

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**



**TESIS DOCTORAL**

**Estudios de la estructura nuclear de núcleos exóticos,  
los casos del  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$**

**Nuclear structure studies of exotic nuclei : the cases of  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTORA

PRESENTADA POR

**Irene Marroquín Alonso**

Directores

**Olof Tengblad**

**Enrique Nácher González**

**Madrid, 2019**

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS



TESIS DOCTORAL

Estudios de la estructura nuclear de núcleos  
exóticos: los casos del  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$

Nuclear structure studies of exotic nuclei: the cases  
of  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$

PRESENTADA POR

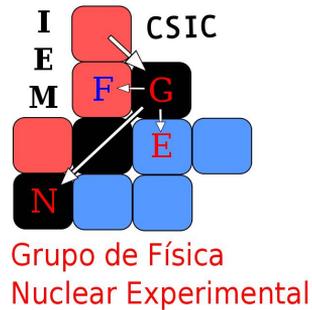
Irene Marroquín Alonso

Directores

Olof Tengblad

Enrique Náchter González

Madrid, 2018.



# Estudios de la estructura nuclear de núcleos exóticos: los casos del $^{31}\text{Ar}$ y $^{33}\text{Ar}$

## Nuclear structure studies of exotic nuclei: the cases of $^{31}\text{Ar}$ and $^{33}\text{Ar}$

Irene Marroquín Alonso

Universidad Complutense de Madrid  
Instituto de Estructura de la Materia (IEM-CSIC)

MEMORIA QUE PRESENTA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR EN CIENCIAS FÍSICAS

*Directores:*

**Olof Tengblad**

Instituto de Estructura de la Materia (IEM-CSIC)

**Enrique Nácher**

Instituto de Estructura de la Materia (IEM-CSIC)  
Instituto de Física Corpuscular (CSIC-Universidad de Valencia)

Madrid, Septiembre de 2018





*A mi familia*



---

# Agradecimientos

Esta tesis no hubiera sido posible sin la ayuda, guía y dedicación de muchas personas. La portada de la misma muestra tres nombres, pero son muchos más los que han contribuido de una manera u otra a este trabajo.

En primer lugar deseo expresar mi agradecimiento a mis directores de tesis, Olof Tengblad y Kike Nácher, por su motivación, ánimo y acertado criterio, que me han permitido llegar hasta aquí. Gracias por todo lo que he aprendido de vosotros y no solo profesionalmente. Olof, gracias por haberme dado la oportunidad de haberme incorporado al grupo y de poder realizar esta tesis y por haber aprendido contigo tanto sobre electrónica y montaje de experimentos. Kike, gracias por enseñarme la física de una manera tan didáctica y tan cercana y por tu inestimable ayuda en absolutamente todo lo que he necesitado. Gracias a los dos.

En segundo lugar, quiero expresar mi agradecimiento a María José García Borge. Gracias por el seguimiento exhaustivo de mi trabajo y la lectura y correcciones detalladas del documento final. Gracias por la búsqueda de la excelencia siempre y por la exigencia de un trabajo bien hecho.

En tercer lugar, me gustaría agradecer a Ángel Perea su ayuda prestada en programación y sus enseñanzas en los montajes de los experimentos. Me ayudaste mucho en mis primeros meses en el grupo y tu presencia fue fundamental en el experimento de esta tesis, así que gracias por todo.

En cuarto lugar, me gustaría agradecer a mi tutor de tesis Luis Mario Fraile, por haberme dado la oportunidad de disfrutar de las primeras experiencias en el mundo de la investigación y haberme aconsejado tanto durante estos años. Gracias por la formación que me has brindado y por tu interés constante sobre mi trabajo.

En quinto lugar, quiero agradecer a Karsten Riisager, Hans Fynbo y todos y cada uno de los miembros del grupo de Aarhus por aceptarme como una más y enseñarme todo lo que saben acerca de la física nuclear. Esta tesis, no hubiera sido posible sin ellos, gracias de corazón. Gracias por mostrarme que los daneses aprenden español en tres meses mucho más rápido que yo danés. Tak.

En sexto lugar, quiero agradecer a todos y cada uno de mis compañeros de grupo con los que compartí los primeros años de mi doctorado, ahora amigos, su paciencia, su ayuda en cualquier cuestión y sus experiencias compartidas conmigo. Gracias por aceptarme como una más desde el principio y mantener un ambiente tan bueno entre nosotros, incluso hoy, que ya no trabajamos juntos. Gracias a todos. Del mismo modo, quiero dar las gracias a todos los compañeros con los que he compartido mis últimos años de doctorado. Habéis revitalizado

el grupo y he aprendido mucho de vosotros. Gracias por todo.

Por último y no menos importante quiero dar las gracias a todos mis amigos fuera del ámbito académico y mi familia. Me he sentido totalmente arropada y comprendida por todos vosotros desde el inicio de esta andadura profesional. Vuestro apoyo ha sido incondicional y esencial, tanto en los días buenos, como en los días no tan buenos. Sin vosotros en mi vida, nada de esto hubiera sido posible. Un muy especial y sincero gracias va para todos vosotros.

---

# Índice

<b>Agradecimientos</b>	<b>vii</b>
<b>Resumen</b>	<b>1</b>
<b>Summary</b>	<b>3</b>
<b>1 Introducción: Motivación/Objetivos</b>	<b>5</b>
1.1 Tema de tesis y su situación en el campo de la física . . . . .	5
1.2 Núcleos exóticos y estructura nuclear . . . . .	7
1.3 Desintegración beta . . . . .	8
1.3.1 Desintegración por emisión de partículas beta retardadas . . . . .	9
1.4 Teoría de Fermi de la desintegración beta . . . . .	10
1.5 Fermi, Gamow Teller y reglas de selección . . . . .	11
1.6 Distribución de intensidad $\beta$ Gamow-Teller . . . . .	14
1.6.1 Fermi e IAS (Isobaric Analog State) . . . . .	15
1.7 Emisión de más de una partícula . . . . .	18
1.8 El experimento IS577 . . . . .	22
1.8.1 Objetivo del experimento . . . . .	22
1.8.2 Estudios anteriores de $^{33}\text{Ar}$ y $^{31}\text{Ar}$ . . . . .	24
<b>2 Instalaciones radioactivas y dispositivo experimental</b>	<b>29</b>
2.1 Introducción . . . . .	29
2.2 Instalación CERN . . . . .	29
2.3 Instalación de haces radioactivos ISOLDE . . . . .	30
2.3.1 Producción de haces radioactivos: técnica ISOL . . . . .	30
2.4 ISOLDE Decay Station . . . . .	35
2.5 Cámara de implantación/detección en IS577 . . . . .	38
2.5.1 Detectores de semiconductor . . . . .	42
2.5.2 Dispositivo experimental . . . . .	47
2.6 Electrónica utilizada . . . . .	49
<b>3 Diseño y pruebas en IEM-CSIC para la preparación del experimento IS577</b>	<b>57</b>
3.1 Preparación del dispositivo experimental . . . . .	57
3.1.1 PCB . . . . .	57

3.1.2	Verificación de los caminos eléctricos . . . . .	58
3.1.3	Verificación del funcionamiento del DAQ . . . . .	58
3.1.4	Optimización de la resolución energética . . . . .	58
3.1.5	Elección del rango dinámico . . . . .	59
3.1.6	Umbral energético de detección . . . . .	60
3.2	Transformación de la cámara IS577 . . . . .	60
3.3	Geometría en el experimento IS577 . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Condiciones de medida en IS577</b>	<b>65</b>
<b>5</b>	<b>Calibración del dispositivo experimental de IS577</b>	<b>67</b>
5.1	Calibración geométrica . . . . .	67
5.2	Calibraciones en energía . . . . .	70
5.2.1	DSSD . . . . .	70
5.2.2	PAD . . . . .	75
5.2.3	Ge clover . . . . .	75
5.3	Eficiencia de los detectores . . . . .	77
5.3.1	Eficiencia de los DSSD+PAD . . . . .	77
5.3.2	Eficiencia de los Ge . . . . .	78
<b>6</b>	<b>Estudio experimental de la desintegración beta: <math>^{33}\text{Ar}</math></b>	<b>83</b>
6.1	Análisis de los espectros de protones . . . . .	84
6.2	Vida media de $^{33}\text{Ar}$ . . . . .	94
6.3	Espectro gamma obtenido en la desintegración beta de $^{33}\text{Ar}$ . . . . .	96
6.4	Coincidencias gamma-protón . . . . .	98
6.4.1	Espectro de protones en coincidencia con gammas . . . . .	99
6.4.2	Coincidencias beta-protón . . . . .	104
6.4.3	Espectro gamma en coincidencia con protones . . . . .	105
6.5	Estudio del espectro de protones . . . . .	109
6.5.1	Cálculo de área y energías . . . . .	109
6.5.2	Intensidades relativas de las transiciones de protones . . . . .	113
6.5.3	Razones de ramificación de las transiciones de protones . . . . .	115
6.6	Razones de ramificación del estado fundamental en $^{33}\text{Cl}$ . . . . .	116
6.7	Razones de ramificación de los estados ligados en $^{33}\text{Cl}$ . . . . .	116
6.7.1	Energías de los estados excitados de $^{33}\text{Cl}$ . . . . .	117
6.7.2	Asignación de espín y paridad a los nuevos niveles . . . . .	128
6.7.3	Determinación de la distribución de intensidad de Gamow-Teller B(GT) . . . . .	132
6.7.4	Mezcla de isospín: Busca de estados candidatos en $^{33}\text{Cl}$ . . . . .	134
<b>7</b>	<b>Estudio experimental de la desintegración beta: <math>^{31}\text{Ar}</math></b>	<b>137</b>
7.1	Espectros de protones de $^{31}\text{Ar}$ . . . . .	137
7.2	Vida media de $^{31}\text{Ar}$ . . . . .	147
7.3	Espectro gamma de $^{31}\text{Ar}$ . . . . .	150
7.4	Coincidencias protón-gamma: estados $^{30}\text{S}$ y $^{31}\text{Cl}$ . . . . .	150

7.4.1	Coincidencias protón-gamma: ventana en los protones . . . . .	150
7.4.2	Coincidencias protón-gamma: ventana en transiciones individuales protones . . . . .	152
7.4.3	Coincidencias protón-gamma: ventana en las gammas de la desintegración	154
7.5	Energía de excitación $^{31}\text{Cl}$ . . . . .	162
7.6	Energía de excitación $^{30}\text{S}$ . . . . .	163
7.7	Coincidencias 2proton-gamma: estados $^{29}\text{P}$ . . . . .	166
7.8	Coincidencias proton-proton: estados $^{30}\text{S}$ . . . . .	167
7.8.1	Identificación de emisión de protón desde el estado a 4690(7) keV de $^{30}\text{S}$	168
7.8.2	Coincidencias con la transición de protón de 800(7) keV . . . . .	170
7.9	Fragmentación del IAS de $^{31}\text{Cl}$ . . . . .	172
7.10	Método para sumar las energías del PAD cuando hay dos eventos en Si . . . .	173
7.11	Energía disponible para la emisión de un protón: $Q_{1p}$ . . . . .	175
7.12	Energía disponible para la emisión de dos protones: $Q_{2p}$ . . . . .	176
7.13	Mecanismo de emisión de dos protones en $^{31}\text{Ar}$ . . . . .	180
7.13.1	Estados de $^{30}\text{S}$ : Estados poblados por transiciones tipo Fermi . . . . .	180
7.13.2	Estados de $^{30}\text{S}$ Estados poblados por transiciones tipo Gamow-Teller .	186
7.14	Estudio de niveles en $^{30}\text{S}$ y $^{31}\text{Cl}$ próximos al umbral de emisión de partículas relevantes en astrofísica . . . . .	188
7.14.1	Anchuras parciales relativas gamma y protón . . . . .	188
7.14.2	Implicaciones en astrofísica . . . . .	191
7.15	Emisión de tres protones . . . . .	193
<b>8</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>199</b>
	<b>Conclusions</b>	<b>205</b>
<b>9</b>	<b>Apéndice</b>	<b>209</b>
9.1	Sistemas de post-aceleración de haz en ISOLDE . . . . .	209
9.1.1	REX-ISOLDE . . . . .	209
9.1.2	HIE-ISOLDE . . . . .	210
9.2	Detectores semiconductores: union p-n . . . . .	211
9.3	GEANT4 . . . . .	213
	<b>Bibliografía</b>	<b>215</b>

---

# Resumen

En esta tesis se presentan los resultados del diseño, puesta a punto, medida y análisis de resultados del experimento IS577 realizado en ISOLDE-CERN. En este experimento se midió la desintegración beta de dos núcleos atómicos exóticos:  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ . Son núcleos alejados del valle de la estabilidad y se desexcitan mediante la emisión de protones (tras la desintegración beta), fenómeno que solo se da en núcleos deficientes en neutrones en este caso con  $Z > N$ , altamente inestables. La energía disponible para que se produzca la desintegración beta es grande y además la energía de enlace de un protón es muy baja; como consecuencia, varios canales de desintegración resultan accesibles, de forma que se pueblan niveles ligados (emisión gamma) y no ligados dándose el proceso de emisión de protones. Nuestro objetivo es estudiar mediante la espectroscopía de protones y de radiación gamma, los mecanismos por los que se producen dichas emisiones, así como estudiar la estructura nuclear de los núcleos de cloro poblados en la desintegración beta de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ .

El estudio de los núcleos próximos a las líneas de goteo (donde la energía de enlace del último nucleón se hace cero) es un tema central en el campo de la estructura nuclear, ya que nos permite comprobar la validez de las propiedades nucleares en condiciones extremas y predecir las de los núcleos más alejados de la estabilidad. En particular,  $^{31}\text{Ar}$  es el isótopo más ligero de argón y se encuentra en la línea de goteo.

La metodología utilizada para conocer los estados excitados de estos núcleos ha sido el estudio de los espectros de partículas cargadas donde se usan cuatro telescopios de distintos rangos dinámicos y un detector grueso DSSD. Estos 80 ( $16 \times 5$ ) espectros independientes, se han calibrado en energía y detector a detector se han sintonizado en espectros únicos. Se han estudiado  $4 \times 4 = 16$  espectros gamma y las coincidencias protón-gamma y protón-protón. A partir de las energías de las transiciones de protones hemos comprobado si los núcleos de interés se desexcitan al estado fundamental o a estados excitados del núcleo hijo mediante el estudio de coincidencias protón-gamma para  $^{33}\text{Ar}$  y también protón-protón y protón-protón-gamma para  $^{31}\text{Ar}$ .

Del estudio de dichos espectros, hemos obtenido información como la vida media de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$  a partir de las transiciones de protones, energía de niveles, espines, paridades, anchura de niveles e incluso densidad de estados. En este trabajo, hemos determinado estados excitados nuevos, no identificados anteriormente, completando el esquema de niveles de  $^{31}\text{Ar}$  y

$^{33}\text{Ar}$ , suponiendo un reto experimental, ya que los protones emitidos desde algunos estados son de muy baja energía.

Estudiando el espectro de protones y gamma, cuyas intensidades dependen de la alimentación beta al nivel que genera su emisión además del espacio de fases, podemos determinar la intensidad relativa por la que se pueblan los distintos estados ligados y no ligados en la desintegración beta y a partir de ella deducir la distribución de fuerza Gamow-Teller.

Además, hemos determinado por primera vez la anchura parcial de protones y gammas en estados de  $^{30}\text{S}$  próximos al umbral de emisión de partículas cargadas, es decir, hemos determinado la proporción entre emisión protónica y radiación gamma emitidos en la desexcitación de estos niveles, muy relevantes en la astrofísica nuclear; determinan la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  presentes en ciertos entornos estelares como son las novae.

Por último, hemos estudiado el mecanismo de emisión de dos protones. La emisión de varias partículas no viene determinada totalmente por la conservación de energía y momento sino que está determinada por la presencia y anchura de resonancias intermedias, por lo que su estudio es interesante. Estudiando las correlaciones angulares entre los dos protones emitidos para cada transición, en el caso de  $^{31}\text{Ar}$  hemos observado un comportamiento claramente secuencial a partir de la distribución angular y energética de los pares de protones emitidos. Al ser secuencial podemos obtener información acerca de los estados intermedios de  $^{30}\text{S}$  que participan en el proceso.

---

# Summary

This thesis presents the results of the design, commissioning, measurement and analysis of the results of the IS577 experiment carried out at ISOLDE-CERN. In this experiment, the decays of two exotic atomic nuclei were measured:  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ . They are nuclei far from the valley of stability and they are de-excited by the emission of protons (after beta decay), a phenomenon that only occurs in neutron-deficient nuclei in this case with  $Z > N$ , highly unstable. The energy window for beta emission is large and the proton separation energy is very low; as a consequence, many decay channels are open, and bound and unbound levels are populated in the daughter nucleus allowing for the proton emission process. Our objective is to study, by means of proton and gamma radiation spectroscopy, the mechanisms by which these emissions are produced, as well as to study the nuclear structure of the chlorine nuclei populated in the beta decay of  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ .

The study of the nuclei close to the drip lines (where the binding energy of the last nucleon becomes zero) is a topic that covers an exciting domain in the field of nuclear structure, since it allows us to verify the validity of nuclear properties in extreme conditions and predict those of the nuclei very far from stability. In particular,  $^{31}\text{Ar}$  is the lightest bound isotope of argon that exists at the drip line.

The methodology used to learn about the excited states of these nuclei has been based on the study of charged particle spectra from four telescopes of different dynamic ranges and a thick DSSD. The 80 ( $16 \times 5$ ) independent spectra obtained from the strips of the detectors, have been calibrated in energy and detector by detector have been tuned in an unique spectra. We studied  $4 \times 4 = 16$  gamma spectra, the proton-gamma and proton-proton coincidences. By means of the study of proton-gamma coincidences we have determined if the state of interest decays to the ground state or to excited states of the proton-daughter nucleus for  $^{33}\text{Ar}$ . Proton-proton and proton-proton-gamma coincidences are used for  $^{31}\text{Ar}$ .

From the study of these spectra, we have obtained information such as the half-lives of  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$  from the transitions of protons, level energies, spins, parities, width of levels and even density of states. We have determined previously unidentified excited states, thus we can complete the  $\beta^+/\text{EC}$  decay scheme of  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ . The work has been an experimental challenge, since the protons emitted from some states are of very low energy.

The proton decay modes are examined in detail, in order to extract the  $\beta^+$ /EC feeding and from that, the Gamow-Teller distribution, and finally to determine the structure of the levels involved. The emission spectra are determined by the beta feeding in combination with de-excitation by proton emission.

In addition, we have determined for the first time the partial widths of states in  $^{30}\text{S}$  near the proton threshold, where the de-excitation via proton and gamma emission compete and also determined the relative branching between this proton-gamma emission. These states are of relevance in nuclear astrophysics as they determine the reaction rate of  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  in certain stellar environments such as classical novae.

Finally, we have studied the mechanism of emission of more than one proton. The emission of several particles is not fully determined by the laws of energy and momentum conservation, so its study is interesting. In the case of  $^{31}\text{Ar}$ , we have observed a clearly sequential behaviour based on the angular and energetic distribution of the pairs of protons emitted. Since it is sequential, we can obtain information about the intermediate states that participate in the process.

---

# Capítulo 1

## Introducción: Motivación/Objetivos

### 1.1 Tema de tesis y su situación en el campo de la física

Este documento muestra los resultados de la medida y el análisis de la desintegración beta de dos núcleos atómicos ligeros  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ . Son núcleos exóticos, alejados del valle de la estabilidad, con un comportamiento diferente con respecto a los más estables. Son emisores de protones (tras la desintegración beta), un tipo de desintegración solo presente cuando nos encontramos con este tipo de núcleos altamente inestables. Es decir, son núcleos deficientes en neutrones o ricos en protones en los que la diferencia de masa con la del núcleo hijo es grande, de modo tal que en el proceso de desintegración se pueblan niveles ligados que se desexcitan emitiendo radiación gamma en el núcleo hijo y niveles no ligados que se desexcitan emitiendo protones. Queremos estudiar los mecanismos por los que ocurren estas emisiones de partículas así como conocer los estados nucleares desde los que dichos protones se emiten, algunos de los niveles involucrados participan en reacciones de interés astrofísico. Dicho de otro modo, queremos estudiar el comportamiento y la estructura nuclear de  $^{31}\text{Cl}$  y  $^{33}\text{Cl}$  poblados en la desintegración beta de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ , respectivamente, así como los de otros núcleos intermedios o finales como son  $^{30}\text{S}$  y  $^{29}\text{P}$  para  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{32}\text{S}$  para  $^{33}\text{Ar}$ .

Este estudio se sitúa en el campo de la física nuclear experimental a bajas energías, en la región de la línea de goteo de protones, con particular interés para la astrofísica nuclear. La desintegración de estos núcleos nos sirven para comprobar si los modelos de estructura clásicos son válidos en estas regiones no suficientemente exploradas donde es probable la emisión de protones (y que cubren altas energías de excitación en el núcleo hijo), y predecir cómo será la desintegración de otros núcleos incluso más allá de las líneas de goteo. Además, algunos de los estados que queremos conocer participan en reacciones nucleares estelares, con lo que su determinación nos revelará ciertos aspectos sobre procesos físicos como el proceso de quemado de hidrógeno o la abundancia isotópica de silicio.

Si bien  $^{33}\text{Ar}$  ( $Z=18$ ,  $Q_{EC}=11.62$  MeV) es un emisor  $\beta p$ , es decir, los estados en  $^{33}\text{Cl}$  ( $Z=17$ ) poblados en la desintegración beta emiten un protón poblando estados en  $^{32}\text{S}$  ( $Z=16$ ) que se desexcitan por emisión gamma, en otras palabras, el proceso final es  $\beta p$  o  $\beta p\gamma$ , en el caso de  $^{31}\text{Ar}$  ( $Z=18$ ,  $Q_{EC}=18.38$  MeV) numerosos modos de desintegración son energéticamente

posibles:  $\beta p$ ,  $\beta 2p$ ,  $\beta 3p$  o incluso  $\beta 3p\gamma$ . La emisión de un protón puede poblar estados que a su vez son no ligados, emitiendo un segundo protón. Este proceso  $\beta 2p$  puede ser secuencial como en el caso aquí descrito o la emisión puede ser directa.

Los primeros pasos que se dieron en la predicción del proceso de emisión de dos protones, fueron dados por Goldanskii en los años 60 [Gol60, Gol66], inspirado por el descubrimiento análogo de la emisión de dos neutrones,  $\beta 2n$ , tras la desintegración beta del  $^{11}\text{Li}$ . Goldanskii propuso el proceso espejo  $\beta 2p$  y discutió el mecanismo de emisión de varios candidatos para dicho proceso. Experimentalmente se han observado más de 200 precursores para el proceso  $\beta p$  [BB08]. Para ciertos canales de emisión, solo han sido identificados unos pocos precursores (no llega a una decena para  $\beta 2p$  y para  $\beta 3p$  se conocen tres casos), con lo que este estudio puede contribuir enormemente a su conocimiento.

La metodología para determinar los estados excitados de estos núcleos consiste en la realización de un experimento y su posterior análisis. Los dos mecanismos para poblar estados excitados en los núcleos y poder estudiarlos son la desintegración beta o las reacciones nucleares. Con la desintegración beta tenemos limitados los estados a los que podemos acceder, por la selectividad de sus reglas de transición y una buena resolución. Además, se cuentan con haces muy puros por el proceso de extracción, donde se selecciona exclusivamente el núcleo de estudio. En cambio, con reacciones nucleares, podemos acceder a más estados en detrimento de la resolución, teniendo que limpiar los espectros de todos los productos de la reacción no interesantes (son numerosos, más que en la desintegración beta). Ambos métodos son complementarios, y en este trabajo se ha elegido la desintegración beta para acceder a las resonancias de interés de  $^{33}\text{Cl}$  (poblado en la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ ) y  $^{31}\text{Cl}$ ,  $^{30}\text{S}$ ,  $^{29}\text{P}$  (poblados en la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  a través de canales  $\beta$ ,  $\beta p$  y  $\beta 2p$ ).

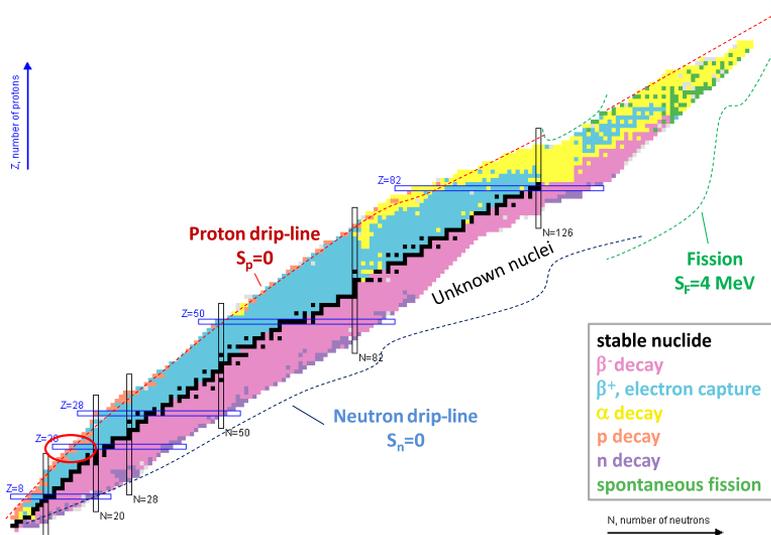
Para medir la desintegración beta de estos núcleos, primero se necesita producirlos y después un dispositivo eficaz donde poder medir los productos de dicha desintegración. Por ello, recurrimos a la instalación de producción de haces radioactivos ISOLDE-CERN, donde situamos nuestro dispositivo experimental. Como es común en medidas de este tipo, el montaje experimental consistió en un blanco de implantación rodeado de detectores sensibles a partículas cargadas y radiación gamma. En este experimento, los observables fueron la energía, ángulos de emisión de los protones y la radiación gamma detectada. Aplicando diferentes técnicas de análisis de datos, podemos determinar los estados nucleares de los núcleos poblados.

