este punto conviene mencionar que presenté resultados preliminares de esta Tesis en tres publicaciones [AGR14, AGR16, AGR17]. Los valores que obtengo aquí coinciden prácticamente con estos, a excepción del ^{85}Ge y ^{135}Sb , pero con una mayor barra de error consecuencia de incluir la evaluación de errores sistemáticos. Estos valores preliminares fueron tenidos en cuenta por los evaluadores de [LIA20], y como se observa allí han tenido un gran peso en la determinación de los valores recomendados. Los nuevos valores serán tenidos

en cuenta en una próxima evaluación, y se espera un impacto similar.

También comparé los valores de esta Tesis con resultados obtenidos a partir de modelos teóricos o de fórmulas semi-empíricas. Todos ellos están basados en el cálculo de la llamada fortaleza beta $S_\beta(E_x)$, que tiene en cuenta la estructura nuclear. Se escogieron tres modelos teóricos que representan el estado del arte en el cálculo de valores P_n . Se trata de cálculos globales, que aspiran a predecir las propiedades de todos los núcleos posibles, susceptibles de ser usados en cálculos astrofísicos del proceso-r. De ellos, dos están basados en funciones de onda calculadas dentro del modelo QRPA y el tercero en la Teoría Grosera de la Desintegración β . En el caso de los dos primeros además incluí una actualización que tiene en cuenta la competición de los distintos canales de emisión en la desintegración mediante el modelo de Hauser-Feshbach, ignorada inicialmente. Sin entrar en los detalles, la conclusión general es que ninguno de los modelos es capaz de reproducir de forma razonable el P_n para todos los núcleos medidos. La misma conclusión es válida para las tres fórmulas semi-empíricas consideradas.

El trabajo realizado en esta Tesis doctoral fue esencial para el desarrollo del proyecto BRIKEN [TAI18], una colaboración internacional en la que yo he participado, creada con el objetivo de medir vidas medias y probabilidades de emisión de neutrón de los núcleos más ricos en neutrones que se pudieran producir en la instalación RIBF del RIKEN Nishina Center (Japón) y ha estado operando de 2016 a 2021. El detector de neutrones está basado en el mismo concepto que BELEN, pero con 140 tubos de ^3He , y usa el sistema de adquisición de datos que yo he desarrollado. La experiencia obtenida en los experimentos de JYFL y RIKEN será muy valiosa para futuros experimentos en estas y otras instalaciones como FAIR e ISOLDE.

Bibliografía

- [STE95] «The POSIX family of standards». En: *ACM Standardview* 3.1 (1995), págs. 11-17. DOI: 10.1145/210308.210315.
- [AGO03] S. Agostinelli y col. «Geant4—a simulation toolkit». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), págs. 250-303. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [AGR13] J. Agramunt y col. «A triggerless digital data acquisition system for nuclear decay experiments». En: *La Rabida 2012 International Scientific Meeting on Nuclear Physics: Basic Concepts in Nuclear Physics: Theory, Experiments, and Applications*. Vol. 1541. Jun. de 2013, págs. 165-166. DOI: 10.1063/1.4810829.
- [AGR14] J. Agramunt y col. «New Beta-delayed Neutron Measurements in the Light-mass Fission Group». En: *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), págs. 74-77. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.010>.
- [AGR16] J. Agramunt y col. «Characterization of a neutron-beta counting system with beta-delayed neutron emitters». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 807 (2016), págs. 69-78. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.10.082>.
- [AGR17] J. Agramunt y col. «New accurate measurements of neutron emission probabilities for relevant fission products». En: *EPJ Web of Conferences*. Vol. 146. EDP Sciences. 2017, pág. 01004.
- [ALE80] K. Aleklett y col. «Delayed neutron emission probabilities of the precursors^{89,90,91}Br and^{139,140,141}I». En: *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei* 295.4 (1980), págs. 331-332.
- [ARC11] A. Arcones y col. «Dynamical r-process studies within the neutrino-driven wind scenario and its sensitivity to the nuclear physics input». En: *Phys. Rev. C* 83 (4 abr. de 2011), pág. 045809. DOI: 10.1103/PhysRevC.83.045809.
- [ASG75] M. Asghar y col. «The Pn values of the ²³⁵U produced precursors in the mass chains 90, 91, 93–95, 99, 134 and 137–139». En: *Nuclear Physics A* 247.2 (1975), págs. 359-376. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(75\)90642-9](https://doi.org/10.1016/0375-9474(75)90642-9).
- [AYS01] Juha Äystö. «Development and applications of the IGISOL technique». En: *Nuclear Physics A* 693.1 (2001), págs. 477-494. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)00923-X](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)00923-X).
- [BAT10] H. Bateman. «The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations». En: *Proc. Cambridge Philos. Soc* 15(V) (1910), págs. 423-427.
- [BER03] U.C. Bergmann y col. «Beta-decay properties of the neutron-rich ^{94–99}Kr and ^{142–147}Xe isotopes». En: *Nuclear Physics A* 714.1 (2003), págs. 21-43. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(02\)01352-0](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)01352-0).
- [BRU97] Rene Brun y col. «ROOT — An object oriented data analysis framework». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1 (1997), págs. 81-86. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X).