En conclusión, aquí se detalla el trabajo experimental realizado así como un estudio detallado de los datos y su interpretación dentro de la estructura nuclear.

## 1.2 Núcleos exóticos y estructura nuclear

Nuestro conocimiento sobre los núcleos atómicos desde su descubrimiento en 1911 por Rutherford, se ha ampliado enormemente, gracias a los modelos nucleares y el avance tecnológico de los aceleradores de partículas con los que podemos producir núcleos inestables.

Actualmente se conocen más de 3000 nucleidos ligados en su estado fundamental, pero estos son solo una parte de los 7000 nucleidos predichos teóricamente. El límite experimental para poder detectar estos núcleos está en orden del  $\mu\text{s}$ , mínimo tiempo que se ha conseguido entre la producción del núcleo y su transporte al sistema de detección. Si la vida media del núcleo es demasiado corta, por debajo de este valor, no será posible su detección. Los núcleos que todavía no se conocen, son aquellos que se encuentran más alejados del valle de la estabilidad, de propiedades exóticas y con comportamientos muy diferentes a los que se conocen. Una pregunta que surge en este punto es ¿dónde están los límites de la estabilidad y cuántos núcleos existen dentro y fuera de dichos límites? Si miramos la figura 1.1, esta frontera viene dada por las líneas de goteo de protones y neutrones, más allá de las cuales, un protón o un neutrón puede ser emitido y no quedar ligado al núcleo. La línea de goteo de protones sólo se conoce experimentalmente hasta  $Z=91$ , y la línea de goteo de neutrones para  $Z>10$  solo se puede estimar a partir de modelos nucleares, con resultados a veces no compatibles entre ellos (en núcleos muy ligeros sí existe información experimental sobre esta línea).



**Figura 1.1** – Tabla de nucleidos diagrama de Segré donde se encuentran representados todas las especies nucleares conocidas en función de su número de protones ( $Z$ ) y neutrones ( $N$ ). Son identificadas según sus modos de desintegración, que siguen un código específico de colores. Las dos líneas de goteo de protones y neutrones así como la línea donde se anula la barrera de fisión marcan el límite de estabilidad, de forma que el espacio en blanco entre éstas y la zona coloreada, es el ocupado por los nucleidos predichos todavía no conocidos. El círculo rojo marca la situación de los núcleos de interés de este trabajo. Tabla tomada de [NND14]

La investigación en estas regiones, cerca de las líneas de goteo, nos ha llevado al descubrimiento de núcleos con estructura fuera de lo común, tales como los llamados núcleos halo, núcleos superpesados o nuevos modos de radioactividad como la emisión directa de uno o dos protones. Estudiar este tipo de núcleos, nos permite obtener información sobre nuevos canales de desintegración, interacción entre nucleones que forman el núcleo o fenómenos astrofísicos de interés, como la formación de elementos más pesados que el  $^{56}\text{Fe}$ .

Los núcleos exóticos son cruciales para el campo de la estructura nuclear; permiten comprobar si los modelos nucleares teóricos, construidos a partir del conocimiento de las propiedades de los núcleos cercanos a la estabilidad, son capaces de describir a este tipo de núcleos. Las técnicas experimentales para el estudio de la estructura nuclear son varias y se dividen entre grandes grupos: reacciones nucleares directas, espectroscopía gamma y espectroscopía de partículas cargadas. En este trabajo, estudiamos núcleos exóticos ligeros, emisores de protones, y la técnica elegida es la espectroscopía de partículas cargadas combinada con espectroscopía gamma.

### 1.3 Desintegración beta

La desintegración beta es una de las principales manifestaciones de la fuerza débil en medios ligados y su estudio a lo largo de la historia reciente de la física, ha dado lugar a grandes descubrimientos. Un ejemplo es el neutrino, postulado teóricamente por Pauli para explicar los espectros continuos de electrones de origen nuclear o la comprobación de la violación de paridad en el famoso experimento con  $^{60}\text{Co}$  de C.S. Wu y colaboradores.

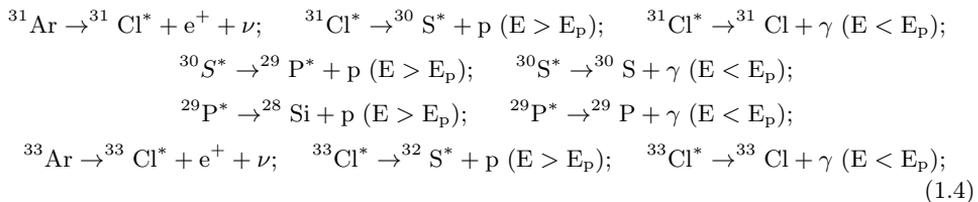
La desintegración beta es un mecanismo por el cual en el interior de un núcleo un protón se transforma en un neutrón ( $\beta^+$ ) o viceversa ( $\beta^-$ ), emitiendo un neutrino/antineutrino y un electrón/positrón. También puede darse el caso de que el núcleo capture un electrón que orbite cercano a él. Esto se conoce como captura electrónica (CE). Para  $\beta^\pm$ , el espectro será continuo, por la presencia del neutrino. Es el proceso de desintegración radiactiva más común seguido de la desintegración alfa (emisión de un núcleo de He) y gamma (emisión electromagnética).

$$\beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (1.1)$$

$$\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (1.2)$$

$$EC : p + e^- \rightarrow n + \nu \quad (1.3)$$

Los núcleos de interés en este trabajo,  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ , se desintegran  $\beta^+/\text{EC}$ . La ecuación 1.2 para nuestros núcleos de interés se traduce en:



### 1.3.1 Desintegración por emisión de partículas beta retardadas

Los núcleos de interés de este trabajo:  $^{33}\text{Ar}$  y  $^{31}\text{Ar}$ , son muy inestables y para disipar su exceso de energía, emiten una partícula  $\beta^+$  seguida por la emisión de protones por parte de los núcleos hijos resultantes (si la energía de los niveles poblados en la desintegración beta es mayor que la energía de enlace del protón). En concreto, se los llama protones beta-retardados ya que su emisión tiene el tiempo característico de la desintegración beta marcado por la interacción débil, proceso largo que puede durar desde ms a muchos años. El  $^{33}\text{Ar}$  únicamente emite un protón, ya que en su ventana energética la  $Q_\beta$  (energía disponible para la desintegración beta) es mayor que la energía de separación de un protón  $S_p(^{33}\text{Cl})$  pero menor que la energía de separación de dos protones  $S_{2p}(^{33}\text{Cl})$ . El  $^{31}\text{Ar}$  puede llegar a emitir hasta tres protones tras la desintegración beta. Es un tipo de desexcitación poco común, pero no es la única presente; la habitual desexcitación gamma desde estados ligados puede darse también en estos núcleos (de hecho será interesante encontrarla). ¿Cómo es posible que ocurra la emisión de un protón, o varios? Esto sucede porque tienen un alto  $Q_{EC}$  (energía disponible para la captura electrónica) y una baja energía de separación protónica. En esta situación, la desintegración beta va a estados resonantes, también llamados no ligados; estados intermedios que podemos imaginar como el protón rotando alrededor del núcleo, atraído débilmente por el mismo. La probabilidad de que supere la barrera coulombiana+centrífuga del núcleo es no nula, es más, la atraviesa, igual que en la desintegración alfa, por efecto túnel cuántico. Dicha probabilidad depende de la energía disponible, la altura de la barrera coulombiana, momento angular del protón emitido y el solapamiento entre los estados inicial y final. Por tanto, dependiendo de estos factores, el efecto de esta barrera influye en los modos de desexcitación de estos núcleos: si la energía del estado excitado emisor de este protón está justo por encima de la energía de separación de protón, tendremos competición entre emisión gamma o protónica, si por el contrario, está muy por encima, solo tendremos emisión protónica. Además, la población a estos estados desciende con mayores energías de excitación, mientras que su despoblación por emisión de protones aumenta a mayor energía. La combinación de estos factores, dará la intensidad total del espectro de protones. Estos estados emisores de protones en este tipo de núcleos ligeros, tienen características muy especiales, que pasamos a comentar en detalle. Las propiedades de estos núcleos se presentan en la tabla 1.1:

Isótopo	$^{33}\text{Ar}$ [ADRA <sup>+</sup> 10]	$^{31}\text{Ar}$ [Kol15]
Vida media	173.1(9) ms	15.1(3) ms
$T_z$	$-3/2$	$-5/2$
$J_p$	$1/2^+$	$5/2^+$
$Q_{EC}$	11.620(30) MeV	18.38(10) MeV
$S_p$	2276.5(5) keV	282.8(4) keV
$S_{2p}$	- MeV	4.3956(7) MeV
IAS en núcleo hijo	5.549(1) MeV	12.313(4) MeV
GTGR en núcleo hijo	8-9 MeV	-
Canales de desintegración	$\beta\gamma, \beta p, \beta p\gamma$ [CS11]	$\beta p, \beta 2p, \beta 3p, \beta 3p\gamma$ [OS13]

**Tabla 1.1** – Propiedades conocidas de  $^{33}\text{Ar}$  y  $^{31}\text{Ar}$ .  $T_z$  es la tercera proyección de isospín,  $J_p$  es el espín y paridad, IAS es el estado álogo isóbaro y GTGR es la resonancia gigante Gamow-Teller.

## 1.4 Teoría de Fermi de la desintegración beta

Para calcular la probabilidad de transición de las desintegraciones beta, recurrimos a la teoría de perturbaciones, y más concretamente a la Regla de Oro de Fermi, suponiendo que la probabilidad de transición es constante en el tiempo.

Si  $H_0$  es el hamiltoniano de los estados estacionarios nucleares y  $V$  una perturbación dependiente del tiempo, tal que  $H = H_0 + \alpha V$  ( $\alpha \ll 1$ ), la probabilidad de transición viene dada por:

$$d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (1.5)$$

donde  $V_{fi} = \langle f|V|i \rangle$  es el elemento de matriz de la interacción  $V$  y  $\rho(E_f)$  es la densidad de estados finales. Una transición ocurrirá más rápidamente si el acoplamiento entre los estados inicial y final es más fuerte; este término de acoplamiento es el elemento de matriz, siguiendo la mecánica de formulación matricial de Heisenberg en la que las funciones de onda no dependen del tiempo, solo de las coordenadas y son los operadores matemáticos (en este caso  $V$ ) los que incluyen la dependencia temporal.

Si aplicamos la ecuación 1.5 a procesos  $N \rightarrow N' + e^+ + \nu$  necesitamos conocer las funciones de onda iniciales y finales, así como la interacción  $V$ . La función de onda inicial es un estado estado estacionario con espín y paridad bien definido. El estado final debe incluir el estado final del núcleo residual así como la función de onda del electrón y el neutrino, que se pueden aproximar por ondas planas normalizadas a un cierto volumen. Por último, la interacción  $V$  viene dada por la combinación de los operadores matemáticos vector (transiciones Fermi, ver sección 1.5) y vector axial (transiciones Gamow-Teller, sección 1.5, [BM98]). Las funciones de onda inicial y final  $|i \rangle$  y  $|f \rangle$  y el operador de la interacción  $O_{V-A}$  vienen dados en las ecuaciones 1.6, 1.7 y 1.8 respectivamente.

$$|i\rangle = |J_0, m_0\rangle \quad (1.6)$$

$$|f\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{p}\vec{r}/\hbar} \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{q}\vec{r}/\hbar} |J_f, m_f; \zeta_f\rangle \quad (1.7)$$

$$O_{V-A} = \sum (\tau_{\mp}(j) + \frac{G_V}{G_A} \sigma \tau_{\mp}(j)) \quad (1.8)$$

donde  $\vec{p}$  es el momento del electrón y  $\vec{q}$  el del neutrino.  $G_V$  y  $G_A$  son las constantes de acoplo vector y vector-axial así como  $\tau_{\mp}(j)$  es el operador subida/bajada de isospín y  $\sigma$  es el operador de espín.

La densidad de estados finales con electrones con momento entre  $p$  y  $p+dp$  y neutrinos con momento entre  $q$  y  $q+dq$  viene dado por la ecuación:

$$\rho(E_f) = \frac{dn}{E_f} = \frac{V^2}{4\pi^4 c^3 \hbar^6} p^2 dp q^2 dq \quad (1.9)$$

Además, tenemos que tener en cuenta la interacción coulombiana entre la carga  $Z'$  del núcleo residual y la carga del electrón o positrón emitido (frena a los electrones y acelera a los positrones), expresada en la función de Fermi  $F(Z', p)$  así como las transiciones prohibidas (sección 1.5), por las que se introduce el factor de forma  $S(p, q)$ . Este factor de forma es la unidad para las transiciones permitidas.

La probabilidad de desintegración de la ecuación 1.5 pasa a estar descrita por la ecuación 1.10:

$$d\lambda = \frac{G^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} |M_{fi}|^2 F(Z', p) p^2 (Q - T_e)^2 S(q, p) \quad (1.10)$$

donde  $T_e$  es la energía cinética del electrón emitido y  $M_{fi}$  el elemento de matriz nuclear,  $S(p, q)$  el factor de forma,  $G$  la constante de acoplo.

La distribución del momento del electrón/positrón emitido viene dada por la ecuación:

$$N(p) = \frac{G^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} (\sqrt{(Q - T_e)^2 - m_e^2 c^4} (Q - T_e) p^2) F(Z' p) |M_{fi}|^2 S(p, q) \quad (1.11)$$

donde  $\sqrt{(Q - T_e)^2 - m_e^2 c^4}$  es el factor estadístico derivado de la densidad de estados finales accesibles.

## 1.5 Fermi, Gamow Teller y reglas de selección

La magnitud  $|V_{fi}|^2$  depende de las funciones de onda nucleares, de modo tal que estas últimas a su vez dependen de cómo son emitidos los electrones/positrones y neutrino/antineutrino. Si el electrón y neutrino emergen con sus dos espines opuestos ( $S=0$ ), hablaremos de transiciones tipo Fermi. Por el contrario si el electrón y neutrino emergen con sus dos espines paralelos, dando un momento total de espín  $S=1$ , tendremos transiciones tipo Gamow Teller (ver figura 1.2). Además, si estas dos partículas ligeras son emitidas sin llevarse momento

angular, no hay cambio de momento angular entre los estados nucleares iniciales y finales; estamos ante transiciones permitidas. En cambio, si son emitidas con momento angular  $L$ , estamos ante transiciones mucho más suprimidas, por eso las llamamos prohibidas. Cada unidad extra del momento angular reduce la probabilidad de transición en un factor  $10^{-3}$  o  $10^{-4}$ . En el caso de las transiciones permitidas, no hay cambio en la paridad del núcleo dada por  $P=(-1)^l$ . Considerando la conservación del momento angular en los procesos nucleares, se obtienen las reglas de selección dadas por las expresiones 1.12, 1.15 y 1.16:

### Transiciones permitidas tipo Fermi

$$\Delta J = 0; \quad \Delta T = 0 \quad (T_i = T_f = 0 \text{ descartado}); \quad \Delta T_z = \pm 1; \quad \Delta P = 0 \quad (1.12)$$

donde  $\Delta J = |J_f - J_i| = \vec{s}_e + \vec{s}_\nu + L$  es la diferencia entre los espines de los estados nucleares, que coincide con el momento angular total que poseen los leptones.  $\Delta T$  es el cambio de isospín,  $\Delta T_z$  es el cambio en la tercera componente de isospín y  $\Delta P$  es el cambio de paridad.

Para un núcleo, la tercera componente de isospín  $T_z$  es  $T_z = \frac{1}{2}(N - Z)$  y el estado fundamental tiene como valor de isospín  $T = |T_z|$ . Para los núcleos de interés en este trabajo,  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ , el cálculo de isospín viene descrito en las expresiones 1.13 y 1.14:

$$^{33}_{18}\text{Ar}_{15} \Leftrightarrow T_z = \frac{1}{2}(15 - 18) = -\frac{3}{2} \Leftrightarrow T = \frac{3}{2} \quad (1.13)$$

$$^{31}_{18}\text{Ar}_{13} \Leftrightarrow T_z = \frac{1}{2}(13 - 18) = -\frac{5}{2} \Leftrightarrow T = \frac{5}{2} \quad (1.14)$$

Las transiciones Fermi Puras del tipo  $0^+ \rightarrow 0^+$  se llaman transiciones superpermitidas. En este tipo de transiciones las funciones de onda de los estados iniciales y finales tiene un gran solapamiento, es decir, no hay casi cambio en las configuraciones iniciales y finales (idénticas excepto en  $T_z$ ). Por ello, suelen corresponder a transiciones  $\beta^+$  entre estados de los miembros de un multiplete de isospín, ver sección 1.6.1.

### Transiciones permitidas tipo Gamow-Teller

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (J_i = J_f = 0 \text{ descartado}); \quad \Delta T = 0, 1 \quad (T_i = T_f = 0 \text{ descartado}); \quad (1.15)$$

$$\Delta T_z = \pm 1; \quad \Delta P = 0$$

En las transiciones Gamow-Teller, podrá haber un cambio en el isoespín, además de un cambio en su tercera componente. Las transiciones Gamow-Teller puras son las que tienen  $\Delta J = \pm 1$  como  $0^+ \rightarrow 1^+$ , donde hay un cambio de espín, sin cambio de paridad. Todas las demás transiciones en las que  $\Delta J = 0$  y  $J_i \neq 0$  son las transiciones mezcla Gamow Teller-Fermi, y es el caso más general.

### Transiciones prohibidas

Como se ha explicado anteriormente las transiciones permitidas son aquellas en las que no hay cambio de momento angular, es decir, dichas transiciones son entre orbitales de igual onda s,p,d,f,g... y son las de mayor intensidad. Sin embargo, existen transiciones mucho menos intensas que ocurren entre estados de distinto momento orbital, en las que las partículas emitidas se llevan momento angular y hay un cambio de espín de más de una unidad en los estados nucleares. Estas transiciones suprimidas atendiendo al momento angular orbital  $L$  que poseen los leptones se clasifican en primeras prohibidas cuando  $L=1$ , siendo la diferencia entre los espines nucleares es 0, 1 o 2 con cambio de paridad (si la diferencia de espín es 2 se las llama transiciones primeras prohibidas únicas). Cuando el momento angular es  $L=2$  estamos antes transiciones segundas prohibidas, siendo la diferencia entre los espines nucleares es 2 o 3 sin cambio de paridad (si la diferencia de espín es 3 se las llama transiciones segundas prohibidas únicas).

La clasificación de las transiciones prohibidas según su momento angular (hasta  $L=2$ ) se muestran en las expresiones de 1.16:

$$\begin{array}{llll}
 \text{Primera prohibida} & (L = 1) : & \Delta J = 0, \pm 1; & \Delta P = -1 \\
 \text{Primera prohibida (única)} & (L = 1) : & \Delta J = \pm 2; & \Delta P = -1 \\
 \text{Segunda prohibida} & (L = 2) : & \Delta J = \pm 2; & \Delta P = +1 \\
 \text{Segunda prohibida (única)} & (L = 2) : & \Delta J = \pm 3; & \Delta P = +1
 \end{array} \quad (1.16)$$

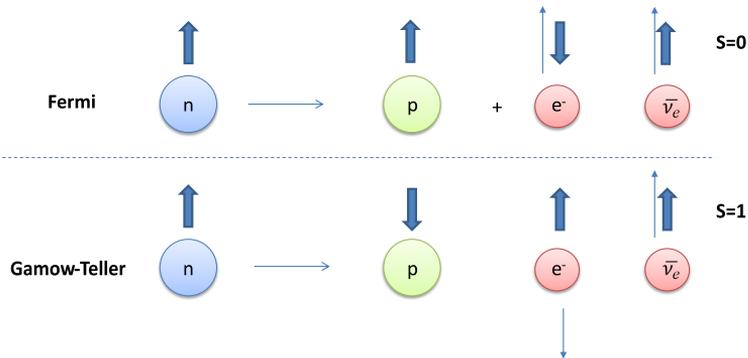


Figura 1.2 – Esquema de las transiciones beta tipo Fermi y Gamow-Teller

## 1.6 Distribución de intensidad $\beta$ Gamow-Teller

La intensidad de una transición beta (Fermi y/o Gamow-Teller) es usualmente dada en términos de su probabilidad de transición reducida o valor  $ft$ , donde  $f$  es la integral de Fermi, o factor de espacio fásico, que depende de la carga del núcleo residual y de la energía cinética máxima del electrón emitido y  $t$  es la semivida del estado poblado por la transición beta. Este valor, nos va a dar información sobre la población de los estados. Para determinar el valor  $ft$  partimos de la integral de la ecuación 1.10:

$$\lambda = \frac{G^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} |M_{fi}|^2 \int_0^{p_{max}} F(Z', p) p^2 (Q - T_e)^2 S(q, p) dp \quad (1.17)$$

$$f(Z', Q) = \frac{1}{m_e^5 c^7} \int_0^{p_{max}} F(Z', p) p^2 (Q - T_e)^2 S(q, p) dp \quad (1.18)$$

donde  $\lambda$  es la probabilidad de transición, en la que se observa la contribución cinemática dada por la función de Fermi  $F(Z', p)$  y la contribución nuclear por el elemento de matriz  $M_{fi}$ .

La probabilidad de transición se relaciona con el periodo de semidesintegración parcial  $t_{1/2}$  del estado:

$$\lambda = \frac{Ln2}{t_{1/2}} \quad (1.19)$$

Sustituyendo el valor de  $\lambda$  de la ecuación 1.17 en la ecuación 1.19 y engoblamos todas las constantes en una única, denominada  $K$ , el valor  $ft$  que obtenemos viene dado por la ecuación:

$$ft = f(Z', Q) t_{1/2} = \frac{K}{G^2 |M_{fi}|^2} \quad (1.20)$$

$$K = \frac{2\pi^3 \hbar^7 Ln2}{m_e^5 c^4} \quad (1.21)$$

El valor  $ft$  depende solamente del elemento de matriz nuclear, por lo que nos proporciona información acerca de la estructura nuclear.

El factor  $G^2 |M_{fi}|^2$  puede escribirse en función de los elementos de matriz reducidos para la parte Fermi  $M_F$  y Gamow-Teller  $M_{GT}$  :

$$G^2 |M_{fi}|^2 = g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2 \quad (1.22)$$

Si introducimos la ecuación 1.22 en la ecuación 1.20, el valor  $ft$  para una transición beta dada es:

$$ft = f(Z', Q) t_{1/2} = \frac{K}{g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2} \quad (1.23)$$

Los valores experimentales  $ft$  [SRWT98] nos permiten clasificar las transiciones beta tipo Fermi y Gamow-Teller en permitidas y prohibidas, explicadas en la sección 1.5. Los valores más bajos de  $\log ft$  corresponden a las transiciones superpermitidas ( $\log ft = [2.9-3.7]$ ) y permitidas ( $\log ft = [4.4-6.0]$ ). A partir de  $\log ft = 6$  tenemos las transiciones prohibidas, menos probables y con valores más altos de  $\log ft$ .

Por último, expresando el periodo de semidesintegración parcial en función del periodo de semidesintegración total, ecuación 1.24 y sabiendo que los elementos de matriz reducidos para la parte Fermi  $M_F$  y Gamow-Teller  $M_{GT}$  son las intensidades de la distribución Fermi y Gamow-Teller, respectivamente,  $|M_F|^2 = B_F$ ,  $|M_{GT}|^2 = B_{GT}$ , tenemos la ecuación 1.25:

$$t_{1/2} = \frac{T_{1/2}}{BR} \quad (1.24)$$

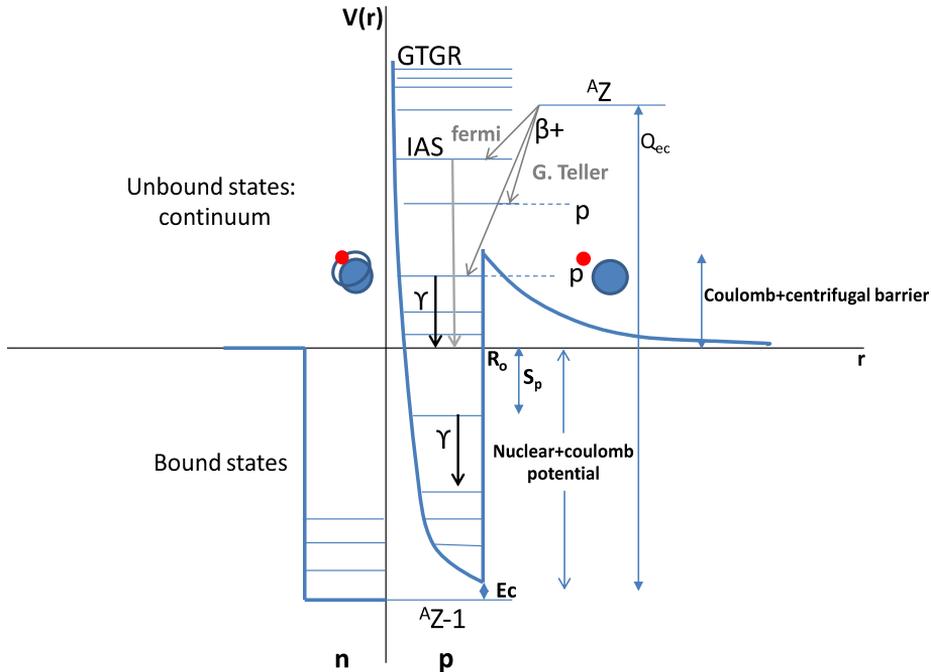
$$ft = f \frac{T_{1/2}}{BR} = \frac{K}{g_V^2 B_F + g_A^2 B_{GT}} \quad (1.25)$$

Si despejamos la intensidad de distribución Gamow-Teller,  $B_{GT}$ , de la ecuación 1.25, (suponiendo que  $B_F = 0$ ), obtenemos la ecuación 1.26:

$$B_{GT} = \frac{\frac{K}{g_V^2}}{\frac{g_A^2}{g_V^2} f \frac{T_{1/2}}{BR}} \quad (1.26)$$

### 1.6.1 Fermi e IAS (Isobaric Analog State)

Los estados resonantes o no ligados desde los que ocurre la emisión protónica pueden ser alimentados en la desintegración beta con distintas probabilidades siendo las transiciones más intensas las transiciones permitidas de tipo Fermi o Gamow-Teller. Dichos estados se muestran gráficamente en la figura 1.3.



**Figura 1.3** – Gráficamente se muestran los estados resonantes que se pueblan tras una desintegración beta en núcleos  $Z > N$ . Su desexcitación depende de la barrera coulombiana y centrífuga (si el protón emitido lleva momento angular no nulo). La presencia del potencial coulombiano, hace que el pozo de potencial no sea tan profundo ( $E_c$ , energía de coulomb en el dibujo) como en el caso de los neutrones, eléctricamente neutros. Muy por encima de la barrera solo se da emisión protónica (salvo en el IAS, que también puede desexcitarse por gamma), mientras que en estados justo por encima de la separación hay competición entre gamma y emisión por partículas. Se muestra como la resonancia gigante, análoga al IAS para transiciones Gamow Teller, queda fuera del alcance de la desintegración beta.

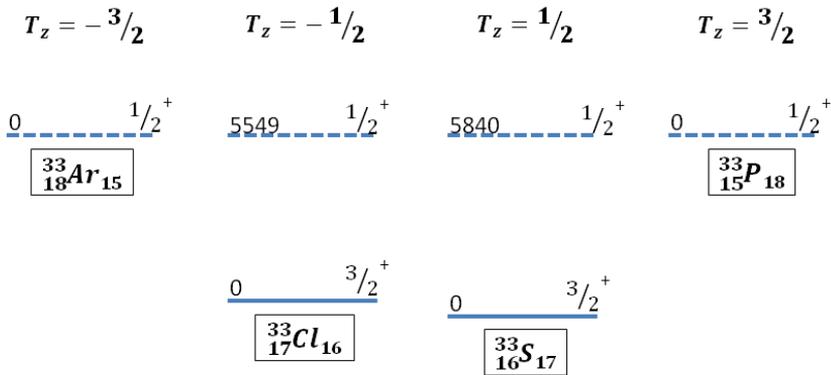
En los casos en los que la desintegración beta ocurra entre los componentes de un multiplete isobárico, (núcleos isobáricos con el mismo espín e isospín  $T$  y diferentes carga y proyección  $T_z$ ), la transición tipo Fermi está concentrada en un único estado final, llamado Isobaric Analog State (IAS) o Isobaric Analog Resonance (IAR). La alimentación a este nivel es muy grande y puede tener una pequeña componente Gamow-Teller (salvo las transiciones  $0^+ \rightarrow 0^+$  que son Fermi puras). Su transición es muy favorecida, ya que se trata de una transición superpermitida en el que el solapamiento de funciones de onda del estado inicial y final es muy grande ya que son similares (el protón pasa a ser un neutrón sin cambiar de orbital).

Este estado solo es accesible por desintegración beta en el caso de núcleos ligeros con  $Z > N$  y tiene las mismas propiedades que el inicial desde donde se emite la partícula beta (mismo espín, isospín y paridad), salvo por la energía de Coulomb (ya que en la transición ha habido el intercambio de un protón por un neutrón y esto solo afecta a la tercera componente de isospín). Esta afirmación es cierta siempre que se suponga que las fuerzas nucleares son independientes de la carga, por lo que un protón y un neutrón se comporten como una misma partícula (nucleón) y esta simetría de carga no se conserva totalmente debido a las fuerzas

electromagnéticas. Ciertamente, encontramos que estos estados análogos son muy próximos en energía, como se muestra en la tabla 1.2 y figura 1.4:

Isótopo	$^{33}\text{Ar}$	$^{33}\text{Cl}$	$^{33}\text{S}$	$^{33}\text{P}$
$T_z$	$-3/2$	$-1/2$	$1/2$	$3/2$
$J^\pi$	$1/2^+$	$1/2^+$	$1/2^+$	$1/2^+$
Niveles análogos (keV)	g.state	5549(3)	5840.1(4)	g.state
Modelo de capas	pp $\bullet\bullet 1d_{3/2}$ n $\circ 2s_{1/2}$	pp $\bullet\bullet 1d_{3/2}$ p $\bullet 2s_{1/2}$	nn $\circ\circ 1d_{3/2}$ n $\circ 2s_{1/2}$	nn $\circ\circ 1d_{3/2}$ p $\bullet 2s_{1/2}$

**Tabla 1.2** – Cuarteto de isospín con  $A=33$  y  $T = \frac{3}{2}$ . Sus miembros pueden ser vistos como diferentes estados de la misma partícula. Gráficamente es como imaginar un estado energético rotando en el espacio abstracto de isospín y como consecuencia de esta rotación surgen las diferentes proyecciones de isospín que dan cuenta de la diferente carga de cada miembro. Por tanto, habrá estados análogos de misma energía (salvo por la diferencia de Coulomb) en los diferentes núcleos del multiplete, que tienen  $T_z$  distintos



**Figura 1.4** – Cuarteto de isospín con  $A=33$  y  $T = \frac{3}{2}$

Ahora bien, la emisión protónica desde este estado análogo, viola la conservación de isospín, es una transición prohibida, es decir, en  $^{33}\text{Ar}$  el estado fundamental tiene un isospín y proyección  $T = \frac{3}{2}$ ,  $T_z = -\frac{3}{2}$ , en IAS( $^{31}\text{Cl}$ )  $T = \frac{3}{2}$  y  $T_z = \frac{1}{2}$  y en  $^{32}\text{S}$   $T=0$ . Para pasar de  $T = \frac{3}{2}$  a  $T=0$ , el protón no es suficiente para realizar la transición (el protón tiene isospín  $T = \frac{1}{2}$ ). Por tanto, ¿cómo es posible que haya emisión, y tan intensa desde este estado? Se debe a que la alta población del estado análogo (transición super-permitida) y su alta energía de excitación, hacen que sea preferencial la desexcitación por emisión de partícula frente a la desexcitación gamma (está presente y en  $^{33}\text{Ar}$  se ha detectado experimentalmente). Como consecuencia de la violación de isospín, la anchura del estado del IAS será estrecha, es más, es la más estrecha de todo el espectro de protones (evidentemente en este caso la anchura del pico de protones en el espectro está dominado por la resolución del detector). Dependiendo de donde se encuentre situado este nivel energético IAS, su protón emitido siempre irá al mismo estado final en el núcleo hijo, o bien se emitirán varios protones de diferentes energías,

poblando muchos estados excitados, presentando una gran fragmentación. Cuando ocurre lo primero, caso de  $^{33}\text{Ar}$ , el IAS está situado a un nivel bajo en la ventana  $Q_{EC}$  y tendremos un espectro de protones dominado por el pico procedente de esta emisión tipo Fermi; en cambio, en  $^{31}\text{Ar}$  se encuentra a alta energía, la desexcitación del nivel se fragmenta entre varios estados y además otros modos de desintegración compiten. Como consecuencia, no hay ningún pico que destaque tanto en intensidad y que proceda del IAS.

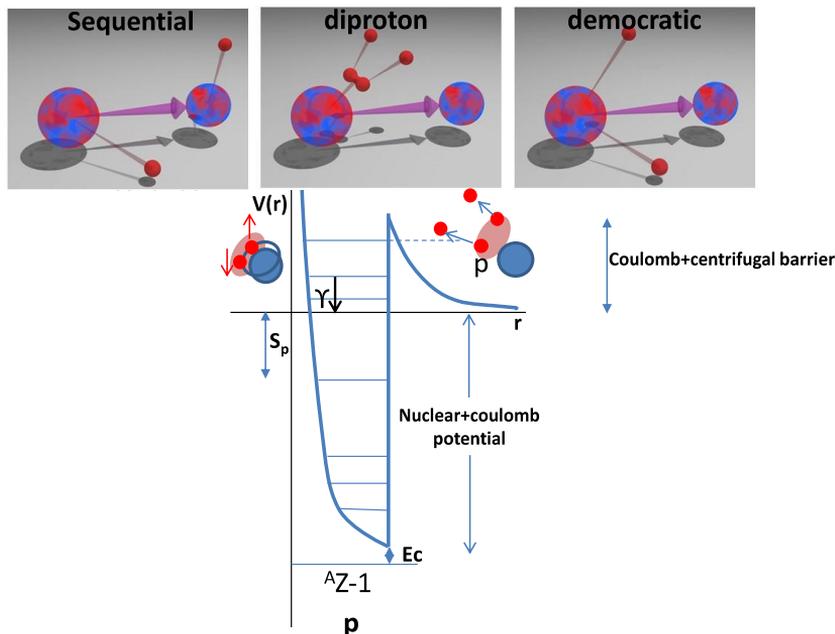
Con respecto a las transiciones Gamow-Teller en este tipo de núcleos, podemos decir que son la mayoría; pueblan numerosos estados que no son el IAS. La intensidad Gamow Teller, está muy repartida entre muchos estados a diferencia de la de Fermi, como hemos visto. Sin embargo, mucha de la intensidad se encuentra en la resonancia gigante Gamow-Teller (GTGR), excitación colectiva de protones y neutrones que cambian la dirección de sus espines e isospines sin cambiar de orbital, haciendo que el núcleo se comprima y descomprima sin cambio de forma. Es una resonancia análoga al estado inicial del núcleo padre que sufre la desintegración, y que normalmente se encuentra a energías inaccesibles para la desintegración beta (suele estar unos MeV por encima de IAS). Además, se ha observado un fenómeno de quenching  $q$ , en el que la fuerza Gamow-Teller experimental es significativamente más baja que la teórica calculada por la regla suma  $\sum B(GT-) - \sum B(GT+) = 3(N - Z)$ . Su origen parece deberse a la interacción con configuraciones altamente excitadas muy por encima de la GTGR. El factor de quenching depende de las configuraciones involucradas y de la masa. Para los isótopos de Ar y capa sd  $q^2=0.5$ .

## 1.7 Emisión de más de una partícula

Cuando tenemos emisión de más de una partícula (dos protones), la situación es más compleja, ya que pueden emitirse a la vez, o de manera secuencial con estados intermedios. Los mecanismos son los siguientes (ver figura 1.5):

- Emisión directa o modelo de diprotón: en este caso la energía de separación para un solo protón es positiva y la energía de separación para dos protones es negativa debido a la fuerza de pairing. Una pareja de protones atraviesa como una sola entidad la barrera coulombiana en un estado correlacionado de singlete. Al atravesar la barrera este par se rompe por la fuerza de repulsión de Coulomb entre ellos emitiéndose dos protones libres.
- Emisión directa o democrática: se entiende como una ruptura de tres cuerpos simultánea en el continuo. La barrera coulombiana favorece la emisión de dos protones con energías parecidas. El espectro se vuelve continuo y hay una clara correlación angular.
- Emisión secuencial: los dos protones en este caso no se emiten a la vez, se emiten desde núcleos diferentes. El primero se emite en cuasi reposo (ya que la energía de retroceso del núcleo hijo es de unos pocos centenares de eV) desde el hijo resultante de la desintegración beta y los siguientes se emiten en movimiento desde los núcleos emisores de protones. Tendremos un espectro discreto de energías, con el segundo de los picos más ancho debido este efecto Doppler. La correlación angular en este caso es casi inexistente.

$^{31}\text{Ar}$  ha resultado ser un buen ejemplo de esta emisión retardada de 2 protones. Hasta ahora se ha comprobado experimentalmente que se desexcita por medio de emisión secuencial principalmente, y aunque teóricamente se ha visto que puede haber una emisión directa, no se ha observado todavía.



**Figura 1.5** – Los tres mecanismos para la emisión de dos protones. Las tres imágenes de la parte superior de la figura son tomadas de [cen08]

A continuación exponemos las fórmulas que gobiernan la emisión de más de una partícula, aplicada para el caso de  $^{31}\text{Ar}$ .

Despreciando la energía residual de  $^{31}\text{Cl}$  tras la desintegración beta, estando en el sistema de referencia de centro de masas ( $^{31}\text{Cl}$  en reposo), y teniendo en cuenta la energía de retroceso del núcleo hijo que se forma, la energía cinética  $E_{1p}$  del primer protón emitido para  $^{31}\text{Ar}$  viene dada por la ecuación 1.27:

$$E_{1p} = (E_{31\text{Cl}}^* - S_{1p} - E_{30\text{S}}^*) \frac{M_{30\text{S}}}{M_{30\text{S}} + M_{1p}} \quad (1.27)$$

donde  $E_{31\text{Cl}}^*$  es la energía del estado excitado de  $^{31}\text{Cl}$ ,  $E_{30\text{S}}^*$  es la energía del estado excitado de  $^{30}\text{S}$ ,  $S_{1p}$  es la energía de separación de un protón,  $M_{1p}$  es la masa del protón y  $M_{30\text{S}}$  la masa de  $^{30}\text{S}$ .

La energía disponible para la emisión de un protón  $Q_{1p}$  es:



La energía disponible para la emisión de dos protones es:

$$\begin{aligned} Q_{2p} &= E_{29p} + E_{1p} + E_{2p} = \frac{(P_{1p} + P_{2p})^2}{2M_{29p}} + \frac{P_{1p}^2}{2M_{1p}} + \frac{P_{2p}^2}{2M_{1p}} = \\ &= E_{1p} + E_{2p} + \frac{M_p}{M_{29p}}(E_{1p} + E_{2p} + 2\sqrt{E_{1p}E_{2p}}\cos\theta_{2p}) \end{aligned} \quad (1.34)$$

donde  $E_{1p}$  y  $E_{2p}$  son las energías del primer y segundo protón en el sistema centro de masas en el que  $^{31}\text{Cl}$  está en reposo,  $\cos\theta_{2p}$  es el ángulo relativo entre los dos protones emitidos, que viene dado por:

$$\cos\theta_{2p} = \frac{\tilde{P}_{1p} \cdot \tilde{P}_{2p}}{|\tilde{P}_{1p}| |\tilde{P}_{2p}|} \quad (1.35)$$

Para pasar de la energía  $E'_{2p}$  a la energía  $E_{2p}$  utilizamos la transformación galileana y la conservación de momento siguientes:

$$\tilde{v}_{2p} = \tilde{v}'_{2p} + \tilde{v}_{30S} \quad (1.36)$$

$$v_{30S} = \frac{M_p v_{1p}}{M_{30S}} \quad (1.37)$$

$$\begin{aligned} E_{2p} &= \frac{1}{2}M_{2p}(v_{2p})^2 = \frac{1}{2}M_{2p}(v'_{2p})^2 + M_{2p}v'_{2p}v_{30S} + \frac{1}{2}M_{2p}(v'^{30S})^2 = \\ &= E'_{2p} + \left(\frac{M_p}{M_{30S}}\right)^2 - 2\frac{M_p}{M_{30S}}\sqrt{E'_{2p}E_{1p}}\cos\theta_{2p} \end{aligned} \quad (1.38)$$

De manera análoga para el caso de emisión de 3 protones:

$$\begin{aligned} Q_{3p} &= E_{1p} + E_{2p} + E_{3p} + \frac{M_p}{M_{28Si}}(E_{1p} + E_{2p} + E_{3p} + 2\sqrt{E_{2p}E_{1p}}\cos\theta_{12} + \\ &2\sqrt{E_{1p}E_{3p}}\cos\theta_{23} + 2\sqrt{E_{2p}E_{3p}}\cos\theta_{23}) \end{aligned} \quad (1.39)$$

La ventaja de las ecuaciones 1.29, 1.34 y 1.39, es que son independientes del modo de emisión.

Por último, comentar, que existe la emisión de dos protones directamente del estado fundamental, sin necesidad de sufrir una desintegración beta, esto es lo que se conoce como radiactividad de 2p. Godalnskii ya lo predijo teóricamente, no ha sido identificado en  $^{31}\text{Ar}$ , pero en otros núcleos como  $^{45}\text{Fe}$  sí ha sido encontrado experimentalmente [GBB<sup>+</sup>07]. En este caso, como en el de emisión directa más arriba comentada, también la pareja de protones tiene que escapar del núcleo superando la barrera coulombiana. Midiendo las energías de am-

bos protones y sus correlaciones angulares, se puede obtener información sobre la interacción nucleón-nucleón.

En conclusión, el estudio de emisión protónica ha ayudado al entendimiento de la estructura nuclear (estudio de niveles en la vecindad de la línea de goteo de protones), deformación nuclear y masas (predicciones de los modelos de masas en esta región) así como es un ejemplo del efecto túnel cuántico.

## 1.8 El experimento IS577

### 1.8.1 Objetivo del experimento

El objetivo del experimento IS577 es obtener información sobre la estructura nuclear de los núcleos hijos poblados en la desintegración de los núcleos exóticos  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$  mediante espectroscopía de partículas cargadas. En el caso de  $^{33}\text{Ar}$ , el reto es observar estados excitados a alta energía de  $^{33}\text{Cl}$  no identificados, así como detectar protones de muy baja energía y situarlos en el esquema de niveles, completando la información existente sobre la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ . El dispositivo experimental con un diseño novedoso y de gran calidad, optimizado para la detección de protones en rangos muy amplios de energía, es muy adecuado para este propósito. El sistema se completa con detectores de radiación gamma.

En el caso de  $^{31}\text{Ar}$ , emisor de más de una partícula, se vuelve importante estudiar el mecanismo de emisión de dos y tres protones; en la emisión de más de una partícula la cinemática no es dada exactamente por la conservación de energía y momento y es interesante estudiar el proceso de ruptura. Este experimento, que cuenta con más estadística que trabajos previos, nos permitirá estudiar con más detalle los canales de desintegración  $\beta 2p$  y  $\beta 3p$ . Identificar nuevos estados excitados a alta energía de  $^{30}\text{S}$ , que pueden estar implicados en la emisión de 3 protones y nos permitirá establecer un mejor esquema de desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ .

Asimismo, otro objetivo es determinar las anchuras relativas de protón y gamma de estados excitados de  $^{30}\text{S}$  justo por encima de la energía de separación de protones, en los que se da competición entre desexcitación gamma o emisión de protones. Las propiedades de los estados excitados de  $^{30}\text{S}$  determinan la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$ , reacción presente en entornos estelares y de importancia para el proceso rp.

Por último, es interesante comparar la diferencia en la fragmentación de la desintegración desde los estados análogos IAS de los dos núcleos de interés en este trabajo. Se observa una gran fragmentación en la emisión de protones desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  a diferencia del IAS de  $^{33}\text{Cl}$ , que solo está conectado a un estado final de  $^{32}\text{S}$ .

En la figura 1.7 se muestran los esquemas de desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ :

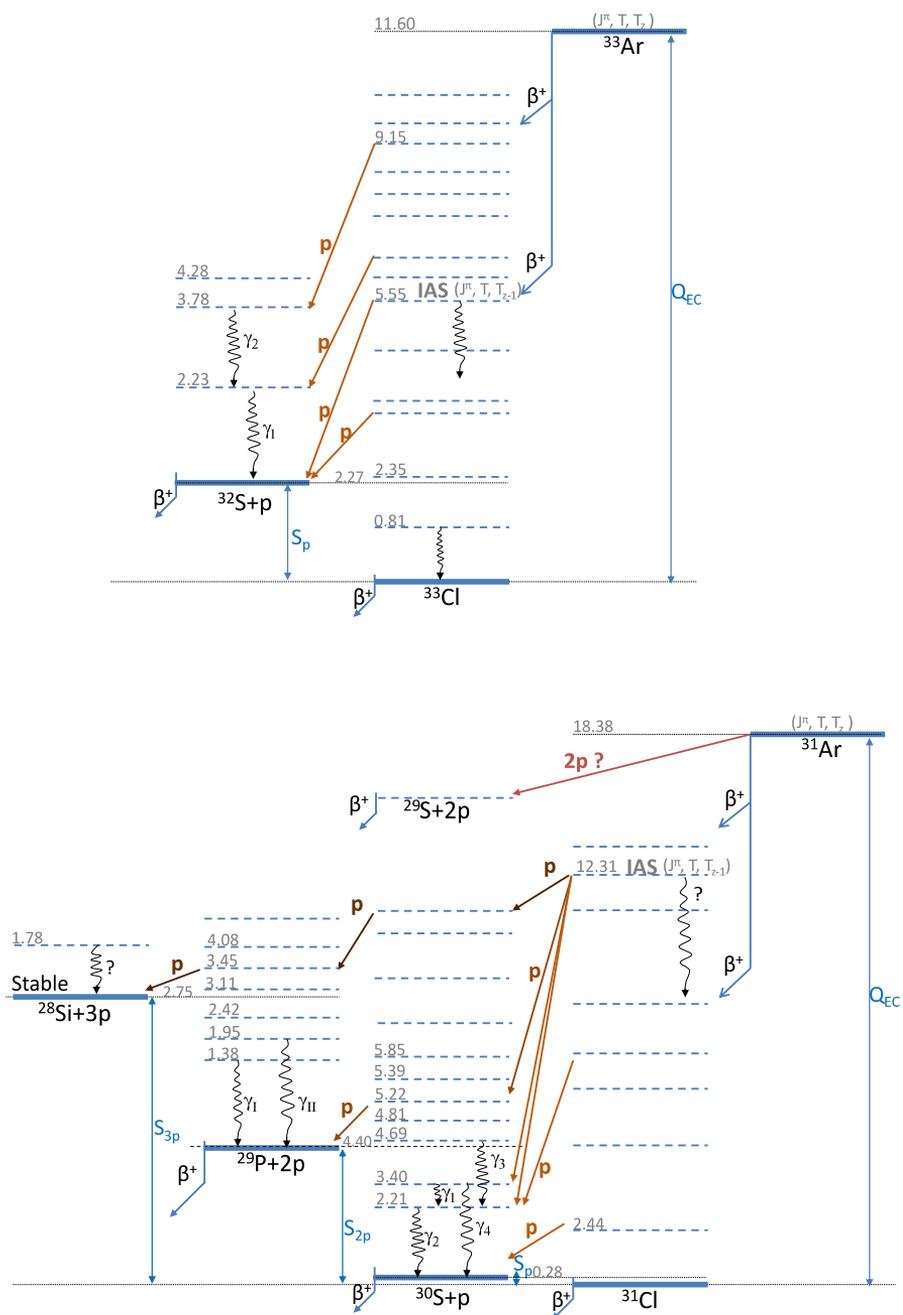


Figura 1.7 – Esquemas de desintegración de  $^{33}\text{Ar}$  y  $^{31}\text{Ar}$ . Gracias a la espectroscopía de protones, somos capaces de estudiar la estructura nuclear de sus descendientes.

## 1.8.2 Estudios anteriores de $^{33}\text{Ar}$ y $^{31}\text{Ar}$

### Estudios anteriores de $^{33}\text{Ar}$

$^{33}\text{Cl}$  ha sido ampliamente estudiado desde los años 50 a través de diferentes reacciones, como dispersión elástica de  $^{32}\text{S}(p,p)^{32}\text{S}$  [FP74, OHL58, AGG<sup>+</sup>70], dispersión inelástica de  $^{32}\text{S}(p,p\gamma)^{32}\text{S}^*$  [OHL58, ALP<sup>+</sup>73], captura protónica  $^{32}\text{S}(p,\gamma)^{33}\text{Cl}^*$  [VDLE58, EIR72, APB74, AHSM76, TGM<sup>+</sup>06] y reacciones de stripping ( $^{32}\text{S}(d,n)^{33}\text{Cl}$  [MT60, EGD<sup>+</sup>72, EBG<sup>+</sup>88] y  $^{32}\text{S}(^3\text{He},d)^{33}\text{Cl}$  [Mor70, KY72]).