- [BRA89] M. C. Brady. *Evaluation and application of delayed neutron precursor data*. Inf. téc. 1989, pág. 275.
- [BOH39] Niels Bohr y col. «The Mechanism of Nuclear Fission». En: *Phys. Rev.* 56 (5 sep. de 1939), págs. 426-450. DOI: [10.1103/PhysRev.56.426](https://doi.org/10.1103/PhysRev.56.426).
- [CAM57] A. G. W. Cameron. «Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis». En: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 69 (jun. de 1957), pág. 201. DOI: [10.1086/127051](https://doi.org/10.1086/127051).
- [CHA11] M.B. Chadwick y col. «ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data». En: *Nuclear Data Sheets* 112.12 (2011), págs. 2887-2996. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2011.11.002>.
- [RUB06] DESPEC collaboration. y col. «Decay spectroscopy (DESPEC) at the new FAIR-NUSTAR facility». En: *International Journal of Modern Physics E* 15.08 (2006), págs. 1979-1988.
- [CRPweb] IAEA CRP on a Reference Database for β -Delayed Neutron Emission. Nov. de 2022. URL: <https://www-nds.iaea.org/beta-delayed-neutron>.
- [COW04] John J. Cowan y col. «R-Process Nucleosynthesis in Supernovae». En: *Physics Today* 57 (10 2004), págs. 47-53. DOI: [10.1063/1.1825268](https://doi.org/10.1063/1.1825268).
- [CZE20] A. Czeszumaska y col. « β -delayed neutron emission studies of $^{137,138}\text{I}$ and $^{144,145}\text{Cs}$ performed with trapped ions». En: *Phys. Rev. C* 101 (2 feb. de 2020), pág. 024312. DOI: [10.1103/PhysRevC.101.024312](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.024312).
- [DAN02] Antonio D'Angelo. «Overview of the delayed neutron data activities and results monitored by the NEA/WPEC subgroup 6». En: *Progress in Nuclear Energy* 41.1 (2002), págs. 5-38. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0149-1970\(02\)00004-5](https://doi.org/10.1016/S0149-1970(02)00004-5).
- [DIM21] P. Dimitriou y col. «Development of a Reference Database for Beta-Delayed Neutron Emission». En: *Nuclear Data Sheets* 173 (2021), págs. 144-238. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2021.04.006>.
- [DUK70] C.L. Duke y col. «Strength-function phenomena in electron-capture beta decay». En: *Nuclear Physics A* 151.3 (1970), págs. 609-633. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(70\)90400-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(70)90400-8).
- [ERO14] T. Eronen y col. «JYFLTRAP: a Penning trap for precision mass spectroscopy and isobaric purification». En: *Three decades of research using IGISOL technique at the University of Jyväskylä: A Portrait of the Ion Guide Isotope Separator On-Line Facility in Jyväskylä*. 2014, págs. 61-81. DOI: [10.1007/978-94-007-5555-0_3](https://doi.org/10.1007/978-94-007-5555-0_3).
- [EWA84] G. T. Ewan y col. «Intense mass-separated beams of halogens and beta-delayed neutron emission from heavy bromine isotopes». En: *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei* 318.3 (1984), págs. 309-314.
- [GAR20] Aczel Regino García Ríos. «Measurement of the delayed neutron emission probability of ^{86}As and ^{91}Br ». Tesis doct. 2020.
- [GEO07] S. George y col. «Ramsey Method of Separated Oscillatory Fields for High-Precision Penning Trap Mass Spectrometry». En: *Phys. Rev. Lett.* 98 (16 abr. de 2007), pág. 162501. DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.162501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.162501).
- [KEE65] Keepin G.R. *Physics of Nuclear Kinetics*. Addison-Wesley, 1965.
- [GRA02] Alfred Gray. *Interprocess Communication in Linux*. Prentice Hall Professional Technical Reference, 2002.
- [GLA81] S. Glasstone y col. *Nuclear Reactor Engineering*. Krieger Publishing Company, 1991.
- [GUS93] J. Gustafsson y col. «Beam phase measurement system for the K130 cyclotron in Jyväskylä». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 335.3 (1993), págs. 417-423. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91225-C](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91225-C).