En los trabajos de dispersión elástica e inelástica las propiedades de 9 niveles de  $^{33}\text{Cl}$  fueron determinados en los rangos de energías 5-6 [OHL58] y 6-7 MeV [FP74]. Se propusieron estas medidas para proporcionar una más completa descripción de esta región de excitación que la proporcionada anteriormente por otros trabajos de reacciones [EIR72, KY72] que solo llegaban hasta energías de 4 MeV o de desintegración beta [HESC71] (que dieron alguna información sobre estados hasta la energía de 5 MeV).

Los trabajos de captura protónica se realizaron por su importancia en astrofísica, en concreto en el proceso rp. Los estados poblados en la captura protónica pueden volver a emitir un protón o pueden desexcitarse por emisión gamma, es decir, existe competición entre la emisión de protones y desexcitación gamma desde los niveles excitados de  $^{33}\text{Cl}$ . En [EIR72] mediante la reacción  $^{32}\text{S}(p,\gamma)^{33}\text{Cl}^*$ , determinan estados desde 5 a 7 MeV y se observan dos gammas que van del IAS hasta el primer estado excitado, y al fundamental. En [AHSM76], se proporciona información sobre estados de baja energía de excitación 2-4MeV. En [TGM<sup>+</sup>06], la motivación fue la determinación de estos estados, ya que las transiciones de protones desde estados de  $^{33}\text{Cl}$  se usan para calibrar otros isótopos como  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{32}\text{Ar}$ . Desde el espectro gamma de entre 3-5 MeV se determinaron varios estados entre 3-5 MeV.

En estos estudios de captura protónica fueron determinados estados excitados hasta 8 MeV. Hay que destacar, que en uno de los artículos más antiguos usando reacciones de captura (1956) [VDLE58], dos transiciones de protones fueron vistos a bajas energías, 580 keV y 587 keV, correspondiendo a estados excitados a 2.85 MeV y 2.86 MeV. Esto se completó con las medidas de Leonard (1976) [AHSM76], quien además identificó un estado a más baja energía, 1986 keV por la desexcitación gamma (este nivel está por debajo de la energía de separación protónica de 2276 keV, no se emiten protones desde este estado). En este trabajo también se pudo determinar el espín y vidas medias de las resonancias encontradas hasta 4 MeV así como el valor de la energía de separación de protones. Esto es interesante, dado que en los trabajos de desintegración beta, que más adelante detallaré, hasta la fecha, no se han visto protones de tan bajas energías (el más bajo es de 764 keV).

Los experimentos de desintegración beta de  $^{33}\text{Ar}$  comenzaron en los años 60 gracias a P.L. Reeder et al [RPE64] y J.C. Hardy et al. [HV65]; estos últimos determinaron el estado IAS del  $^{33}\text{Ar}$  a 5.55 MeV y la semivida del núcleo en 178(10) ms. Además propusieron otros dos estados de  $^{33}\text{Cl}$  a 5.75 MeV y 5.56 MeV. Este mismo autor en 1971 participó en otro experimento, muy completo, sobre el desintegración beta de  $^{33}\text{Ar}$  y  $^{17}\text{Ne}$  [HESC71]. Se

vuelve a medir la semivida, esta vez con menos incertidumbre, 173(2) ms y se calcula además de la energía del IAS, su razón de ramificación, 26.7(27) %. Las emisiones de protones que se identifican están en completo acuerdo con la información previa. Se continúa con este tipo de medidas a finales de la década de los 80, principio de los 90 con los trabajos de Borge et al. (1987) [BDE<sup>+</sup>87] y Shardt y Riisager [SR93]. El trabajo de Borge et al. fue el primer experimento de beta decay de <sup>33</sup>Ar llevado a cabo en ISOLDE, y esto supuso una gran ventaja sobre la medida anterior: con el sistema blanco+fuelle de ionización y separación de masas, tenemos una producción muy buena de haz radioactivo de alta pureza. Se obtuvo una lista muy completa de protones con sus energías y razones de ramificación, utilizando los espectros individuales de los detectores de Si y Ge(Li) así como coincidencias protón-gamma. La alimentación de IAS fue determinada en 30.7(1) % y se obtuvo la distribución de intensidad Gamow-Teller desde el estado fundamental de <sup>33</sup>Cl hasta 9.25 MeV. Esta se comparó con la distribución calculada teóricamente con shell model, y se obtuvo un factor de quenching de 0.58(6). La vida media determinada en este trabajo fue de 174.1(1.1) ms, de acuerdo con la medida de J.H. Hardy [HV65]. El experimento de Shardt y Riisager [SR93] fue el primero en estudiar las correlaciones beta-neutrino en <sup>33</sup>Ar y <sup>32</sup>Ar y de ellas extraer la razón  $B^{(F)}/B^{(GT)}$  para la transición al estado análogo IAS en el caso de <sup>33</sup>Ar. Se llevó a cabo también en ISOLDE, con condiciones similares al de Borge et al. pero con detectores de muy alta resolución en energía (7 keV). Se obtuvieron espines y anchuras de altos estados excitados en <sup>33</sup>Cl y energías de los protones más precisas en experimentos anteriores. La energía de los estados calculados está en acuerdo con los calculados en medidas de reacciones nucleares, arriba comentados.

En 1996 se realiza en ISOLDE otro experimento, A. Honkanen et al. [HAA<sup>+</sup>96] en el que por primera vez, mediante el uso de un detector telescopio de gas-Si, en un experimento de beta-decay, se ven protones a bajas energías (764 keV). Esto se debe a que las partículas beta dejan muy poca energía en el gas y se pueden separar bien los positrones de los protones. Se estudia la barrera centrífuga que aparece cuando en la emisión protónica el protón se lleva momento angular, para asignación de espines a los estados calculados. Observaron varias transiciones al estado estado excitado 2<sup>+</sup> de <sup>32</sup>S. Obtuvieron un estado próximo al IAS y reivindicaron la presencia de mezcla de isospín. En el año 2000, se realiza la segunda medida sobre correlaciones beta-neutrino en <sup>33</sup>Ar y <sup>32</sup>Ar [GAO<sup>+</sup>00]. El experimento también se llevó a cabo en ISOLDE y la resolución es extraordinaria: 4 keV. En este trabajo, se enfriaron los detectores de partículas cargadas para evitar ruido térmico y se colocaron bajo un campo magnético que desviara las partículas beta. La razón  $B^{(F)}/B^{(GT)}$  que obtienen está en acuerdo con cálculos de modelo de capas, pero discrepa del obtenido por Shardt y Riisager [SR93].

La medida más reciente realizada sobre <sup>33</sup>Ar es de Adimi et al. [ADRA<sup>+</sup>10]. Es el trabajo más completo hasta la fecha, incluyendo coincidencias gamma-protón, cálculo de la distribución de intensidad Gamow-Teller y factor de quenching, estudios de la barrera centrífuga y de mezcla de isospín. En este trabajo se determina que la transición de protones de 764 keV está en coincidencia con la transición gamma de 2230 keV de <sup>32</sup>S y por tanto proviene del estado a 7767 keV, y no del nivel a 5440 keV previamente asignado. El nivel 7767 keV está muy alejado y ya no es posible candidato para mezclarse con el IAS (5549 keV).

## Estudios anteriores de $^{31}\text{Ar}$

$^{31}\text{Ar}$  ha sido previamente estudiado en dos instalaciones diferentes, en GANIL (1987 [BJP<sup>+</sup>87], 1991[BJP<sup>+</sup>91], 1992[BDMD<sup>+</sup>92]) e ISOLDE (1988 [BGJ<sup>+</sup>90], 1995 [AAB<sup>+</sup>98a, TAA<sup>+</sup>99], 1996/1997[FAA<sup>+</sup>99, FBA<sup>+</sup>00] y 2009 [KBB<sup>+</sup>13, KBB<sup>+</sup>14]). La motivación primera de éstos, fue estudiar la emisión protónica desde el estado fundamental de  $^{31}\text{Ar}$  (radioactividad de dos protones), predicha teóricamente por Goldanskii [Gol60], ya que la energía de separación de dos protones se determinó en -233(206) keV. Sin embargo, no ha habido evidencia experimental en ningún estudio hasta ahora de la existencia de este modo de desintegración. Aún así, al tratarse de un núcleo exótico con interesantes propiedades, se han obtenido otros resultados también importantes.

El canal de emisión de tres protones ha sido estudiado previamente con espectroscopía de protones en tres medidas experimentales [BDMD<sup>+</sup>92, FAA<sup>+</sup>99, KBB<sup>+</sup>14]. En el primero de estos estudios, se realizaron simulaciones Monte Carlo para la estimación del valor de  $Q_{3p}$  y se determinó, basado únicamente en el análisis de energías, los posibles estados. En el segundo trabajo, no se pudo determinar una razón de ramificación para el canal de desintegración de  $\beta 3p$ , sino que se dió un límite superior de  $1.1 \cdot 10^{-3}$ . Además, se observó que había muchos sucesos  $\beta$ -p-p que contaminaban el espectro de  $Q_{3p}$ . En el tercer trabajo, el más reciente, con más estadística que los anteriores, se ha determinado una razón de ramificación para este canal de 0.07% y se ha visto por primera vez, como la emisión de tres protones no solo ocurre desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$ , sino que se da desde estados por encima de dicho nivel, con lo que hay una contribución a la intensidad Gamow-Teller desde dicho canal de emisión.

Los experimentos de la instalación de tiempo de vuelo de GANIL, solo tenían detectores de partículas cargadas (implantación del ión en un detector de Si de barrera de superficie previamente ralentizado al atravesar varios detectores) y la resolución era muy mejorable (100 keV). Se vieron las transiciones de protones más intensas y se asignaron sus razones de ramificación. También se determinó la vida media de  $^{31}\text{Ar}$  en 15(3) ms. El primero llevado a cabo en ISOLDE (1988) [BGJ<sup>+</sup>90], demostró por primera vez experimentalmente la existencia del canal de emisión de dos protones. En el experimento realizado en 1992 [BDMD<sup>+</sup>92] se estudió por primera vez la emisión de tres protones. Se realizaron simulaciones Monte-Carlo y se estableció que la emisión de tres protones se daba fundamentalmente desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  al estado fundamental de  $^{28}\text{Si}$  con una razón de ramificación de 2.1(10)%. La siguiente medida (1995), [AAB<sup>+</sup>98a, TAA<sup>+</sup>99] es la primera que incorpora un detector de Germanio, para realizar coincidencias gamma-protón. Además, con un telescopio de gas, consigue detectar protones a muy baja energía, 446(15) keV. También se observó como un protón de la misma energía de 3806 keV puebla dos estados de  $^{31}\text{Cl}$  a 12.31 keV y 8.07 MeV. En 1996/1997 se propone otro experimento [FAA<sup>+</sup>99, FBA<sup>+</sup>00], con una gran eficiencia para la emisión de partículas cargadas, con el fin de descubrir el mecanismo de emisión de dos protones, hasta ese momento incierto: directo o secuencial a través de estados intermedios. Claramente, se demostró que el mecanismo dominante es secuencial. En este trabajo se hace un estudio muy completo del canal de emisión de un protón y dos protones; se realizan correlaciones

angulares, se determinan los estados excitados de  $^{31}\text{Cl}$  y  $^{30}\text{S}$  y se determina la distribución de intensidad Gamow-Teller. También se estudia la emisión de tres protones, pero solo se puede dar un límite superior a la razón de ramificación. Finalmente en 2009, la última medida antes de nuestro estudio [KBB<sup>+</sup>14], se propone con el ánimo de confirmar la emisión de tres protones y de estudiar el proceso de emisión directa de dos protones, posiblemente suprimida y no descartable. Este canal de emisión de tres protones se midió con estadística limitada y el mecanismo de emisión parece ser secuencial, aunque no se descarta la emisión directa. Para el canal 2p, se confirma en esta tesis que es totalmente secuencial. Con respecto a los anteriores experimentos de desintegración beta, es el primero que determina de manera experimental límites superiores e inferiores de las anchuras parciales relativas protón-gamma, para los estados de  $^{30}\text{S}$  justo por encima de la energía de separación protónica, de interés astrofísico.

Estados excitados en el núcleo intermedio  $^{30}\text{S}$  han sido estudiados por reacciones nucleares. Los niveles de  $^{30}\text{S}$  han sido determinados mediante las reacciones  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, t)^{32}\text{S}$  [Pad72, BBF<sup>+</sup>07, SCK<sup>+</sup>13],  $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, np)^{30}\text{S}$  [YFI<sup>+</sup>82] y  $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, n\gamma)^{30}\text{S}$  [CGCR72, KAH73, LWW<sup>+</sup>12, SCK<sup>+</sup>13].

En 1971 Paddock et. al. [Pad72] determinaron los estados a alta energía de  $^{30}\text{S}$  hasta 7.5 MeV y los estados excitados de otros núcleos como  $^{18}\text{Ne}$  o  $^{22}\text{Mg}$ . Asignaron espín y paridad solo a los estados de más baja energía. En los años 80, Yokota et al. [YFI<sup>+</sup>82] mediante correlaciones angulares entre los protones y neutrones emitidos de la reacción  $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, np)^{30}\text{S}$  observan estados de alta energía en  $^{30}\text{S}$  hasta 7 MeV y asignan espín y paridad a estados de más alta energía, completando la información de [Pad72]. Utilizaron centelleadores líquidos para la detección de neutrones y detectores de Si de barrera de superficie para la detección de protones. En 2007 Bardayan et. al. [BBF<sup>+</sup>07] realizan un estudio completo mediante la reacción  $^{32}\text{S}(^3\text{p}, t)^{32}\text{S}$ . Observaron 13 niveles, a los que asignaron espín y paridad a algunos de ellos por primera vez. Además proponen un nivel candidato a 4704 keV como la resonancia con espín-paridad  $3^+$ , importante en la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p, \gamma)^{30}\text{S}$ ; en este estudio calculan que dicha tasa de reacción es seis veces mayor a temperaturas estelares que la calculada previamente. En 2013, Setoodehnia et al. [SCK<sup>+</sup>13] realizaron medidas con mayor resolución que las anteriores con las reacciones  $^{32}\text{S}(^3\text{p}, t)^{32}\text{S}$  y  $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, n\gamma)^{30}\text{S}$  con el objetivo de confirmar esta resonancia con espín-paridad  $3^+$  y encontrar otra resonancia de espín  $2^+$  a 4810 keV, que también domina la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p, \gamma)^{30}\text{S}$ . Utilizaron un espectrómetro magnético en la medida con la reacción (p, t) y dos detectores de germanio colocados a ambos lados del haz para obtener correlaciones angulares  $\gamma$ - $\gamma$ . Observaron estos dos niveles importantes en la astrofísica nuclear a energías de 4688 y 4812 keV y confirmaron sus espines de  $2^+$  y  $3^+$ , respectivamente. Obtienen las anchuras parciales protón y gamma para los estados identificados y determinaron la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p, \gamma)^{30}\text{S}$  con menos incertidumbre relativa a la más reciente obtenida teóricamente [ILC<sup>+</sup>10]. En 2012 Lotay et. al. [LWW<sup>+</sup>12] mediante espectroscopía gamma detallada con el detector segmentado de germanio Gammasphere, proporcionan las intensidades de las emisiones gamma desde estados de  $^{30}\text{S}$  a energías entre 2-5 MeV y determinan las energías y los espines de dichos niveles

con gran precisión. Determinan la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  y como en [SCK<sup>+</sup>13], obtienen una tasa superior en un factor 2 a la estimada teóricamente por Iliadis et. al. [ILC<sup>+</sup>10].

Por último, existe otro estudio, en el que se utilizó la cámara óptica OTPC (Optical Time Projection Chamber) en 2012 en GSI [PDF<sup>+</sup>12, LMD<sup>+</sup>15] en el que se ha fotografiado directamente la emisión de partículas, utilizando confirmando por primera vez que el canal de desintegración de tres protones está presente en  $^{31}\text{Ar}$ . Asimismo, se determinaron las razones de ramificación de los canales  $\beta\text{p}$ ,  $\beta 2\text{p}$  y  $\beta 3\text{p}$ .

---

## Capítulo 2

# Instalaciones radioactivas y dispositivo experimental

### 2.1 Introducción

En el presente trabajo, se ha optado por el estudio de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$  y  $^{31}\text{Ar}$ . Por lo tanto, la elección y diseño del montaje experimental, así como la instalación, es decir, dónde colocarlo y llevar a cabo la medida, se han realizado teniendo en cuenta todos los factores anteriormente descritos. También se ha tenido en cuenta toda la experiencia previa proveniente de medidas anteriores, que nos han enseñado sobre el terreno diferentes aspectos, que hemos intentado mejorar en este estudio. En este capítulo se detallan todos estos aspectos.

### 2.2 Instalación CERN

La necesidad de haces puros e intensos, nos ha hecho recurrir a la instalación de haces radioactivos ISOLDE-CERN. Gracias a la buena producción conseguida con los blancos de producción junto con la fuente de ionización usada y a la buena separación de masas (sección 2.3.1), ha sido posible obtener una media de 4000  $^{33}\text{Ar}$  por segundo y de 2  $^{31}\text{Ar}$  por segundo, con ausencia casi total de contaminantes (solo en la medida de  $^{31}\text{Ar}$  tenemos contaminantes en forma de moléculas). A continuación se detalla la descripción y funcionamiento del laboratorio CERN, así como la instalación ISOLDE localizada en este último (sección 2.3).

CERN es uno de los centros de investigación básica más importantes del mundo. Su fundación fue en 1954 y desde entonces el trabajo de miles de científicos ha hecho posible descubrimientos tales como el bosón de Higgs, y los bosones W, Z. Doce países participaron en este proyecto, siendo actualmente veintidos países miembros. España es inicialmente miembro desde 1983 y actualmente hay más de treinta centros a nivel nacional presentes en el CERN.

La investigación y desarrollo que se realiza en el CERN abarca diversos campos, desde física de partículas a altas energías, hasta física nuclear básica a bajas energías, en la que

se estudia cómo son los núcleos que constituyen la materia o aplicaciones de la física en materiales y medicina. Para llevar a cabo estos estudios, los grupos de investigación utilizan los grandes aceleradores (altas energías) y otros más pequeños (bajas energías) además de otras instalaciones que proporcionan otro tipo de partículas, como haces radioactivos. Una de estas instalaciones, que produce y separa núcleos atómicos es ISOLDE. Veremos de qué trata en la siguiente sección.

## 2.3 Instalación de haces radioactivos ISOLDE

Hay dos técnicas fundamentales para la producción de núcleos radiactivos, técnica ISOL (Isotope Separator On-Line) e IN-FLIGHT, que se explican con detalle en la siguiente sección 2.3.1 (ISOLDE utilizará el método ISOL).

### 2.3.1 Producción de haces radioactivos: técnica ISOL

Los núcleos exóticos, se pueden producir principalmente de dos maneras, para el posterior estudio de sus propiedades:

- Colisión de un haz de protones u otros iones ligeros de alta energía con un blanco grueso a alta temperatura (técnica ISOL)
- Colisión de haz de iones pesados de alta energía con un blanco ligero (técnica IN-FLIGHT)

La técnica ISOL fue desarrollada en 1951 en el instituto Niels Bohr (Universidad de Copenhague, Dinamarca). Este método emplea haces ligeros de alta energía (protones relativistas a  $0.3c$  en ISOLDE) contra un blanco muy grueso, en el que los productos quedan atrapados y hay que extraerlos. Para ello, se utilizan diferentes fuentes de ionización, dependiendo de la química del blanco. Los iones resultantes son isótopos ligeros en carga  $q = 1^+$ , que se extraen con una fuente pulsada de alto voltaje (10-100 kV) y gracias a un dipolo magnético, son separados en masa. Una vez, producidos, ionizados y seleccionados, llegan directamente a la zona experimental (10-100 keV de energía) o bien pueden ser postacelerados, para contar con mayor energía. Hay varias instalaciones que usan este método además de ISOLDE, como GANIL/SPIRAL1 o TRIUMF.

La combinación de los blancos y las fuentes de iones son la base del funcionamiento de ISOLDE. Esta instalación cuenta con tres fuentes de ionización (por superficie, plasma o láser) y diferentes materiales para los blancos disponibles (metales (casi) fundidos, polvo de metal o carburos). De esta buena o mala combinación dependen la pureza y la intensidad del haz producido. El blanco se elige en función de la producción del isótopo de interés de estudio y el tiempo de liberación o *release time* del mismo: lo ideal es tener una alta producción y un tiempo de liberación corto, para estudiar isótopos de vida media corta. De hecho, el tiempo de extracción supone una limitación para esta técnica. Si este tiempo es demasiado largo, el isótopo resultante se habrá desintegrado antes de llegar a la zona experimental. En ISOLDE, el tiempo de ionización y extracción es del orden de ms y los tiempos de vida más

cortos medidos hasta ahora son superiores a 5 ms [BAB<sup>+</sup>99]. Otra restricción, es que hay elementos que por su naturaleza son muy difíciles de extraer, como los elementos refractarios, químicamente inertes y resistentes a altas temperaturas. En este caso se extraerán en forma molecular. Sin embargo, esta técnica posee grandes ventajas: la intensidad del haz secundario suele ser alta y la calidad y pureza del haz son excelentes.

La solución a las desventajas del método ISOL la encontramos en la técnica IN-FLIGHT. En ella se acelera a altas energías, cientos de MeV por nucleón (MeV/u), un haz pesado que impacta sobre un blanco delgado. Los productos de la reacción se moverán con el haz inicial con energías y momentos próximos: al tener un blanco ligero, no hay que extraer ningún ión, y además el haz resultante tiene gran energía (cercana a la inicial, típicamente decenas de MeV o GeV), con lo que la separación es magnética y el tiempo de transporte es solo de unos 100 ns. De este modo, podemos extraer por igual todos los elementos, independientemente de sus propiedades químicas y solo dependiente de la sección eficaz. Así se pueden medir isótopos de muy corta vida media, y no necesitamos un sistema de postaceleración, como en el caso ISOL. Pero no todo son ventajas: la tasa de producción del haz secundario es baja ya que el blanco se debe mantener delgado para mantener la dinámica del proceso de fragmentación y dicho haz presenta una gran emitancia. Esto implica una gran intensidad de haz inicial, no siempre fácil de conseguir y requiere además un potentísimo separador de fragmentos. Las instalaciones que usan o usarán este método son: GANIL-LISE (Francia), GSI-FAIR (Alemania), RIKEN (Japón) o NSCL/MSU-FRIB (Estados Unidos).

### Blancos y fuentes de ionización

En ISOLDE hay una investigación muy activa sobre el desarrollo de blancos y fuentes de iones, para tener una tasa de producción e ionización lo más alta posible, a la vez que los tiempos de liberación son los más cortos posibles. En nuestro caso, necesitamos un tiempo de liberación muy pequeño del núcleo de interés, ya que la vida media de los isótopos de interés es muy corta. En las pasadas décadas se ha usado CaO en polvo para producir elementos deficientes en neutrones, como el argón, pero su comportamiento era algo inestable; sin embargo, un nuevo desarrollo ha permitido que estos blancos mantengan un comportamiento estable y que incluso se puedan manejar a temperaturas más bajas (en IS577 se operó a una temperatura de 500°, inusualmente baja). Para producir <sup>31</sup>Ar, la reacción más probable en este tipo de blancos es la de espalación  $^{40}\text{Ca} + \text{p} \rightarrow ^{31}\text{Ar} + 3\text{p} + 7\text{n}$ . Ahora bien, la elección de la fuente de ionización depende de la función trabajo del átomo que va a ser ionizado. En este caso, al tratarse de un gas noble, su función trabajo es alta, por lo que las fuentes de ionización de superficie no son válidas. Elegimos entonces la fuente de ionización por plasma (VADIS, Versatile Arc Discharge Ion Source). La ionización ocurre en un plasma, mezcla de gases cuyos electrones están acelerados, con lo que pueden arrancar electrones de los átomos que entren en la fuente. A esto se suma que la línea de transferencia es enfriada, de manera que los elementos menos volátiles que el argón, precipitan y solo entran a dicha fuente los átomos de argón para su análisis. La tercera fuente de ionización que existe en ISOLDE es RILIS y se combina con las anteriores. Se ioniza por medio de un láser, sabiendo la estruc-

tura electrónica y sabiendo las energías de las transiciones (tienen que estar en el rango de energías del láser). La técnica permite la selección de un solo elemento químico y es una opción es realmente válida si queremos una selección isomérica, explotando las diferencias en la estructura hiperfina.

- - -

Los núcleos exóticos, lejos del valle de la estabilidad, tienen un tiempo de vida muy corto, por lo que necesariamente han de ser producidos en instalaciones con aceleradores para poderlos estudiar antes de que desaparezcan. Este es nuestro caso, por lo que hemos recurrido a la instalación ISOLDE-CERN. Debido a su energía (30-60 keV), el tiempo de transporte de estos haces es de tan solo 14 nanosegundos y en ese periodo, solo decae un ion en un millón o uno entre un billón.

La instalación de haces radioactivos ISOLDE (Isotope Separator On Line DEvice) [Col12a, Col12b] produce una gran variedad de isótopos radioactivos y los separa en masa para muchos experimentos en los campos de:

- Física atómica y nuclear (estructura y astrofísica nuclear)
- Física del estado sólido (semiconductores, espintrónica...)
- Biociencia (física médica, biofísica o bioquímica)
- Física teórica (propiedades de neutrinos, violación de paridad)

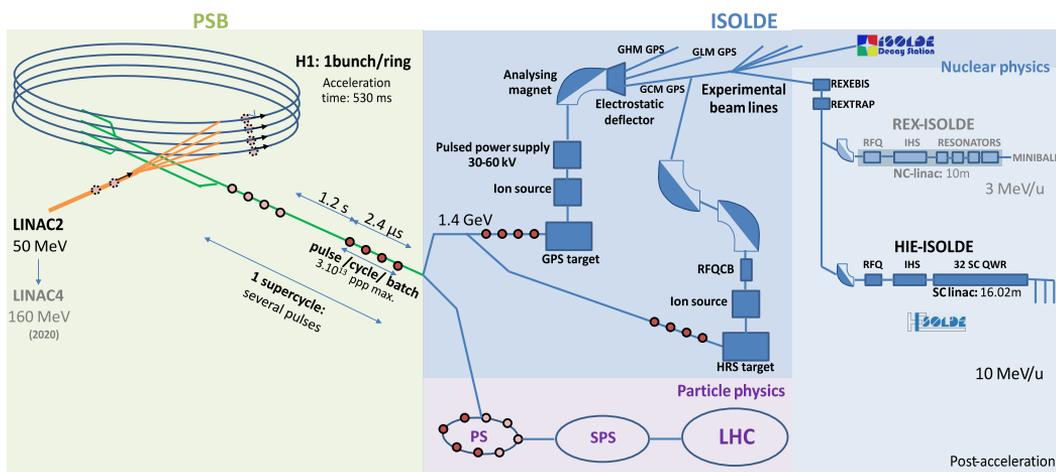
ISOLDE está en operación desde 1967 y se han producido más de 1100 isótopos y 300 de isómeros de más de 70 elementos desde  $Z=2$  hasta  $Z=88$  [Bor16]. Es el experimento más antiguo todavía funcionando en el CERN y no hay otra instalación ISOL que ofrezca la variedad de haces que ofrece ISOLDE. De esta forma, podemos estudiar numerosos núcleos exóticos, tales como los núcleos halo o emisores de partículas beta-retardadas. Desde su puesta en marcha hace 52 años, se ha modificado con varios cambios, dos importantes, en 1978 y en 1992 [JR10]. En el primero se integró el diseño actual de blanco y fuente de iones y en el segundo hubo un cambio de ubicación tras el cierre del SC (primer acelerador del CERN).

La instalación actualmente está localizada en uno de los aceleradores del CERN, PSB (Proton-Synchrotron Booster). Recibe de este último un haz de protones de alta energía (1.4 GeV) e intensidad ( $\sim 3 \cdot 10^{13}$  protón/pulso), que choca con un blanco. El haz secundario resultante se manipula hasta obtener el isótopo de estudio. ISOLDE es operada por la colaboración ISOLDE en la que participan 16 países (en el año 2017): Alemania, Bélgica, Dinamarca, España, Eslovaquia, Finlandia, Francia, Grecia, Italia, Noruega, Polonia, Reino Unido, Rumanía, Sudáfrica, Suecia y CERN (es considerado para fines científicos un país).

Hasta el año 2001, ISOLDE solo tenía un programa de bajas energías (30 keV-60 keV de energía total) debido al método de producción de haces llamada ISOL (Isotopic Separator

On-Line): los iones resultantes tienen que ser extraídos del blanco y sus energías cinéticas son pequeñas. Con ellos se estudian principalmente procesos de desintegración (p. ej. núcleos halo) y otras propiedades del estado fundamental de los núcleos, como la masa (ISOLTRAP), el radio, el espín y propiedades electromagnéticas mediante el uso de láseres. Sin embargo, para acceder al estudio de reacciones nucleares con haces exóticos, se hacía necesario aumentar la intensidad y la energía de aceleración. Con una mayor intensidad, la producción de los haces aumenta linealmente. Con energía del haz radioactivo suficiente, es posible realizar reacciones nucleares de transferencia (núcleos halo) o excitación coulombiana (forma de los núcleos) de todos los núcleos producidos en ISOLDE, incluso de los isótopos más pesados [ea17b]. Para cumplir estos requisitos, junto con algunos más, se han desarrollado dos sistemas de post-aceleración de haces, REX-ISOLDE (Radioactive beam EXperiments at ISOLDE) y HIE-ISOLDE (High Intensity and Energy at ISOLDE). [JR10, BB17].

En la figura 2.1, vemos la producción del haz de protones en LINAC y PSB.



**Figura 2.1** – Descripción de los pulsos que llegan a ISOLDE y su configuración

Para generar los protones que se utilizan en ISOLDE, se inyecta gas hidrógeno en una botella cilíndrica de metal, llamadas *Duoplasmatron*. Bajo un campo eléctrico, el gas se disocia en protones y electrones. Solo los protones pasan al primer inyector de protones, el acelerador lineal LINAC2. Al final del mismo, los protones tienen una energía de 50 MeV y forman un haz pulsado en forma de *bunches*, ya que para acelerarlos se usan cavidades de radiofrecuencia con campos eléctricos oscilantes. Hay un plan aprobado para reemplazar este acelerador por el LINAC4 en torno a 2019 y se espera un aumento de la intensidad del haz de protones en un factor 3 así como energías de aceleración de los protones en LINAC4 de 160 MeV. Una vez pasada esta primera fase, pasan al segundo inyector de protones, el PSB (Proton Synchrotron Booster).

El PSB está formado por cuatro sincrotrones paralelos de 157 m de circunferencia, (también denominados anillos) que comparten imanes deflectores (dipolos) y focalizadores (cuadrupolos). Este tipo de estructura permite por cada paquete de pulso del LINAC2 tener cuatro veces su intensidad. Los protones del LINAC2 son acelerados gracias a dos cavidades de radiofrecuencia, con  $f=2\text{MHz}$  (cavidad C02) para generar el primer armónico ( $h=1$  o H1 en la figura) y  $f=4\text{ MHz}$  (C04) para el segundo armónico ( $h=2$ ). También es posible el armónico  $h=16$  (C16). El número armónico, define el máximo número de paquetes de pulsos por anillo. En el armónico H1 solo puede haber un paquete de pulso por sincrotón, modo que es utilizado para recibir pulsos en ISOLDE. Los cuatro paquetes de pulsos, uno de cada anillo, forman un pulso, y al salir del PSB (de forma equidistante y en orden fijo), se considera que el mismo ha completado un ciclo. El tiempo de aceleración en el PSB es de 530 ms y la distancia entre pulsos es fija, 1,2 s. Cada pulso contiene  $3 \cdot 10^{13}$  protones ( $2\ \mu\text{A}$ ) y con su mejora en el 2020, pasaremos a  $1 \cdot 10^{14}$  protones por pulso ( $6\ \mu\text{A}$ ). Varios de estos pulsos o ciclos forman un superciclo. EL haz de protones sale con una energía de 1.4 GeV (hasta 2004 eran de 1 GeV) y pueden ir a ISOLDE o bien al siguiente acelerador PS.

El haz del PSBooster se dirige en 50-60% de los casos al siguiente acelerador, PS (Proton Synchrotron). En este caso, puede albergar entre 6 y 72 paquetes de pulso como máximo, que son enviados a su vez al SPS (Super Proton Synchrotron). EL SPS manda a su vez los pulsos al LHC. De todos los pulsos que produce PSB, ISOLDE recibe de media, en torno a un 50% y sin embargo, el LHC un 0.1%. Este último, además de un acelerador, es un anillo de almacenaje donde el haz circula durante horas y colisionan cada vez que completa el circuito, por lo que no necesita pulsos continuamente del PSB, como en el caso de ISOLDE, donde tenemos que lanzar haz de protones repetidamente en un blanco de producción.

Si los haces se dirigen a ISOLDE, nos encontramos con dos posibilidades: GPS (General Purpose Separator) o HRS (High Resolution Separator). Son dos líneas de haz desde PSB hasta ISOLDE y que constan cada una de un sistema blanco+fuelle de ionización y de los separadores de masa GPS y HRS. Dependiendo, de la calidad de resolución en masa que deseemos, optamos por una u otra. Aquí, se ionizan, se aceleran y se separan los isótopos radioactivos de interés.

El separador GPS tiene los siguientes elementos:

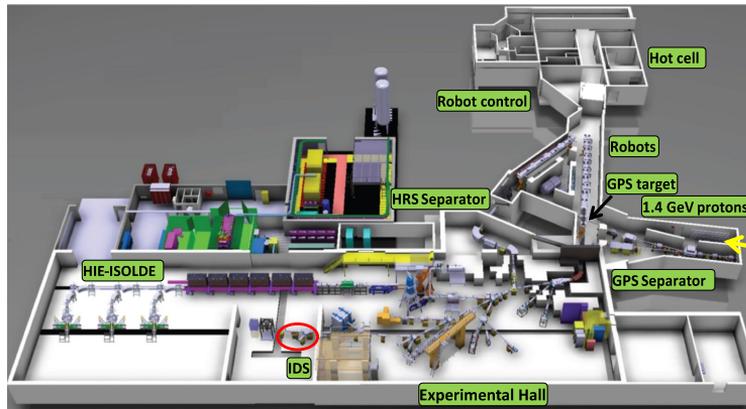
- Sistema blanco+fuelle de ionización previamente explicado.
- Fuente pulsada de voltaje para extraer los iones producidos en el blanco e ionizados en la fuente de iones: al incidir los protones sobre el blanco de producción, se produce ionización del aire alrededor del mismo, y esto puede causar la rotura de la fuente de voltaje. Por ello, se desarrolló una fuente pulsada de voltaje (30 KV-60 KV), que hace posible que no haya voltaje unos nanosegundos antes del impacto de protones y que se recupere justo después del mismo. Sin embargo, para obtener los 60 KeV con la precisión de 1 V necesita unos 5 ms de margen.
- Dipolo magnético+deflector electrostático donde el haz se separa en masa y se deflecta a tres líneas de haz simultáneamente en un rango de masa que varía para cada valor

central hasta 15% de su valor. El voltaje del deflector sólo está activo tras los 5ms después del impacto de proton, hasta un tiempo proporcional a varias vidas medias del núcleo de interés, lo suficientemente largo como para que se desintegre el máximo número de iones, pero lo suficientemente corto para evitar la contribución de posibles contaminantes de vida media mayor.

El separador HRS tiene una resolución en masa mucho mayor que el GPS ( $\frac{M}{\Delta M}=5000$  frente a 2400), al tener dos dipolos magnéticos, pero solo permite focalizar un haz por la línea de masa central y llevarlo a las diferentes líneas experimentales que están conectadas a la misma. En 2011 se instaló una nueva *ISOLDE RFQ Cooler and Buncher* para reducir la emitancia transversal y permitir pulsar el haz. Esto llevó a rediseñar toda la línea de nuevo.

Una vez que el haz secundario es producido, es dirigido a las diferentes líneas experimentales. En nuestro experimento, elegimos la estación IDS, que explicaremos en la sección 2.4. También puede ser postacelerado en REX-ISOLDE (3 MeV/u) o HIE-ISOLDE (hasta 10 MeV/u), que explicaremos en el apéndice.

En la figura 2.2, se muestra el plano de la instalación ISOLDE.



**Figura 2.2** – Esquema gráfico de ISOLDE, con sus diferentes líneas de haz y componentes anteriormente explicados.

## 2.4 ISOLDE Decay Station

El experimento de esta tesis es el primer experimento de emisión de partículas cargadas en coincidencia realizado con éxito en la estación IDS (ISOLDE Decay Station) que se encuentra en ISOLDE, operacional desde 2014 [Col14]. A continuación pasamos a describir dicha estación.

IDS es una estación permanente dedicada a estudios de desintegración beta, y es modular; se pueden llevar a cabo diferentes tipos de medidas de desintegración, cambiando los detectores que rodean el punto de implantación del haz. En concreto, se pueden realizar experimentos de espectroscopía gamma incluyendo medidas de vidas medias de estados excitados (*fast tim-*

ing), emisión retardada de neutrones, mediante el uso de detectores de centelleo de tiempo de vuelo y emisión de partículas cargadas beta-retardadas, como es nuestro caso (figura 2.3), mediante un sistema de detectores de Silicio.

IDS es mantenida por la colaboración internacional IDS en la que se engloban once países y veintiséis grupos de investigación [Leu12], entre los que se encuentra España (CIEMAT Madrid; IEM-CSIC Madrid; IFIC-CSIC Valencia; UCM Madrid).

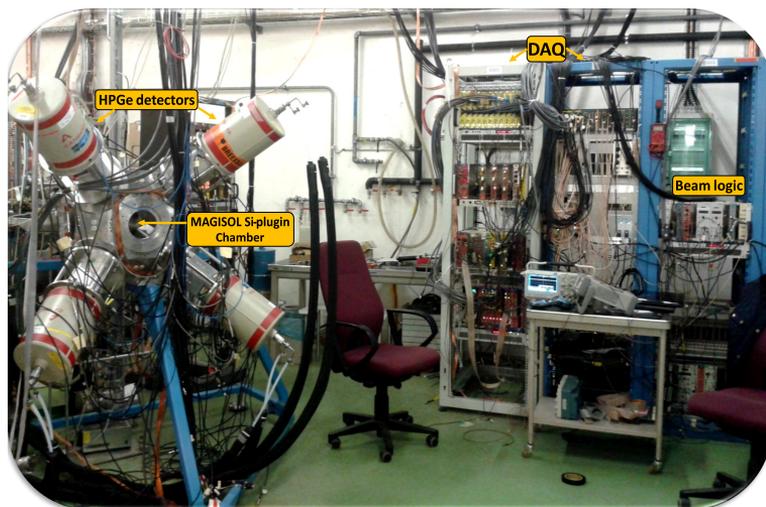


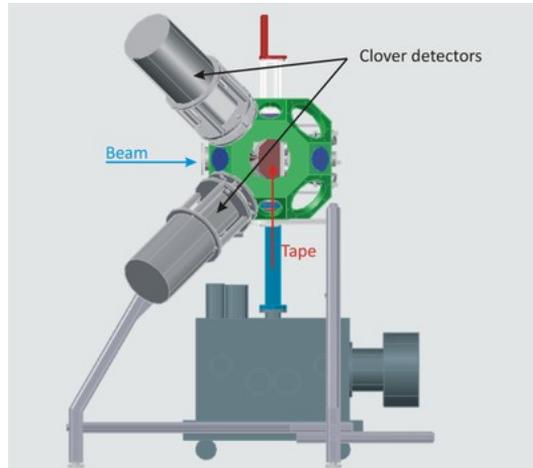
Figura 2.3 – La estación IDS durante el experimento IS577 en 2014.

En la línea hay colocados permanentemente cuatro detectores de Germanio Hiperpuro de tipo *clover* (CANBERRA EUROBALL [CAN14]). Cada uno de ellos tiene cuatro cristales segmentados, con lo que tenemos dieciséis cristales segmentados en total. Con esta granularidad, se consigue una mayor eficiencia de fotopico y ángulo sólido que en el caso de utilizar detectores no segmentados, sin comprometer la resolución. Dos de ellos tienen una ventana de carbono, muy fina en grosor para poder medir rayos-X con gran eficiencia; los otros dos tienen la ventana de aluminio, la más común para este tipo de detectores. Están bien caracterizados y disponemos de su eficiencia, obtenida mediante calibraciones con fuentes radioactivas y simulaciones GEANT4 [Lic17]. Su posición con respecto al haz, permite colocar los demás detectores de las técnicas mencionadas anteriormente. También es posible colocar otro u otros detectores HPGe sobre un soporte (estos ya no son permanentes) para realizar espectroscopía gamma con mayor eficacia y correlaciones angulares.

Otro de los elementos permanentes con los que cuenta la IDS, es la cinta de transporte. Consiste en una cinta de implantación sellada en vacío la cual una vez que el haz se deposita en un punto de la misma y se realiza la medida, se mueve lejos del centro del setup para que la actividad de los hijos del núcleo de interés no contaminen la medida. Su movimiento está sincronizado con los superciclos que recibe IDS y/o con los pulsos de protones. Este sistema ha

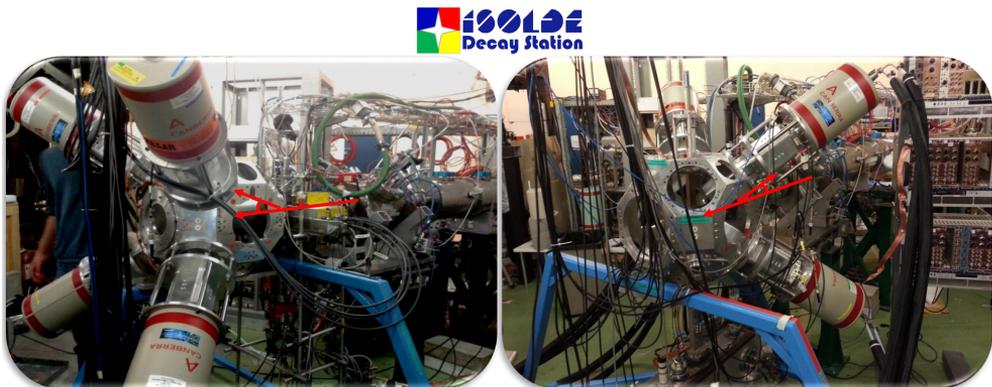
sido usado para muchos experimentos incluidos los de emisión de neutrones beta-retardados.

En la figura 2.4 se muestra la cinta de transporte junto con otros componentes de la IDS.



**Figura 2.4** – Componentes de la IDS: el soporte de apoyo de toda la estructura (color gris) y el soporte poliédrico para los clovers (verde) de IFIN-HH Bucharest, la tape Station de K.U. Leuven y los propios clovers, dos de ellos de IFIN-HH y los otros dos de K.U. Leuven. Foto tomada de [Leu12]

Desde su puesta a punto, en el 2014, IDS ha sufrido modificaciones para poder cubrir todas las necesidades que han ido surgiendo en los distintos experimentos. Por un lado, los detectores de germanio, pasaron de estar lejos y desplazados del punto de implantación en las primeras medidas de detección simultánea de protones y radiación gamma, a colocarse mucho más cerca en diferente orientación, lo que permite aumentar la eficiencia notablemente y variar su posición de forma precisa y fácil. Este cambio de posición se indica en la figura 2.5.



**Figura 2.5** – Cambio de configuración de los clovers en la IDS. A la izquierda, su posición en IS577, uno de los primeros experimentos, a ángulos hacia delante con respecto al haz y a la derecha su posición definitiva, a ángulos hacia atrás.

## 2.5 Cámara de implantación/detección en IS577

Las medidas de desintegración beta con partículas cargadas, tienen algunas limitaciones experimentales, que afectan a la producción de haz y al sistema de detección. En concreto, estos estudios exigen haces radioactivos muy puros e intensos, cuya obtención corresponde a la instalación donde vayamos a realizar el experimento. Con respecto al sistema de detección, son necesarias varias consideraciones:

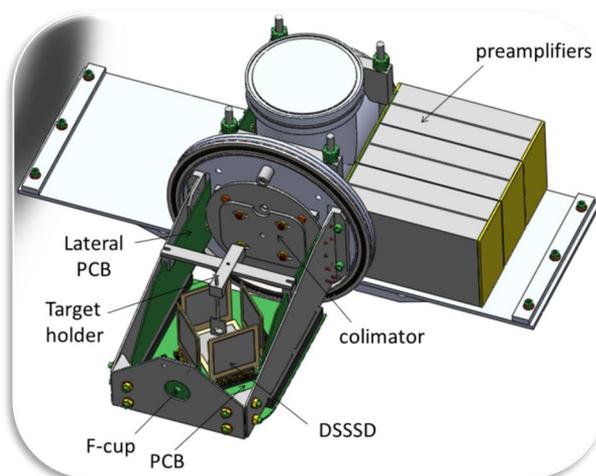
- En primer lugar, la limpieza o separación de partículas beta que se detectan en coincidencia con las partículas cargadas de interés y que afectan los espectros sobre todo a bajas energías.
- En segundo lugar, necesitamos una buena resolución energética y angular en los detectores de partículas cargadas, con lo que el uso de detectores segmentados y la eliminación de su ruido térmico y electrónico es obligatoria.
- Por último, debido a la baja producción de este tipo de núcleos exóticos, es esencial una buena eficiencia geométrica.

La necesidad de eliminación de ruido de los detectores, la limpieza de partículas cargadas que no son de nuestro interés, y el logro de una buena resolución y eficiencia para la detección de la emisión de partículas en coincidencia, han sido retos clave para el desarrollo de una nueva cámara de detección que cumpla todos estos requisitos, llamada *MAGISOL Si-Plugin Chamber*. Esto ha sido posible gracias a la colaboración MAGISOL (Madrid-Aarhus-Goteborg), que mantienen tres de los grupos que a su vez forman parte de la colaboración IDS.

Esta cámara fue diseñada, testeada, montada y optimizada en el laboratorio del grupo de Física Nuclear Experimental al que pertenezco en Madrid-CSIC. Además, ha sido el sistema de detección de numerosos experimentos en diferentes instalaciones, realizados antes y después del descrito en esta tesis. Dicho trabajo de laboratorio ha formado una parte extensa de mi trabajo y ha sido presentada en diferentes congresos. Asimismo, mi implicación en todos estos experimentos, ha sido muy importante para el desarrollo de esta tesis y ha resultado en mi inclusión como co-autor en los artículos relacionados con estas medidas ([IC16], [GBD<sup>+</sup>18]).

Los cambios técnicos que se han aplicado a esta cámara, a lo largo del tiempo, satisfacen las necesidades que requiere la física estudiada y el experimento de esta tesis ha sido fundamental para determinar esas exigencias y mejorar esta cámara de implantación.

Más adelante, el trabajo de laboratorio será explicado en detalle (capítulo 3); a continuación, se muestra una imagen de dicha cámara (figura 2.6) y se describen sus componentes.

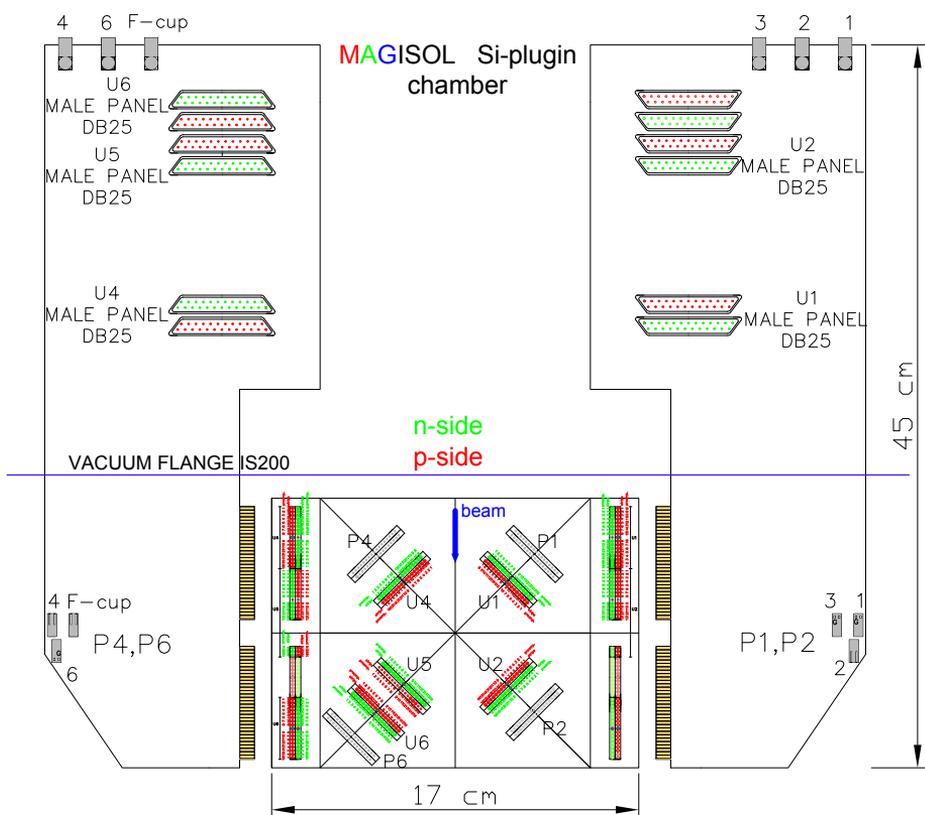


**Figura 2.6** – Imagen en 3D de la cámara de detección *MAGISOL Si-Plugin Chamber*. Cortesía de A.Perea

La cámara de detección, con paredes de aluminio de 10 mm de espesor y forma de bala se compone de:

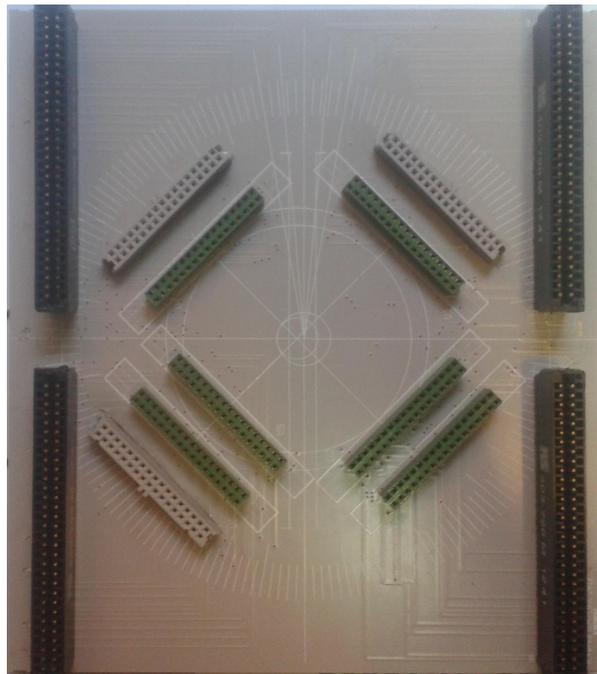
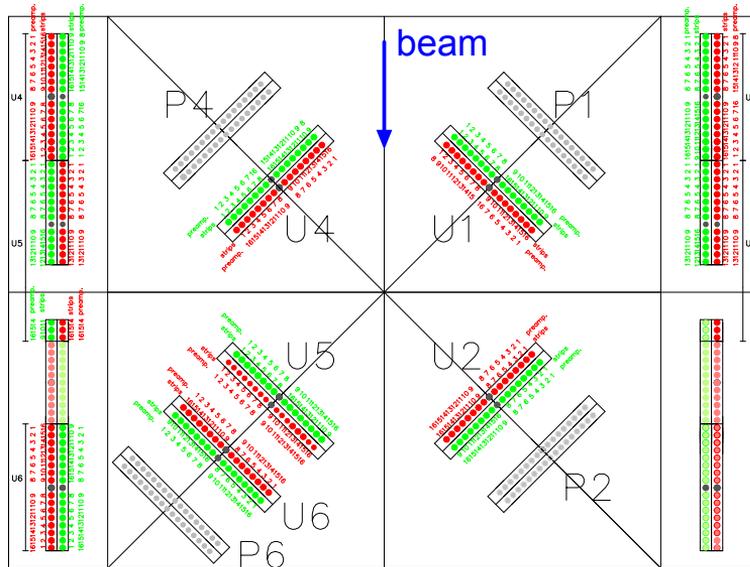
- Detectores de partículas cargadas en configuración telescopio, DSSD y PAD (descripción en sección 2.5.1).
- Tres tarjetas de circuito impreso (Printed Circuit Boards o PCB), una de ellas, horizontal, sobre la que se conectan los detectores. Esta va conectada a otras dos laterales, que actúan como pasamuros para vacío (vacuum feedthrough). Las tres PCB se muestran en la figura 2.7. Los pre-amplificadores, en el exterior, van conectados directamente sobre ellas.
- Soporte para la lámina de implantación (de carbono y de espesor  $20 \frac{\mu g}{cm^2}$ ), situada en el centro del montaje, donde el haz se deposita y el isótopo de interés se desintegra en reposo.
- Colimador y Faraday Cup en la entrada y salida, respectivamente para definir el haz que entra en la cámara y optimizarlo.