- [HEI07] Pauli Heikkinen. «NEW MCC30/15 CYCLOTRON FOR THE JYFL ACCELERATOR LABORATORY». En: 2007.
- [HAU52] Walter Hauser y col. «The Inelastic Scattering of Neutrons». En: *Phys. Rev.* 87 (2 jul. de 1952), págs. 366-373. DOI: 10.1103/PhysRev.87.366.
- [HOF81] P. Hoff. «The population of excited states in residual nuclei via delayed neutrons». En: *Nuclear Physics A* 359.1 (1981), págs. 9-35. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(81\)90209-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(81)90209-8).
- [HOR19] C J Horowitz y col. «r -process nucleosynthesis: connecting rare-isotope beam facilities with the cosmos». En: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 46.8 (2019). DOI: 10.1088/1361-6471/ab0849.
- [IGIWeb] IGISOL. *Web de IGISOL*. URL: <http://https://www.jyu.fi/science/en/physics/research/infrastructures/accelerator-laboratory/nuclear-physics-facilities/the-exotic-nuclei-and-beams>.
- [JAM04] Fred James y col. «MINUIT User's Guide». En: (jun. de 2004).
- [KAW17] T Kawano. personal communication. 2017.
- [KRA73] K. -L. Kratz y col. «Systematics of neutron emission probabilities from delayed neutron precursors». En: *Zeitschrift für Physik* 263.5 (1973), págs. 435-442. DOI: 10.1007/BF01391992.
- [KOU05] Hiroyuki Koura y col. «Nuclidic Mass Formula on a Spherical Basis with an Improved Even-Odd Term». En: *Progress of Theoretical Physics* 113.2 (feb. de 2005), págs. 305-325. DOI: 10.1143/PTP.113.305.
- [KOU17] Koura, Hiroyuki y col. «Improvement of gross theory of beta-decay for application to nuclear data». En: *EPJ Web Conf.* 146 (2017), pág. 12003. DOI: 10.1051/epjconf/201714612003.
- [KRA88] K. -L. Kratz y col. «Onset of deformation in neutron-rich krypton isotopes». En: *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei* 330.2 (1988), págs. 229-230.
- [KRA91] K. -L. Kratz y col. «Neutron-Rich Isotopes Around the r-Process ' Waiting-Point ' Nuclei $^{79}_{29}\text{Cu}_{50}$ and $^{80}_{30}\text{Zn}_{50}$ ». En: *Z.Phys.* A340 (1991), pág. 419.
- [LHE01] G. Lhersonneau y col. «First decay study of the very neutron-rich isotope ^{93}Br ». En: *Phys. Rev. C* 63 (3 feb. de 2001), pág. 034316. DOI: 10.1103/PhysRevC.63.034316.
- [LIA20] J. Liang y col. «Compilation and Evaluation of Beta-Delayed Neutron Emission Probabilities and Half-Lives for $Z > 28$ Precursors». En: *Nuclear Data Sheets* 168 (2020), págs. 1-116. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2020.09.001>.
- [LND] *Designers and manufacturers of nuclear radiation detectors*. URL: <https://www.lndinc.com>.
- [MAR16] T. Marketin y col. «Large-scale evaluation of β -decay rates of r-process nuclei with the inclusion of first-forbidden transitions». En: *Phys. Rev. C* 93 (2 feb. de 2016), pág. 025805. DOI: 10.1103/PhysRevC.93.025805.
- [MCC12] E. A. McCutchan y col. «Improving systematic predictions of β -delayed neutron emission probabilities». En: *Phys. Rev. C* 86 (4 oct. de 2012), pág. 041305. DOI: 10.1103/PhysRevC.86.041305.
- [MOO14] I. D. Moore y col. «The IGISOL technique—three decades of developments». En: *Three decades of research using IGISOL technique at the University of Jyväskylä: A Portrait of the Ion Guide Isotope Separator On-Line Facility in Jyväskylä*. 2014, págs. 15-60. DOI: 10.1007/978-94-007-5555-0_2.
- [MON09] Lorenzo Moneta y col. «Recent Improvements of the ROOT Fitting and Minimization Classes». En: *PoS ACAT08* (2009), pág. 075. DOI: 10.22323/1.070.0075.
- [MEI37] L. Meitner y col. «Über die Umwandlungsreihen des Urans, die durch Neutronenbestrahlung erzeugt werden». En: *Zeitschrift für Physik* 106.3 (1937), págs. 249-270. DOI: 10.1007/BF01340321.