La novedad de esta cámara, nunca antes utilizada en este tipo de experimentos, es el uso de PCB, donde se insertan los detectores directamente, en las que los caminos eléctricos están impresos sobre una lámina de varias capas. De este modo, se reduce el uso de cables entre el detector y los módulos eléctricos, reduciendo notablemente el nivel de ruido de los detectores. Esto es importante, porque el ruido afecta a la resolución especialmente a bajas energías. Con esta mecánica, la resolución energética es de 25 keV y podemos medir a más bajas energías que en otras medidas (nuestro límite de detección son 150 keV).



**Figura 2.7** – Esquema gráfico de las PCB que forman parte de MAGISOL Si-Plugin Chamber. Estas tarjetas multicapas tienen 192 caminos eléctricos para los DSSD y 6 pistas separadas para la conexión de los PAD, que solo están en las tarjetas laterales. La Faraday Cup ocupa otro camino eléctrico, de la misma naturaleza que los PAD.

Además de estas ventajas, que es un gran paso, con el uso de estas tarjetas, tenemos la posibilidad de realizar diferentes configuraciones de detectores, en la misma cámara, de una manera simple y rápida. Basta con cambiar la PCB sobre la que están conectados los detectores, por otras con diferentes disposiciones espaciales de los detectores. En la figura 2.8 se muestra la PCB horizontal utilizada durante el experimento IS577.



**Figura 2.8** – En la parte superior de la figura, se muestra el esquema de la PCB horizontal con las conexiones eléctricas dibujadas. En la parte inferior de la figura, se muestra la PCB horizontal original donde los detectores van conectados.

### 2.5.1 Detectores de semiconductor

En el experimento IS577, se han utilizado dos tipos de detectores de semiconductor, de silicio y de germanio. A continuación, explicamos cómo funcionan y por qué son adecuados para el tipo de medidas que se llevaron a cabo.

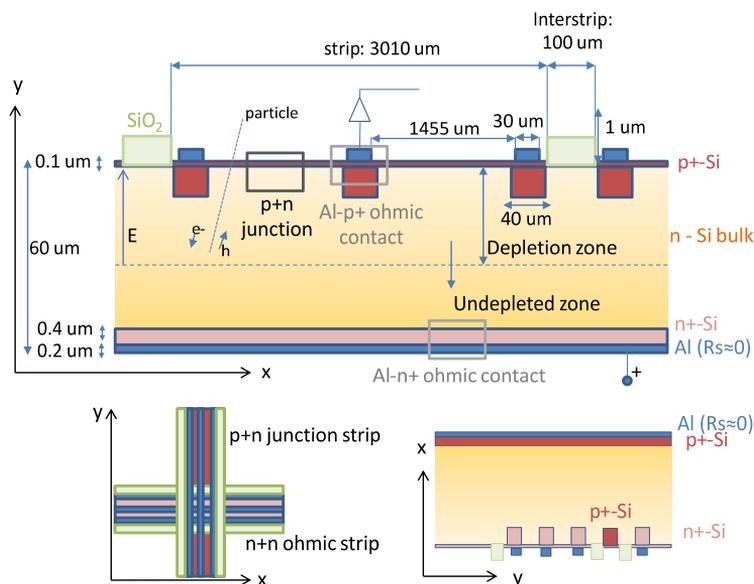
Los detectores de semiconductor son esencialmente una unión  $p^+ - n$ , en cuyo volumen las partículas depositan su energía, junto con dos uniones metal-semiconductor o contactos ohmicos,  $Al - p^+$  y  $Al - n^+$ , para transmitir las señales eléctricas producidas por estas partículas del detector a la cadena electrónica. Los detectores son polarizados en inversa para aumentar la zona sensible a la radiación. Debido a que el intervalo (gap) que existe entre la banda de valencia y conducción es pequeño pueden tener un ruido térmico importante. Por ello, es necesario en el caso de los diodos de Ge que operen a temperaturas bajas, con lo que se enfrían con nitrógeno líquido. Para más detalles, ver sección 9.2.

#### Detectores de Silicio

Un tipo de detectores de semiconductor de silicio son los detectores DSSD (Double Side Silicon Strip Detector). Los DSSD han sido y son usados ampliamente en física nuclear. Son destinados para la detección de partículas cargadas, ya que tienen un  $Z$  bajo: la energía crítica (a la cual la pérdida por ionización es igual a la pérdida por radiación) es alta por lo que la problemática de radiación de frenado no está presente en este tipo de detectores. Además, su alta segmentación (que explicamos a continuación), hace posible detectar a la vez varias partículas cargadas emitidas al mismo tiempo, como sucesos separados emitidos con distintos ángulos dentro de la cobertura angular del detector. Esto es vital para estudiar los estados excitados de núcleos ligeros con emisión simultánea de varias partículas y conocer sus correlaciones angulares. Con esta granularidad, se puede determinar la posición en 2D de las partículas detectadas con una gran precisión. De este modo, se pueden extraer distribuciones angulares de la emisión de partículas cargadas; a partir de ellas podemos caracterizar los estados nucleares desde los que han sido emitidas. También, estos detectores presentan una eficiencia intrínseca de detección de casi el 100% y una gran resolución energética para partículas cargadas. Por tanto, por todas estas propiedades, han sido usados en el experimento IS577, ya que nuestro objetivo es estudiar canales de desintegración en los que se emiten uno, dos y hasta tres protones en coincidencia, en un amplio rango de energías y para los que la distribución angular juega un papel importante.

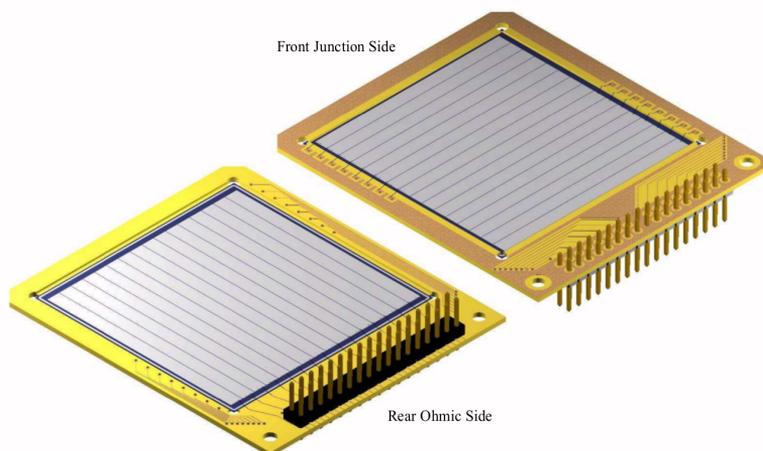
La característica principal, como ya hemos comentado, es su segmentación; los contactos que hemos descrito, no forman una lámina continua, sino que se construyen en forma de bandas (strips en inglés). En concreto, hay dos tipos de contactos, perpendiculares entre sí y situados a ambos lados del sustrato de silicio. Estos son bandas tipo  $p$  y bandas tipo  $n$ , dependiendo del tipo de dopado usado ( $n^+$  o  $p^+$ ). Para evitar la conexión entre estas bandas y tener una señal individual por cada una, se coloca entre ellas un aislante comúnmente usado en la industria de semiconductores,  $SiO_2$ . Esta zona (interstrip en inglés) no es activa para la detección de partículas. Las bandas tipo  $n$  son algo más complicadas de aislar, es necesario colocar una zona  $p^+$ , para evitar acumulación de carga en la interfaz  $Si - SiO_2$ .

Este tipo de detectores suelen tener el sustrato tipo n, de forma que con polarización inversa, la zona de depleción se extiende desde las bandas con dopado  $p^+$  hacia el interior del sustrato de silicio. Al incidir la radiación en esta zona sensible, se crearán pares electrón-hueco que serán recogidos por el ánodo y el cátodo, respectivamente. Habrá entonces dos tipos de señales, unas procedentes de los electrones y otras procedentes de los huecos. En principio, deberían ser idénticas, porque son producidas del mismo suceso, pero los dos tipos de portadores de carga, tienen propiedades diferentes y siempre tendremos un lado del detector con mejor resolución que el otro (en la resolución también influye el ruido entre otros parámetros). Para que los electrones y huecos puedan fluir libremente del material y poder recoger las señales eléctricas, se utilizan los mencionados contactos óhmicos, o uniones metal-semiconductor. En este caso, el metal usado es aluminio. Este puede ir en forma de lámina o en forma de malla encima de la capa dopante  $p^+$  o  $n^+$ . Estas dos regiones (dopante+metal), forman la llamada capa muerta de los materiales en la que dejan parte de energía que no es medida por el sistema de detección. El grosor de capa muerta atravesada por las partículas varía en gran medida por este tipo de cobertura de aluminio así como por la de la banda en el detector. Uno de los objetivos durante el análisis será la corrección energética por esta capa muerta. También suponen un espacio muerto para la detección de partículas los anillos de guarda (guard rings en inglés). Estos rodean a las bandas p y n y se usan para eliminar los efectos de borde, y garantizar un potencial homogéneo para todas las bandas, incluso las que se hallan en los extremos del detector. Como consecuencia, tendremos una zona de depleción homogénea en todas las zonas del detector. En la figura 2.9 se muestra el detalle de un DSSD.



**Figura 2.9** – En la parte superior de la figura, corte transversal en dirección  $x$  de un detector segmentado de silicio (DSSD). Las medidas indicadas pertenecen a los modelos de detectores Micron Semiconductor Ltd. [Ltd15, TBF<sup>+</sup>04, BFT03] reales usados en el experimento IS577. En la parte inferior, vista en alzado de dos bandas ortogonales y corte longitudinal en eje  $y$ , para apreciar la configuración de las bandas tipo  $n$ . En los gráficos, podemos ver el sustrato, la zona de depleción, los dopantes de cada lado del detector, los aislantes entre bandas y los contactos de aluminio.

En nuestro experimento, se utilizaron detectores DSSD de 16 bandas horizontales tipo n y 16 bandas verticales tipo p, con lo que hay 256 píxeles o 256 regiones de detección para partículas cargadas con tan solo 32 señales de energía. Cada uno de estos píxeles mide  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  separados  $0.1 \text{ mm}$  por el aislante  $\text{SiO}_2$ . La superficie activa de detección es  $49.5 \times 49.5 \text{ mm}^2$ . Los contactos de la zona p se colocaron mirando a la fuente de radiación, los que para nosotros son las bandas delanteras y por tanto, bandas n, serán las traseras. Solo uno de los detectores, se colocó en sentido inverso (DSSD1,  $295 \mu\text{m}$ ). Por otro lado, el voltaje en inversa para una completa depleción (es decir, que todo el sustrato n sea zona de carga espacial) varía desde los 20 a 200 V, dependiendo del grosor del detector. La corriente de fuga se encuentra entre 60 nA y 600 nA para los DSSD y entre 200 nA y  $2 \mu\text{A}$  para los PAD. Por último, el aluminio en la cara frontal es de tipo malla, formando una capa muerta de grosor variable, mientras que en la cara trasera es de tipo lámina, con lo que la capa muerta es homogénea. El espesor de la capa muerta suele ser en la cara frontal de 50 nm (dopado) más metal tipo malla y en la cara trasera 400nm (dopado)+200nm (metal). La tabla 2.1 con todas las características de los detectores de Silicio utilizados en el experimento se muestra en la siguiente sección. En la figura 2.10 se muestra un DSSD similar a los empleados durante la toma de datos.

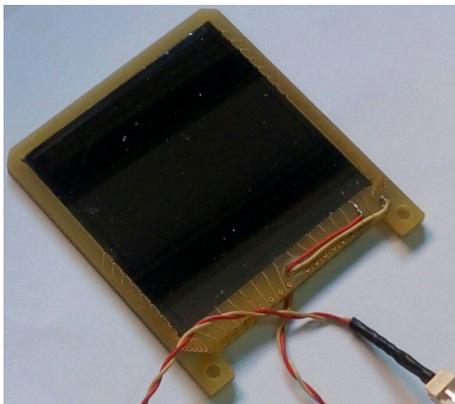


**Figura 2.10** – DSSD con las bandas horizontales de un lado del detector y las bandas verticales del otro.

Con este tipo de detectores, no sólo es posible conocer la posición de las partículas incidentes y su energía, sino que si los utilizamos junto con otro tipo de detectores semiconductores (PAD) en la llamada configuración telescopio, podemos identificar los diferentes tipos de partículas presentes en la medida.

Los PAD son detectores también de silicio, sin segmentación y su espesor es mucho más grande que en el caso de los DSSD. Esto es así, porque se destinan principalmente para la espectroscopía beta, y estas partículas tienen un rango mucho más grande que en el caso de partículas cargadas. También se utilizan para detener partículas cargadas de alta energía, que necesitan igualmente mucho espesor para pararse. En el experimento IS577, se utilizaron

cuatro PAD con espesores de  $500\ \mu\text{m}$  y  $1000\ \mu\text{m}$ . En la figura 2.11 se muestra un PAD idéntico a los usados en el experimento.



**Figura 2.11** – Detector de semiconductor no segmentado PAD

La configuración telescopio consiste en colocar un PAD detrás de un DSSD más delgado (o detector gaseoso), de forma que la partícula incidente deje parte de su energía en el detector delantero (la pérdida de energía es proporcional a la carga de la partícula  $\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}$ ) y deposite el resto en el detector trasero. Representando la energía del DSSD en función de la del PAD (o en función de la suma), tenemos un gráfico, en el que cada tipo de partícula con una carga diferente, sigue una curva hiperbólica distinta. En nuestro caso, nos ha servido para distinguir los protones de las partículas beta (que no siguen este comportamiento hiperbólico). Por otro lado, esta configuración también es útil para deshacernos de partículas que no son de nuestro interés y seleccionar aquellas que vamos a analizar; ahora bien, en este modo, no es posible la identificación. Esta técnica de análisis se llama anticoincidencia y consiste en solicitar todos los sucesos que no están en el detector trasero, es decir, todos los que se paran en el DSSD y no dejan señal en el PAD, o como mucho dan una señal de ruido. Dicho método es especialmente útil para la selección de partículas cargadas emitidas tras una emisión beta; es una forma de limpiar los espectros de esta contaminación beta y poder estudiar protones de muy baja energía.

En conclusión, el empleo de los detectores de silicio para la detección de partículas cargadas se hace muy adecuado y necesario; si queremos reconstruir la energía y el ángulo de emisión, debemos rodear la fuente con DSSD y PAD, si es posible en configuración telescopio.

### Detectores de Germanio

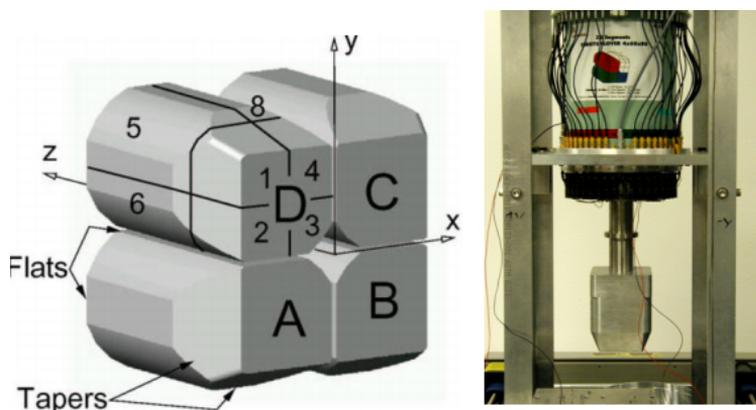
El otro tipo de detectores de semiconductor comúnmente usados en física nuclear o industria y empleados en este experimento, han sido los detectores de Germanio. Estos, son perfectos para la detección de rayos gamma, puesto que teniendo un  $Z$  alto, la sección eficaz de efecto fotoeléctrico aumenta. Su característica más destacable es que tienen muy buena resolución energética para este tipo de radiación, ya que cuesta muy poca energía crear los pares

electrón-hueco. Por esta misma razón, deben ser enfriados para reducir el ruido. En el experimento IS577, medimos dos núcleos, en los que además de emisión de partículas cargadas, la desexcitación gamma también está presente. Por tanto, para caracterizar los niveles excitados de estos núcleos, especialmente los que están justo por encima de la energía de separación protónica es importante utilizar detectores de germanio. Además la posibilidad de poder realizar coincidencias protón-gamma, al utilizar estos detectores en combinación con los DSSD, nos permite un completo estudio.

Al igual que los detectores de silicio, también se emplean detectores segmentados de Germanio Hiperpuro (HPGe) de tipo *clover*, llamados así por estar constituidos de cuatro cristales en forma de trébol de cuatro hojas. La diferencia es que aquí no tenemos bandas, sino que la segmentación se hace gracias a los contactos exteriores e interiores de los cristales. El sustrato de todos los HPGe segmentados son de tipo n y como en los detectores de Silicio, desde el contacto  $p^+$  exterior, la zona de depleción se extiende hacia el interior del cristal. Sin embargo, su geometría difiere mucho a la de un DSSD o PAD: son mucho más grandes y con formas muy variadas (los rayos gamma necesitan mucho más espesor para depositar toda su energía que una partícula cargada). Por su gran tamaño también se diferencian en el voltaje aplicado para la zona de carga espacial: en un DSSD o PAD son de unos pocos a unos centenares de voltios en el máximo espesor, y en un germanio, son de unos miles de voltios.

La configuración segmentada (figura 2.12) se usa, cuando queremos mejorar eficiencia de fotopico; con el método denominado *add-back* [DBT<sup>+</sup>99] se añade volumen de HPGe y su contacto mejora la relación fotopico/Compton ya que podemos sumar sucesos Compton en distintos cristales y reconstruir más sucesos de energía total. Se determina en qué cristales ha dejado energía el rayo gamma y así, es posible sumar todas las señales hasta reconstruir la energía inicial de la radiación incidente. La ventaja radica en que la eficiencia de *add-back* es más alta que la suma de las eficiencias individuales de los cristales. Esto es así, ya que todos los sucesos Compton así considerados en cada cristal individual, que suponen un fondo en el espectro individual, pasan a formar parte del fotopico al sumar todas las contribuciones. Esta técnica resulta más importante a altas energías (por encima de 1 MeV) y es muy útil cuando tenemos poca estadística en la medida. Se construyen *arrays* o conjuntos de muchos detectores de este tipo para aumentar la eficiencia geométrica, hecho que compensa la baja eficiencia intrínseca que presentan. Otra ventaja de los detectores de germanio segmentados, es la reducción del ensanchamiento por efecto Doppler. Esto ocurre cuando la emisión del rayo gamma viene de un núcleo en movimiento, y hay una dispersión en velocidad y ángulo viéndose la resolución grandemente afectada. Sin embargo, si reducimos el ángulo sólido de apertura, dividiendo un volumen de germanio en regiones, esto es, segmentándolo, restauramos una buena resolución en el detector.

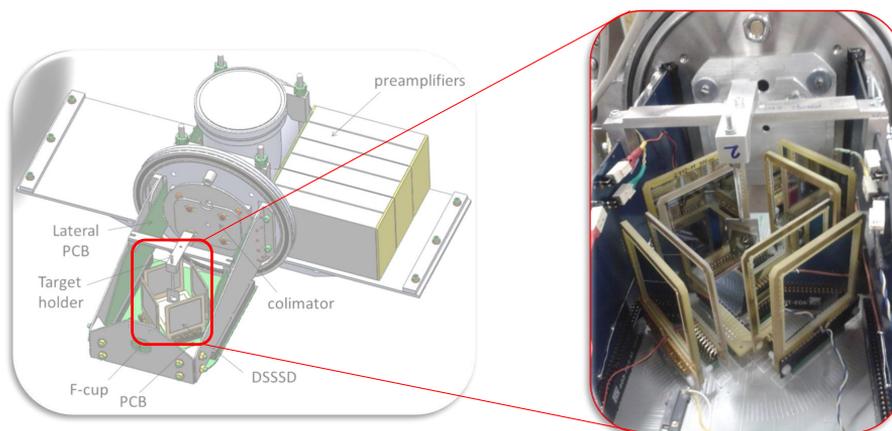
En el experimento que aquí se describe, tenemos cuatro detectores HPGe, cada uno, a su vez segmentados en cuatro cristales rodeando la cámara de implantación/detección.



**Figura 2.12** – A la izquierda, muestra de un detector de germanio segmentado tipo *clover*. A,B,C,D indican cuatro cristales de germanio, divididos cada uno en otros cuatro cristales (1-8) por los contactos. A la derecha un detector real, donde se ve el cristal y su criostato de refrigeración con nitrógeno líquido.

### 2.5.2 Dispositivo experimental

En el interior de la cámara de implantación/detección, como hemos mencionado, se encuentran los detectores de partículas cargadas. Forman un conjunto de 4 telescopios  $\Delta E-E$  y un DSSD horizontal. Estos detectores rodean la lámina de implantación, de carbono ( $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), colocada en el centro del montaje, donde el haz se deposita. Dadas las distancias de dicha lámina a los detectores y el tamaño de los mismos ( $50 \times 50 \text{ mm}^2$ ), tenemos una gran eficiencia geométrica, necesaria para el estudio de este tipo de núcleos exóticos. Consideraremos que la eficiencia total de detección para partículas cargadas es el ángulo sólido subtendido por los detectores (la eficiencia intrínseca se considera que es el 100%). En la figura 2.13 se muestran los detectores utilizados en el experimento.



**Figura 2.13** – Conjunto de detectores de silicio para partículas cargadas

Esta configuración telescopio de detectores es esencial para la identificación de partículas, esta cuestión se detalla en la sección 2.5.1.

Se quiere cubrir un amplio rango de energías de detección, por lo que los detectores tienen diferentes espesores. Los detectores segmentados delgados se destinan a detectar protones de baja energía y a minimizar la respuesta beta (para protones de hasta 2.5 MeV). Los detectores segmentados más gruesos, son dedicados para protones de alta energía (para energías de entre 6 y 12 MeV). Los PAD con un grosor considerable (500  $\mu\text{m}$  y 1700  $\mu\text{m}$ ), están destinados a la detección de partículas beta y a parar completamente los protones de alta energía que atraviesan el detector delantero segmentado.

En conclusión, este dispositivo experimental, es muy compacto, con gran eficiencia de detección (47% of  $4\pi$ ) para la emisión de partículas cargadas beta retardadas y un bajo umbral energético de detección de (150 keV). También tiene una buena resolución energética (25 keV) y angular ( $3^\circ$ , ya que tenemos cinco detectores con 256 píxeles cada uno). En la tabla 2.1 se detallan las características de los detectores.

Detector	Espesor ( $\mu\text{m}$ )	Número de serie	$\Delta L$ frontal (nm)	$\Delta L$ trasera (nm)	$E_p$ (MeV)	Dist. a blanco (mm)
DSSD1 (U1)	295	2851-20	600	50	6	45.3(1)
DSSD2 (U2)	524	2495-18	50	600	7	32.7(1)
DSSD4 (U4)	67	2881-1	50	600	2.5	35.6(1)
DSSD5 (U5)	1000	2635-21	50	600	12	40.4(1)
DSSD6 (U6)	65	2887-15	50	600	2.5	41.5(1)
PAD1 (P1)	1483	2880-15	600	600	12	60.8(1)
PAD2 (P2)	1473	msx25-1500	600	600	12	50.0(1)
PAD4 (P4)	505	2712-11	600	600	12	53.1(1)
PAD6 (P6)	500	2712-8	600	600	12	1.4(1)

**Tabla 2.1** – Características de los detectores usados en el experimento IS577. DSSD1 estaba invertido durante la toma de datos. La penúltima columna indica la energía máxima de protón que se para en el detector.

El hecho de haber realizado la medida en la ISOLDE Decay Station, puso a nuestra disposición el conjunto de 4 detectores de Germanio Hiperpuro HPGe, antes descritos, colocados sobre un soporte rodeando a la cámara de detección. Esto nos permite medir simultáneamente partículas cargadas y rayos  $\gamma$ , con lo que además de poder realizar coincidencias partícula-partícula, tenemos coincidencias partícula-gamma, para estudiar los estados excitados de los hijos de nuestros núcleos de interés.



**Figura 2.14** – MAGISOL Si-Plugin Chamber en la IDS durante el experimento IS577, donde se muestra el set-up completo, con los clovers de germanio

## 2.6 Electrónica utilizada

En el experimento IS577 se hicieron medidas de energía y tiempo:

- 352 canales en total, de los cuales 180 de ellos son de energía.
- 32x5 canales de energía de los DSSD, y los mismos para tiempo.
- 4 canales de energía para los PAD y 4 de tiempo.
- 16 canales de energía para los HPGe, 2 canales de tiempo.

Es importante explicar cómo se han obtenido las señales de energía y tiempo de los detectores así cómo se ha establecido la señal de trigger en el circuito electrónico. Esta última señal es rápida con respecto a la señal de energía y permite quedarnos con las señales de energía o tiempo (analógicas) cuando se cumple una condición determinada en las mismas (supera un cierto umbral, un flanco de subida o de bajada, el ancho de un pulso, glitches que pueda haber en la señal, etc.). La lógica de trigger, se puede elegir de muchas formas diferentes, no hay una única configuración correcta. Por otro lado, con la evolución de la tecnología, el esquema electrónico va variando en algunos puntos. Por ejemplo, con los nuevos módulos digitales, podemos sustituir todo un conjunto de módulos NIM dedicados a la lógica de trigger, por una sola tarjeta VME que realiza todo este trabajo.

Los módulos que hemos utilizado para tratar dichas señales son de dos tipos: NIM (Nuclear Instrument Module) o VME (Versatil Module Europe Bus). Los módulos NIM fueron los primeros usados para instrumentación nuclear. Están conectados a un *crate* donde se les suministra voltaje para su funcionamiento (6V, 12V, 24V). Son módulos analógicos no programables. En cambio los módulos VME, son programables, y están conectados al sistema de adquisición, de manera que se pueden transferir sus datos electrónicamente.

Como está señalado en la figura 2.16 cada canal de los detectores está conectado a la cadena de electrónica. La señal de energía generada por el detector pasa por el preamplificador y amplificador, donde la señal se amplifica y cambia de forma a una gaussiana para que pueda ser tratada por el sistema de adquisición de datos (DAQ); finalmente esta energía va al ADC y la CPU, donde se almacena.

Para las señales de energía y trigger, los módulos analógicos que se han utilizado son:

- **Preamplificadores espectroscópicos o de carga:** Tienen un circuito RC integrador, integran la señal que viene del detector, de forma que la carga (proporcional a la energía dejada por la partícula en el detector) se traduce en amplitud de voltaje. La señal de salida tiene un tiempo de subida rápido, y un tiempo de bajada exponencial, siguiendo las leyes de carga y descarga de un condensador. El tiempo de subida viene determinado por el tiempo de recolección de carga en el detector, que depende del lugar en el detector donde se ha producido la interacción. Para minimizar el ruido electrónico, suele estar

colocado cerca de los detectores. En este experimento, hemos usado módulos de Mesytec MPR-64, MPR-32 [GK15a] para los DSSD y Mesytec MPR-1 para los PAD. En el caso de los detectores de HPGe, el preamplificador está enfriado e incorporado junto con el detector.

- **Amplificadores espectroscópicos, o de carga:** Tienen un circuito CR-RC derivador e integrador. Amplifican la señal del preamplificador (pasamos de mV a V), y además, cambian de forma a la señal, pasando a tener un pulso gaussiano, pudiendo de esta manera tener muy bien definida la amplitud de la señal, que es lo que nos interesa de la misma. Además con esta forma gaussiana, optimizamos la razón señal-ruido y acortamos la cola de la señal del preamplificador, evitando efectos de pile-up. La constante temporal  $\tau = RC$ , o shaping time, el tiempo que tarda en conformarse la señal está entre  $0.5 \mu\text{s}$  y  $10 \mu\text{s}$  para medidas precisas de la amplitud. Ahora bien, hay que encontrar un compromiso entre este shaping time, la resolución y el tiempo muerto del sistema (tiempo en que se está procesando una señal y no es capaz de adquirir la siguiente). En este experimento, usamos diez módulos Mesytec STM-16+ para los DSSD, uno para los PAD y dos Mesytec MDS-8 para los HPGe.
- **Timing amplifier (TFA):** En este caso, no nos interesa la amplitud de la señal, sino su componente rápida, o tiempo de subida de la señal. Además de amplificar y optimizar la razón señal-ruido, filtra la señal para tener la mejor resolución temporal. Tienen circuitos independientes RC diferenciador y CR integrador para la forma del pulso. La señal de salida, es una gaussiana, como en el amplificador espectroscópico, pero aquí, es un pulso corto (el valor de la resistencia de RC-CR varía) y tiene el tiempo de subida característico del amplificador. La constante de tiempo  $\tau = RC$  está entre 20-300 ns. En los módulos Mesytec STM16+ usados en este caso para los DSSD y PAD, el TFA está incluido en el módulo del amplificador espectroscópico, y la señal temporal resultante está dada en una salida diferente a la señal en energía. En el caso de los DSSD hemos usado estas señales temporales para el trigger; hemos utilizado las señales *STM-common output*, que nos da también dicho módulo SMT-16+. En el caso de los PAD y HPGe hemos utilizado el módulo CAEN N979 16ch fast amplifier [CAE15].
- **Discriminador:** La salida del módulo TFA, usualmente se introduce en un discriminador de señales y en un TDC (Time to Digital Converter). El discriminador se usa para tomar decisiones sobre las señales, seleccionando las de interés usando un valor umbral. Hay dos tipos de discriminadores, módulos *leading-edge* (LE) o módulos *constant fraction discriminator* CFD. El CFD acepta señales cuando las amplitudes de las mismas exceden una fracción fija de su máxima amplitud, es decir, que discrimina señales independientemente de la amplitud de la propia señal. Esto es importante en detectores que generan señales que varían tanto en amplitud como en tiempo de subida, para evitar el llamado *time-walk*. Este tipo de discriminación es más compleja que la ofrecida por los módulos LE, en los que simplemente se aceptan señales que exceden un cierto nivel en amplitud de la señal (los amplificadores STM-16+ usados y explicados más arriba son tipo LE).

En nuestro caso, solo las señales temporales individuales de los PAD y HPGe, que van al TDC, módulo que explicamos más adelante, son tratadas por un CFD. Tenemos solo dos señales temporales de los 4 clovers de germanio, por la configuración de los dos amplificadores MSD-8 incluidos en el set-up: cada módulo tiene una salida, que es la suma de las señales de tiempo de dos clovers introducidas en el mismo. En el caso de los DSSDs, las señales que van al TDC son las propias señales TFA del módulo STM-16+ pero retrasadas unos 200-300 ns, gracias al Gate and Delay Generator que comentamos a continuación. El modelo usado de CFD para este trabajo es CAEN N843.

- **Gate and Delay generator:** Módulo que permite ajustar el retraso y la anchura de un pulso entrante. Hemos empleado dos módulos ORTEC GG8020 Octal Gate Generator, para generar las señales de parada/stop que van a los TDC. Para ello, tanto las señales que salen del CFD como las señales de trigger de los DSSDs son retrasadas unos 200 ns. El TDC, convierte digitalmente el tiempo transcurrido desde que dispara un trigger de un detector y la señal de stop del mismo.
- **Unidad lógica:** Este módulo permite seleccionar las puertas lógicas aplicadas a las señales del circuito. Hemos empleado en este set-up electrónico tres unidades lógicas 3 Fold Logic Unit CAEN N405 con las funciones AND y OR. AND se ha aplicado sobre las señales de trigger de cada DSSD. Con esto, solo vamos a aceptar sucesos que han sido detectados a la vez en ambos lados del DSSD (lado p o lado n). Así evitamos el posible ruido electrónico que pueda haber en el detector. Por otro lado, para obtener una única señal de trigger de todos los DSSD (que se dispara cuando cualquiera de ellos ha recibido un impacto), hemos aplicado la otra puerta lógica OR. Lo mismo se ha aplicado para tener un solo trigger de los clovers. El trigger general de los PAD, viene dado como salida por su propio amplificador. Por último, para obtener un trigger global de todo el sistema, que se dispara cuando cualquiera de los detectores del sistema (DSSD, PAD o Ge) reciben un impacto, se ha aplicado otra función OR. Sin embargo, esta última ya no ha sido realizada por esta unidad lógica CAEN N405, sino que el módulo VULOM (VME Universal Logic Module [GS115c]) es el que se encarga de ello, gestionando como señales de entrada los tres triggers obtenidos (uno para DSSD, uno para PAD, otro para Ge). En resumen, todos los detectores pueden disparar el trigger. Se considera una señal válida de DSSD si y sólo si una banda de la parte delantera y otra de la trasera se han disparado.

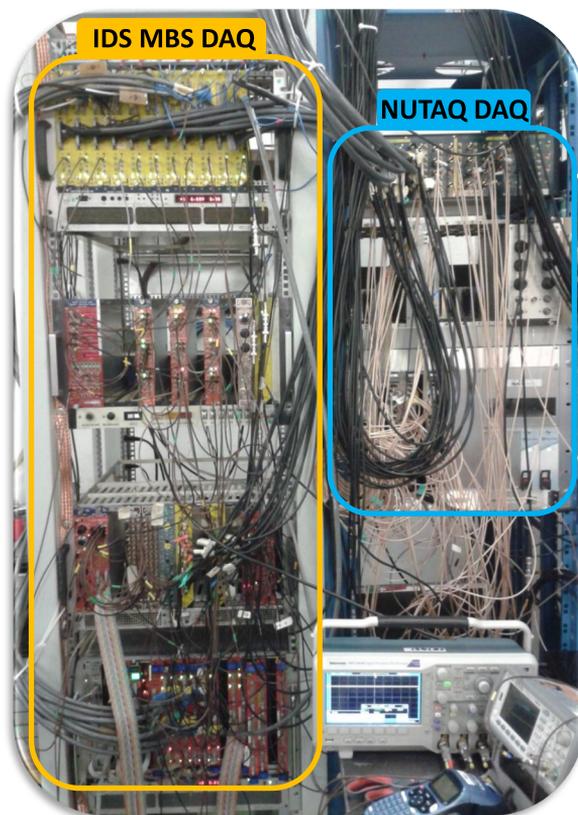
También hemos usado convertidores de señal:

- **NIM-ECL, ECL-NIM translator:** Módulo que proporciona la conversión de señales NIM (ribbon cables) a ECL (cables LEMO) y viceversa. Hemos utilizado dos tipos, uno de ellos es un módulo analógico NIM, CAEN N638, para las señales que salen del Gate and Delay Generator y van al TDC; el otro, es un módulo VME CAEN V538A, que recibe como señales de entrada los tres triggers generales de Si y Ge y las convierte en señales de salida que pueden ser leídas por el VULOM (VME Universal Logic Module).

- **Fan-in Fan-Out (FIFO):** Permite sumar señales, o bien replicar señales a partir de una inicial. Cuando queremos utilizar la misma señal en diferentes operaciones, es útil. CAEN N625 Quad Linear FAN-IN FAN-OUT ha sido utilizado en este experimento para las señales de los detectores de germanio.

Con respecto a la parte digital de la electrónica, hay que comentar que hemos reunido dos sistemas experimentales de dos colaboraciones distintas, todo lo relacionado con los detectores de Si es responsabilidad de la colaboración MAGISOL mientras que el grupo IFIN-HH (Rumanía) se encarga de los clovers de germanio. Como consecuencia, los datos de este experimento IS577 fueron procesados por dos sistemas de adquisición independientes, MBS y NUTAQ, presentes en la estación de medida IDS:

- Un sistema VME análogo propio, basado en MBS (Multi Branch System) del laboratorio GSI (Alemania): en este experimento se utilizó para las señales de los detectores de Si y para las señales de los detectores de germanio
- El sistema digital NUTAQ, dedicado solamente para los clovers de germanio



**Figura 2.15** – Foto tomada durante el experimento IS577, en 2014. Se muestran ambos sistemas de adquisición de datos mencionados anteriormente.

DAQ	Sistema MBS	Sistema NUTAQ
Basado en	MBS de GSI	TDR de Daresbury UK
Tipo	Analógico	Digital
Módulos	Módulos VME: Caen ADC, TDC	virtex4 FPGA módulo ADC
Tiempo de muestreo	50MHz/canal	30KHz/canal
Características temporales	Tiempo muerto	Tiempo muerto menor
Número de canales	182 canales	48 canales
Trigger	VULOM y TRLOII firmware para lógica de trigger	trigger externo que señala en tiempo cada evento en singles
Interfaz	Go4	MIDAS

**Tabla 2.2** – Características de los dos sistemas de adquisición inicialmente instalados.

Los módulos usados que forman parte de dicho DAQ MBS son:

- Convertidor Analógico-Digital (ADC):** Las señales se representan en un histograma, clasificadas según su amplitud. Para ello, estos módulos, asocian a cada señal analógica de amplitud variable, una señal digital que tiene un código de N-bits, calculado a partir del cociente entre el voltaje de la señal analógica y un voltaje de referencia. El ordenador reserva para cada código, una parte de su memoria, que será lo que llamemos canal. De este modo, tendremos representados la altura de los pulsos en función de los canales de memoria. Cuanta más precisión tenga el módulo (más bits para traducir la señal analógica), más preciso será el histograma. Más tarde, buscaremos la relación, normalmente lineal, entre el canal y la energía (una mayor energía, quiere decir que la amplitud de voltaje es mayor, se traduce en un canal mayor). En este experimento, utilizamos en total 7 módulos CAEN V785 de 32 canales para los detectores. Este modelo de ADC convierte el máximo de amplitud de las señales, en una constante análoga. El rango de voltaje de entrada que admite es 0-8V y es 12-bit ADC. Se utilizó una ventana de integración de 2-4  $\mu$ s, para garantizar que las señales de todos los detectores eran recogidas por el ADC. Lo ideal, sería tener todas las señales de TDC de los detectores alineadas en tiempo, para reducir la ventana de adquisición de datos a unos 200 ns.
- Time to Digital Converter (TDC):** Es el módulo análogo al ADC, para las señales de tiempo. Dependiendo de su modo de operación *common start* o *common stop* comienza (start) o termina (stop) el conteo de tiempo desde que un trigger se ha disparado en cualquiera de los detectores. Por tanto, podemos conocer la posición temporal de cada suceso detectado. En nuestro caso hemos utilizado un solo TDC CAEN V1190 (de 128 canales).

- **VULOM:** Es el módulo que recibe los tres triggers generales del sistema y sobre ellos aplica las funciones lógicas requeridas. En este caso, con OR obtiene el trigger general. A partir de ahí, se encarga de construir una ventana o gate, que manda a los ADC en la que las señales que entran en ella, son grabadas por el sistema. Utiliza el firmware TRLO2 [GSI15b]. En este módulo también se introduce la señal T1, que es la señal que viene de la instalación ISOLDE y que nos indica cuando hay un impacto de protones sobre el blanco del que sale el núcleo de interés.
- **CPU:** El último de los elementos de la cadena electrónica, es la CPU (módulo RIO 8062), que se encarga de la lectura de los datos (*readout*), usando la librería Nurdlib [GSI15a]. En concreto se ocupa de dos cosas, del monitoreo de los datos y de su almacenamiento. Mediante los TCP/IP sockets podemos ver durante el experimento los datos a tiempo real con programas de análisis on-line como GO4 [GK15b], usado en este caso.

En la figura 2.15 y en la tabla 2.2 se muestran y se detallan las características de los dos sistemas de adquisición de datos presentes en la estación IDS y en la figura 2.16 se muestra el esquema electrónico empleado en el experimento IS577.

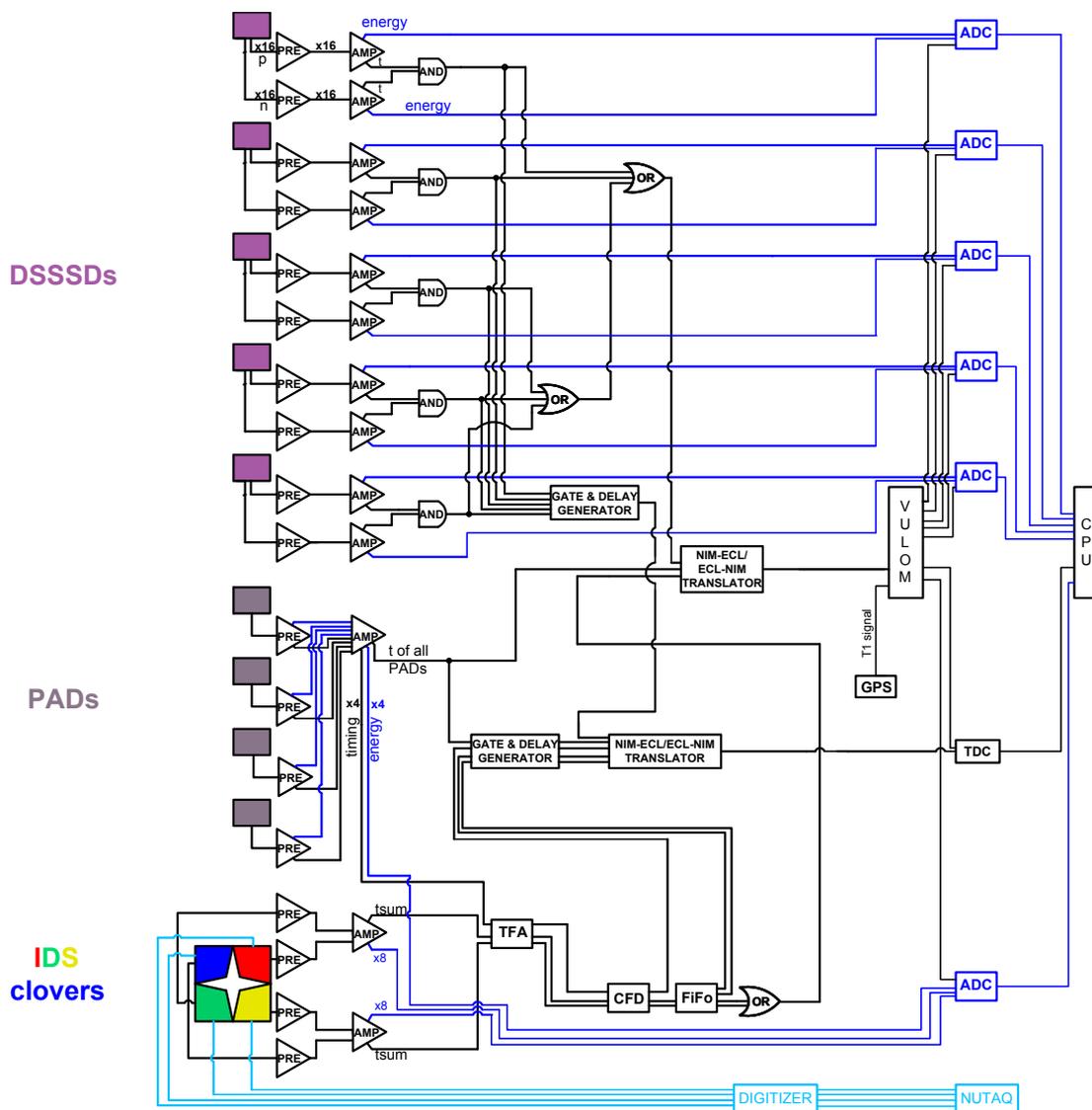


Figura 2.16 – Esquema electrónico con todos los módulos empleados y la lógica de trigger empleada. T1 es la señal que se produce cuando un pulso de protones impacta con el blanco de producción de GPS.



---

## Capítulo 3

# Diseño y pruebas en IEM-CSIC para la preparación del experimento IS577

### 3.1 Preparación del dispositivo experimental

El trabajo de montaje del dispositivo experimental en ISOLDE (sección 2.5), puede dividirse en los siguientes puntos:

- Reducción del nivel de ruido
- Verificación de los caminos eléctricos en las PCB entre los detectores y los amplificadores
- Verificación del funcionamiento del DAQ (sistema de adquisición de datos) con medidas de los detectores en todas las posiciones de la PCB
- Optimización de la resolución energética de los detectores
- Optimización del rango dinámico de los amplificadores
- Optimización del umbral energético de detección, mínima energía desde la que tenemos capacidad de medir

#### 3.1.1 PCB

El nivel de ruido en los detectores, fue reducido gracias al uso de las PCB y tener una buena conexión a tierra en cada punto. Como ya hemos mencionado, el uso de las PCB evita todo el cableado en el interior de la cámara, pero no menos importante es tener en cuenta la tierra de todos los componentes de la cadena electrónica, desde las PCB hasta los módulos que tratan las señales de los detectores. Entender cómo funciona el circuito de tierras en este tipo de experimentos, es realmente complicado. Si todas ellas no están bien dispuestas y forman un bucle, se puede producir un voltaje inducido, o puede suceder que haya interferencia de otros aparatos a través de ellas.

En este montaje, las dos tierras de cada detector que van desde la PCB horizontal a las laterales, fueron soldadas, conectadas todas juntas y llevadas a la tierra de la cámara

de implantación (a la brida que separa el vacío de la cámara del exterior). Asimismo, se puso especial atención en los preamplificadores, que además de estar lo más cerca posible de los detectores fuera de la cámara, se rodearon con una capa conductora conectada a tierra. Se comprobó también que los pines de los conectores de entrada de los mismos no introducían ruido y los que iban a tierra funcionaban correctamente. Otras fuentes de ruido, como el mal apantallamiento del resto de conectores o cables, fueron reducidas de la misma manera.

La reducción de ruido es importante, puesto que influye tanto en la resolución de los detectores, como en la energía mínima que podemos medir.

### **3.1.2 Verificación de los caminos eléctricos**

Con un polímetro hemos comprobado cada camino eléctrico, confirmando que las señales de la PCB horizontal se corresponden con las marcadas por el diseño en la PCB lateral; cualquier error descubierto en las soldaduras fue solucionado. A su vez vemos la correspondencia entre los caminos de la PCB y las señales del preamplificador. Para finalizar, tenemos que seguir estas señales hasta el ADC. De este modo, tendremos una tabla de correspondencia entre canales detector-preamplificador-ADC. Esto es muy importante, ya que hay muchas señales independientes en el sistema, y hay que saber cuáles corresponden físicamente a cada canal del detector.

### **3.1.3 Verificación del funcionamiento del DAQ**

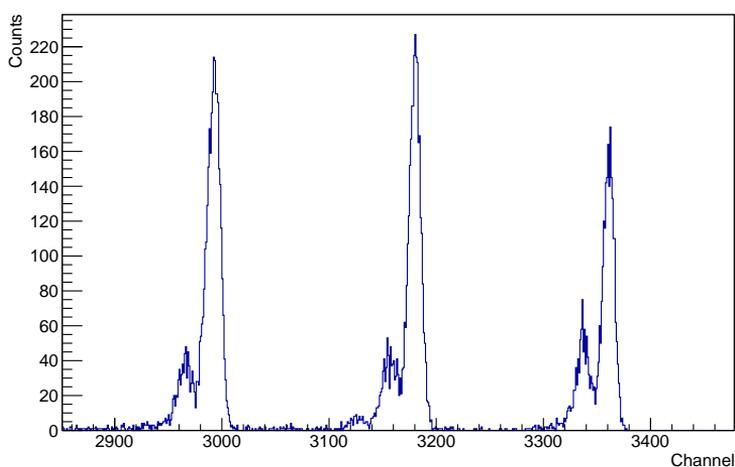
Los detectores fueron medidos en todas las posiciones de la PCB horizontal. Se utilizaron DSSD de diferentes espesores y PAD con una fuente triple alfa. El software elegido fue MIDAS. En todas las posiciones se obtuvieron espectros similares con todos los canales funcionando correctamente.