- [MIE14] K. Miernik. « β -delayed multiple-neutron emission in the effective density model». En: *Phys. Rev. C* 90 (5 nov. de 2014), pág. 054306. DOI: 10.1103/PhysRevC.90.054306.
- [MIE18] K. Miernik y col. « β -delayed neutron emission from Ga85». En: *Phys. Rev. C* 97.5 (2018), pág. 054317. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.054317.
- [MIN21] Futoshi Minato y col. « β -delayed neutron-emission and fission calculations within relativistic quasiparticle random-phase approximation and a statistical model». En: *Phys. Rev. C* 104 (4 oct. de 2021), pág. 044321. DOI: 10.1103/PhysRevC.104.044321.
- [MOL16] P. Möller y col. «Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012)». En: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 109-110 (2016), págs. 1-204. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.adt.2015.10.002>.
- [MOL19] P. Möller y col. «Nuclear properties for astrophysical and radioactive-ion-beam applications (II)». En: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 125 (2019), págs. 1-192. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.adt.2018.03.003>.
- [MOL95] P. Möller y col. «Nuclear Ground-State Masses and Deformations». En: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 59.2 (1995), págs. 185-381. DOI: <https://doi.org/10.1006/adnd.1995.1002>.
- [MOL03] Peter Möller y col. «New calculations of gross β -decay properties for astrophysical applications: Speeding-up the classical r process». En: *Phys. Rev. C* 67 (5 mayo de 2003), pág. 055802. DOI: 10.1103/PhysRevC.67.055802.
- [MPR16] *BELEN Preamp*. URL: <https://www.mesytec.com/products/datasheets/MPR-16-LOG.pdf>.
- [MAR07] T. Marketin y col. «Calculation of β -decay rates in a relativistic model with momentum-dependent self-energies». En: *Phys. Rev. C* 75 (2 feb. de 2007), pág. 024304. DOI: 10.1103/PhysRevC.75.024304.
- [NHQ203] *BELEN HV*. URL: <https://iseg-hv.com/en/products/detail/NHQ>.
- [NIE01] A. Nieminen y col. «Beam cooler for low-energy radioactive ions». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 469.2 (2001), págs. 244-253. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00750-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00750-6).
- [PAP72] A.C. Pappas y col. «Gross properties of delayed neutron emission and β -strength functions». En: *Nuclear Physics A* 188.1 (1972), págs. 48-64. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(72\)90179-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(72)90179-0).
- [MCNPX] D. Pelowitz. «MCNPX Users Manual Version 2.5.0». En: (2005).
- [PENT14] H. Penttilä. «The layout of the IGISOL 3 facility». En: *Three decades of research using IGISOL technique at the University of Jyväskylä: A Portrait of the Ion Guide Isotope Separator On-Line Facility in Jyväskylä*. 2014, págs. 3-14. DOI: 10.1007/978-94-007-5555-0_1.
- [PFE02] Bernd Pfeiffer y col. «Status of delayed-neutron precursor data: half-lives and neutron emission probabilities». En: *Progress in Nuclear Energy* 41.1 (2002), págs. 39-69. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0149-1970\(02\)00005-7](https://doi.org/10.1016/S0149-1970(02)00005-7).
- [Qt20] *Qt framework*. URL: <https://www.qt.io/product/framework>.
- [RUD93] G. Rudstam y col. «Delayed-Neutron Branching Ratios of Precursors in the Fission Product Region». En: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 53.1 (1993), págs. 1-22. DOI: <https://doi.org/10.1006/adnd.1993.1001>.
- [REU08] P. REUSS. *Neutron physics*. EDP Sciences, 2008.
- [RIE16] A RIEGO. «Design of the BELEN detector for wide energy range with at and high detection efficiency». Tesis doct. Polytechnic University of Catalonia (UPC), Department of Physics., 2016.

- [ROB39A] R. B. Roberts y col. «Further Observations on the Splitting of Uranium and Thorium». En: *Phys. Rev.* 55 (5 mar. de 1939), págs. 510-511. DOI: 10.1103/PhysRev.55.510.2.
- [ROB39B] R. B. Roberts y col. «The Delayed Neutron Emission which Accompanies Fission of Uranium and Thorium». En: *Phys. Rev.* 55 (7 abr. de 1939), págs. 664-664. DOI: 10.1103/PhysRev.55.664.
- [RUT04] Ernest Rutherford. En: 1905, pág. 331.
- [SAA96] J. Saario y col. «Beam buncher for the K130-cyclotron». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 370.2 (1996), págs. 330-334. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)00847-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00847-0).
- [SIS3100] *Struck SIS310X*. URL: <https://www.struck.de/pcievme.html>.
- [SIS3302] *Struck SIS3302*. URL: <https://www.struck.de/sis3302.htm>.
- [SIS3316] *Struck SIS3316*. URL: <https://www.struck.de/sis3316.html>.
- [SIS3350] *Struck SIS3350*. URL: <https://www.struck.de/sis3350.htm>.
- [SKR74] K. Skrabale y col. «A general equation for the kinetics of linear first order phenomena and suggested applications». En: *Health Physics* 27(1) (1974), págs. 155-157.
- [TAI18] J.L. Tain y col. «The briken project: Extensive measurements of β -delayed neutron emitters for the astrophysical r process». En: *Acta Physica Polonica B* 49.3 (2018), págs. 417-428. DOI: 10.5506/APhysPolB.49.417.
- [TOL19] A. Tolosa-Delgado y col. «Commissioning of the BRIKEN detector for the measurement of very exotic β -delayed neutron emitters». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 925 (2019), págs. 133-147. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.02.004>.
- [TUL95] J.K. Tuli. «Evaluated nuclear structure data file». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 369.2 (1996), págs. 506-510. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)80040-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)80040-4).
- [WAN20] B. S. Wang y col. « β -delayed-neutron studies of $^{135,136}\text{Sb}$ and ^{140}I performed with trapped ions». En: *Phys. Rev. C* 101 (2 feb. de 2020), pág. 025806. DOI: 10.1103/PhysRevC.101.025806.