### **3.1.4 Optimización de la resolución energética**

La resolución de los detectores, para protones y alfas viene afectada por varios factores como la estadística del proceso de ionización, los efectos de las colisiones nucleares en el final de la trayectoria de la partícula, y el ruido electrónico; la eliminación del ruido resulta decisiva para obtener una buena resolución. También hay otras fuentes que influyen en la resolución, como la temperatura o el voltaje aplicado a cada detector. Controlando todos estos factores, llegamos a obtener una resolución de 22 keV sin enfriar los detectores (figura 3.1). La resolución energética que hemos obtenido para cada detector usado en la optimización (diferentes de los detectores utilizados en el experimento) se indica en la tabla 3.1.

	DSSD A		DSSD B		DSSD C		PAD D
Espesor ( $\mu\text{m}$ )	295		297		60		500
Posición	Vertical		Vertical		Horizontal		Vertical
V(V)	-75		-60		-25		-60
I( $\mu\text{A}$ )	0.21		1.0		0.09		0.19
Rango dinámico (MeV)	20	100	20	100	20	100	20
Resolución (keV)	21.9	33.6	26.3	37.4	40.27	49.6	31.7

**Tabla 3.1** – Resolución energética de los diferentes detectores usados en el trabajo de laboratorio. No son los detectores usados en el experimento, salvo uno de ellos y no está en la posición que ocupó en el experimento. Con el aumento de la temperatura, aparece una corriente de fuga (I), indicada en la tabla.



**Figura 3.1** – Espectro de una fuente triple alfa ( $^{239}\text{Pu} - ^{241}\text{Am} - ^{244}\text{Cm}$ ) tomado durante la optimización de la resolución: FWHM=13.2 keV. La fuente emite partículas alfa a varias energías; las que tienen asociadas menor razón de ramificación (5.14 MeV - 5.44 MeV - 5.76 MeV) se observan en el espectro como picos de poca intensidad.

### 3.1.5 Elección del rango dinámico

El rango dinámico se establece en función de las energías de interés. La elegimos a partir de la amplificación de las señales, asegurándose que las señales de interés están dentro del rango dinámico. La amplificación total de las señales viene dada por el preamplificador y amplificador. Con un gran rango dinámico, tenemos menos amplificación, menos ruido, y mejor resolución, y con un rango más pequeño, tenemos más amplificación, pero más ruido y peor resolución. Tenemos que alcanzar un equilibrio entre las dos etapas de amplificación del sistema. En concreto en nuestros preamplificadores las opciones del rango dinámico son 20 MeV o 100 MeV y en el amplificador tenemos varias etapas de ganancia que van desde 1 hasta 16.4. Con la máxima amplificación en ambos módulos y un rango dinámico de 100 MeV, resultó en tener un rango limitado de energía y mala resolución. Con una ganancia

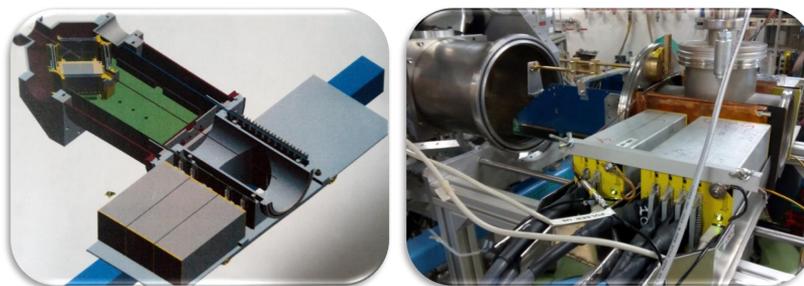
más pequeña en el amplificador y un rango dinámico de 20 MeV, obtuvimos un espectro con mejor resolución teniendo acceso a energías más altas.

### 3.1.6 Umbral energético de detección

Por último, con todos los puntos anteriores cumplidos (buena resolución, bajo nivel de ruido, buena amplificación), pasamos a comprobar la mínima energía que somos capaces de medir en estas condiciones. Para ello utilizamos un generador de señales o púlsar, un atenuador, una fuente alfa de  $^{148}\text{Gd}$  y el detector DSSD A de la tabla 3.1. El objetivo es ir atenuando la señal, hasta que desaparezca del espectro; en ese canal donde la señal desaparece, verificando que la integral del púlsar cuadra con el tiempo de medida, es donde tenemos nuestro límite de detección. Para convertir dicho canal a energía, tenemos que obtener una recta de calibración; esto es sencillo, hacemos coincidir la señal del púlsar con el atenuador en la señal del Gd, de energía conocida. Puesto que los pasos de atenuación en decibelios (dB) son conocidos, podemos saber a qué energías se está desplazando la señal del púlsar. Con este sencillo procedimiento, encontramos nuestra energía mínima de detección que resultó ser 150 keV.

## 3.2 Transformación de la cámara IS577

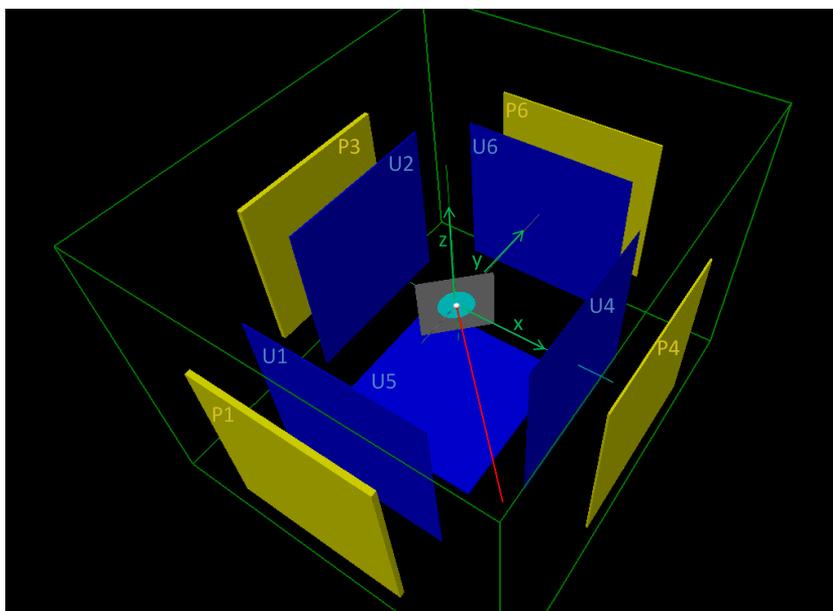
La cámara de implantación/detección MAGISOL Si-plugin Chamber fue usada por primera vez en un experimento previo al de esta tesis, que tuvo lugar exitosamente en la instalación IGISOL, en Jvaskyla (Finlandia). El objetivo de este experimento fue la búsqueda del segundo estado  $2^+$  del núcleo  $^{12}\text{C}$  poblado en la desintegración de  $^{12}\text{N}$  y  $^{12}\text{B}$  mediante coincidencias  $\beta$ -triple- $\alpha$ . De este experimento, se han realizado dos tesis doctorales [Ref16, Gar17]. En esta medida, se demostró el potencial del diseño de la cámara para este tipo de medidas y el buen trabajo de laboratorio explicado anteriormente. Con esta misma configuración, se usó en nuestro experimento de interés en ISOLDE, siendo la primera vez que se medía allí con esta cámara. Este montaje experimental, nos dio la experiencia necesaria para poder mejorar ciertos aspectos en los siguientes experimentos. Fundamentalmente, se ha optimizado la eficiencia gamma, cambiando la dirección de los detectores, de forma que los detectores de germanio están más cerca del punto de implantación. Las medidas de  $^{20}\text{Mg}$  (2015) [IC16] y  $^{16}\text{N}$  (2016) [KMB<sup>+</sup>17] se han beneficiado de esta sensibilidad de detección.



**Figura 3.2** – A la izquierda, vista de la cámara actual MAGISOL Si-Plug-in Chamber junto con el soporte y los amplificadores. A la derecha una foto real tomada durante uno de los experimentos siguientes al descrito en esta tesis.



Para completar la caracterización de la geometría, necesitamos elegir un sistema de coordenadas tridimensional (figura 3.4), donde colocar las medidas de la figura 3.3. En dicho sistema de referencia, se ha elegido como origen la posición de la lámina de implantación. Este sistema, ha sido utilizado para todo el análisis. La posición de los detectores en el mismo se muestran en la tabla 3.2.

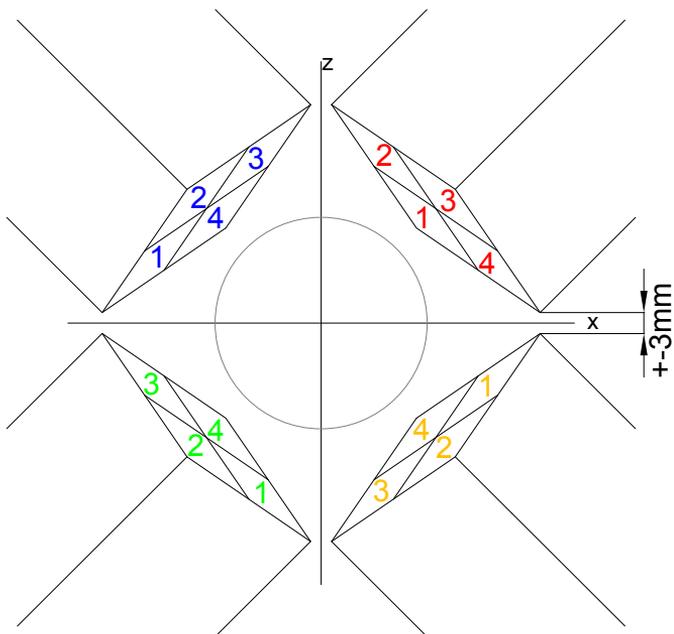


**Figura 3.4** – Vista tridimensional del dispositivo experimental. Aquí se aprecia la lámina de implantación de carbono, depositada en un soporte de metal rotado 45 grados con respecto a la superficie de los detectores. El sistema de coordenadas elegido, en color verde, tiene como punto de referencia la lámina de implantación.

Detector	Espesor ( $\mu\text{m}$ )	Referencia	x (mm)	y (mm)	z(mm)
DSSD1 (U1)	295	2851-20	-45.3(1)	-1.8(1)	1.4(1)
DSSD2 (U2)	524	2495-18	4.4(1)	-1.0(1)	-32.7(1)
DSSD4 (U4)	67	2881-1	1.4(1)	2.5(1)	35.6(1)
DSSD5 (U5)	1000	2635-21	1.4(1)	-40.4(1)	-4.7(1)
DSSD6 (U6)	65	2887-15	41.5(1)	-1.5(1)	1.4(1)
PAD1 (P1)	1483	2880-15	-60.8(1)	-1.8(1)	1.4 (1)
PAD2 (P2)	1473	msx25-1500	4.4(1)	-1.0(1)	-50.0(1)
PAD4 (P4)	505	2712-11	1.4(1)	2.5(1)	53.1(1)
PAD6 (P6)	500	2712-8	59.1(1)	-1.5(1)	1.4(1)

**Tabla 3.2** – Posiciones de los detectores en el sistema de coordenadas anteriormente descrito (x,y,z), ver figura 3.4

También forman parte de nuestro montaje los detectores de germanio segmentados. Su orientación con respecto a la cámara de implantación se indica en la figura 3.5:



**Figura 3.5** – Orientación de los detectores con respecto a la cámara MAGISOL. Cada detector, compuesto de cuatro cristales, está marcado con un color diferente. En este caso, el haz viene de la dirección del que contempla la imagen. Las distancia de estos detectores respecto del punto de implantación es de unos 20 cm.



---

## Capítulo 4

# Condiciones de medida en IS577

Este experimento se llevó a cabo en octubre de 2014 en la estación permanente IDS con la cámara MAGISOL Si-plugin Chamber en ISOLDE-CERN. Se midieron las desintegraciones de los isótopos  $^{31}\text{Ar}$ ,  $^{32}\text{Ar}$ ,  $^{33}\text{Ar}$  y  $^{34}\text{Ar}$ . El núcleo de interés era  $^{31}\text{Ar}$ , tomamos datos de los núcleos  $^{32}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$  para las calibraciones en energía, puesto que tienen transiciones de protones conocidas y  $^{34}\text{Ar}$  se midió con el fin de determinar la eficiencia de los detectores de Ge. Para este mismo objetivo de la eficiencia gamma contamos con fuentes conocidas  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y on-line  $^{20}\text{Na}$ . Al final del experimento también tomamos datos del núcleo ligero  $^9\text{C}$ , también emisor de protones, extraído en forma molecular. En total grabamos 7GB de datos de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , 1.2 GB de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$  y menores cantidades de datos del resto de núcleos estudiados.

El blanco de producción utilizado fue CaO. Al colisionar los protones de 1.4 GeV del PSB contra este blanco, la reacción es de fragmentación  $^{40}\text{Ca}(p, 3p7n)^{31}\text{Ar}$ . La temperatura estándar de este tipo de blancos es  $800^\circ\text{C}$ , sin embargo, en este experimento, fue posible medir con una temperatura inusualmente baja  $\sim 500^\circ\text{C}$  [RGM<sup>+</sup>14]. Los isótopos resultantes fueron transportados hasta la fuente de ionización tipo plasma VADIS [PCLS10] gracias a una línea de transferencia enfriada por agua, que se utiliza para los gases nobles y compuestos moleculares. Gracias a este enfriamiento, se produce condensación, de modo que solo alcanzan la fuente los gases. Una vez en la fuente, electrones rápidos son acelerados contra el gas, ionizando los átomos del mismo. A continuación, los iones resultantes se extrajeron con un campo eléctrico a 50 kV y por último se les hizo pasar por el separador de masa GPS, para obtener un haz lo más limpio posible. Solo en la masa 31, tuvimos dos contaminantes en forma de molécula,  $^{15}\text{C}^{16}\text{O}$  y  $^{16+14}\text{N}_2\text{H}$  (rayos gammas de la desintegración de  $^{16}\text{N}$  y  $^{15}\text{C}$  han sido identificados).

La preparación del experimento IS577 en la IDS ocupó un total de dos semanas previas a la toma de datos. En ese periodo se instaló la cámara MAGISOL Si-plugin Chamber en la IDS y se realizó el alineamiento de la línea. Además, se instaló toda la electrónica para los detectores de Silicio así como el DAQ MBS, siendo a partir de este experimento dispositivos permanentes en la IDS. Se comprobó el vacío de la cámara y se realizaron algunas medidas con

fuentes radioactivas para verificar que el montaje en su conjunto funcionaba correctamente (comprobación del nivel de ruido y resolución energética de los detectores, funcionamiento del DAQ, etc.). Además, se tomaron algunos ficheros de calibración, los restantes se tomaron después de la finalización del experimento.

Asimismo, optimizamos todos los elementos de la línea (cuadropolos etc.) para una buena focalización del haz así como transmisión y transporte desde el blanco de ISOLDE hasta el montaje experimental. Para ello, utilizamos las diferentes F-Cup colocadas a lo largo de la línea, así como la F-cup instalada en nuestra cámara de detección, con las que comprobamos la posición del haz y su intensidad. Todos estos pasos se realizan con haz estable de características parecidas al haz radioactivo usado en el experimento; en nuestro caso usamos  $^{40}\text{Ar}$ . El blanco de implantación, de 88 nm de espesor, fue retirado durante este proceso, ya que el haz estable puede ser intenso y romperlo.

Una vez finalizado el proceso de preparación y montaje de la línea se comenzó a medir con haz radioactivo. Hay que destacar la estabilidad de la tasa de átomos detectados, 2 átomos/ $\mu\text{C}$  en el caso de  $^{31}\text{Ar}$  (4000 átomos/s para  $^{33}\text{Ar}$ ) a lo largo de todo el experimento de 7 días de duración: este valor permaneció constante a pesar del corte de luz general que sucedió en toda la zona suiza donde está ubicado ISOLDE y que afectó a todos los sistemas del mismo.

Los pulsos de protones recibidos del PSB en este experimento fueron entre un 40% y un 50% de los totales y la intensidad estuvo salvo excepciones, en el intervalo 1.7  $\mu\text{A}$ -1.95 $\mu\text{A}$ , cerca de la máxima (2  $\mu\text{A}$ ). En la tabla 4.1, todas las condiciones para cada núcleo son dadas en detalle:

Núcleo	Tasa (at/ $\mu\text{C}$ )	Pulsos/SC	Intensidad ( $\mu\text{A}$ )	Beam gate (ms)	Tpo. tot. medida (h)
$^{31}\text{Ar}$	2	13-16/31, 18/39	1.7-1.9	100	89
$^{32}\text{Ar}$	240	13/31, 12/22	1.56 y 1.95	300, 400	2
$^{33}\text{Ar}$	4000	13-16/31	1.7	370, 400, 500	5.5
$^{34}\text{Ar}$	$5 \cdot 10^4$	12/22, 10/23	1.7-1.9	400	1.4
$^9\text{C}$	1500-2500	12/22	1.9	500	1

**Tabla 4.1** – Condiciones de medida en ISOLDE para el experimento IS577. Las tasas mostradas provienen del conteo de partículas de los detectores DSSD4 y DSSD6 de la cámara de implantación. La tasa para  $^9\text{C}$  es dependiente ligeramente de la temperatura del blanco de producción.

---

## Capítulo 5

# Calibración del dispositivo experimental de IS577

### 5.1 Calibración geométrica

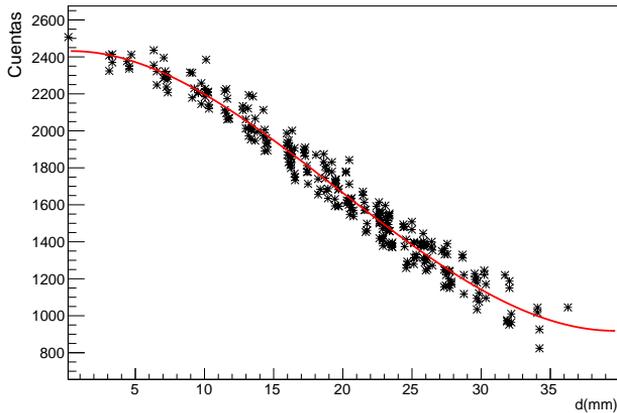
El primer paso en el análisis de los datos, es realizar la calibración de los mismos, en geometría y en energía; la caracterización geométrica del sistema se explica en esta sección y la calibración en energía en la siguiente. Ambas calibraciones están hechas con  $^{33}\text{Ar}$ , ya que tiene transiciones de emisión de protones bien conocidos y su tasa de desintegración es alta, con lo que en pocas horas, tenemos suficiente estadística. Además, se trata de una fuente de calibración on-line, producida de igual forma que  $^{31}\text{Ar}$  (mismo blanco y fuente de iones), con lo que es ideal para la calibración.

Para empezar, debemos saber con exactitud todas las distancias del dispositivo experimental (entre detectores y el punto de implantación) así como conocer el ordenamiento de las bandas de que cada detector, es decir, si el strip que por convenio es denominado, por ejemplo 1 y físicamente ocupa esa posición dentro del detector, es el mismo 1 que asigna el DAQ. Para estos fines, utilizamos los gráficos bidimensionales *hitmaps*, en los que se representan los impactos detectados por las bandas traseras en función los de las bandas delanteras. Podemos trabajar con estas distribuciones de intensidad directamente, ya que se ha considerado como primera y suficientemente válida aproximación que la emisión de protones es isótropa y que toda la actividad se concentra en un único punto dentro de la lámina de carbono (situada en el centro del dispositivo experimental tal y como hemos descrito en la sección 2.5). De hecho, se ha determinado, que dicho punto se encuentra en la mitad del espesor de esta lámina.

Desde el punto de la mayor intensidad recibida por cada detector, podemos trazar las normales a las superficies y su intersección, nos da la posición de la fuente radioactiva puntual. El detector horizontal U5 no ha sido incluido, ya que el soporte sobre el que estaba la lámina de implantación produce una sombra y no hay un punto claro de máxima intensidad. Hemos determinado mediante este cálculo la posición de la fuente y es compatible con las medidas tomadas directamente en el dispositivo experimental durante el experimento. Las

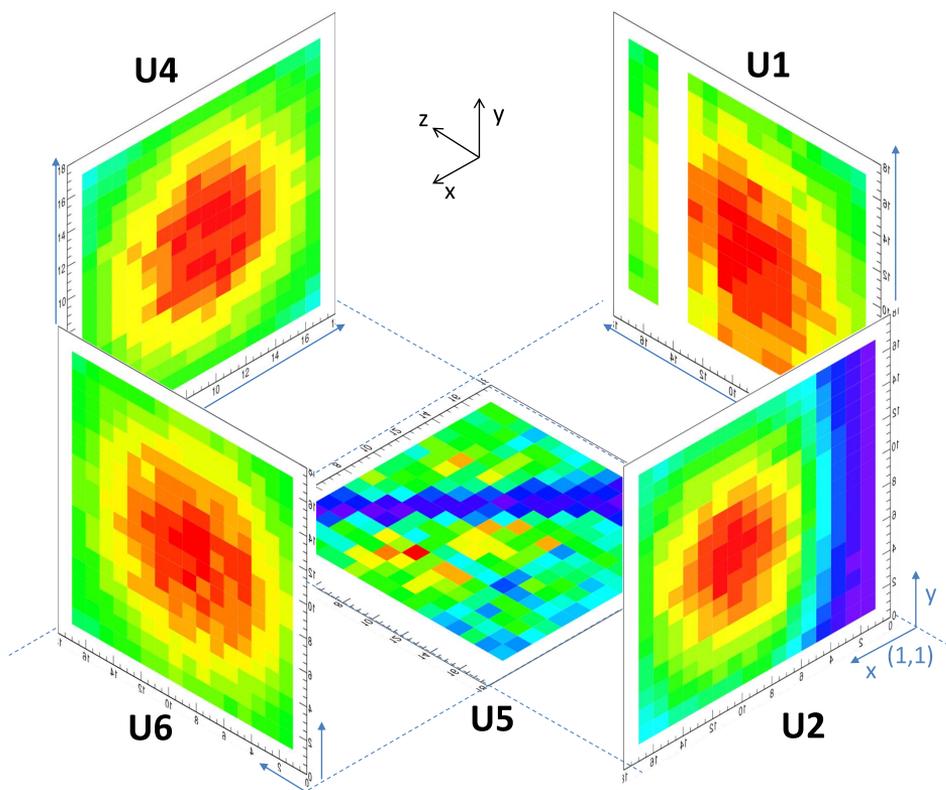
distancias lámina-detector obtenidas con este cálculo y el sistema de coordenadas elegido están detalladas en la sección 3.3.

Para obtener las coordenadas de este primer punto más intenso, podemos actuar de dos formas. Por un lado, podemos elegir el píxel con más intensidad, región de  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  o por otro, estimar un único punto, puesto que hemos considerado a la fuente como puntual (figura 5.1). Ambas soluciones son válidas, se diferencian en el error de la posición (en un caso, el error se corresponde con el tamaño del píxel y en otro, el error es de unas décimas de milímetros). En este caso, hemos elegido el primer procedimiento, puesto que es más rápido en cuestión de cálculo y con respecto a la física, no supone un problema; la fuente realmente es extensa, de unos 2-3 mm, ya que el haz que llega a la zona de detección tiene una anchura determinada, y la actividad que se desposita en la lámina de carbono, no es un único punto.



**Figura 5.1** – Número de cuentas de cada píxel en función de la distancia de cada uno al centro del píxel con más intensidad. La línea roja es la curva de ajuste que resulta ser un polinomio de cuarto grado. Los puntos siguen perfectamente el ajuste, quiere decir que el píxel elegido de máxima intensidad para este detector es bueno.

Con estos cálculos y con las medidas tomadas directamente en el dispositivo experimental (medidas en la PCB donde se conectan los detectores, medidas de las distancias a los propios detectores, ya montados para la toma de datos, etc.), las posiciones de todos los elementos que forman el sistema de detección son bien conocidas. Además, sabemos cómo se distribuye la actividad del blanco sobre nuestros detectores en esta geometría concreta (figura 5.2) y que el orden de las bandas es correcto (La sombra de U5, se corresponde con la posición real del soporte de metal del blanco de implantación así como la sombra en U2 es debida a la posición de dicho soporte). Una vez caracterizado geoméricamente el sistema, podemos pasar a explicar la calibración en energía.



**Figura 5.2** – Hitmaps de  $^{33}\text{Ar}$  de cada detector, colocadas en sus posiciones reales. El sistema de coordenadas tridimensional, en negro, ha sido usado tanto para las calibraciones, como para el análisis. Las flechas azules indican el orden de las bandas en el espacio de cada DSSD con el convenio utilizado: (1,1) indica que en esa esquina tenemos el píxel que surge de la coincidencia entre banda delantera 1 y banda trasera 1. Los números de las bandas van aumentando en dirección de las flechas azules. La sombra de U5 se corresponde con la posición del soporte del blanco de implantación, ver figura 3.4.

Como se observa en la figura 5.2 hay algunas bandas que no dan señal, son bandas que no funcionaron durante el experimento y que no incluiremos en el análisis. En la tabla 5.1 se indican dichas bandas por detector:

Detector	Espesor (um)	Banda delantera	Banda trasera
DSSD1 (U1)	295	1	13, 14
DSSD5 (U5)	1000	1	

**Tabla 5.1** – Bandas de los detectores del dispositivo experimental que no funcionaron durante la toma de datos en IS577

## 5.2 Calibraciones en energía

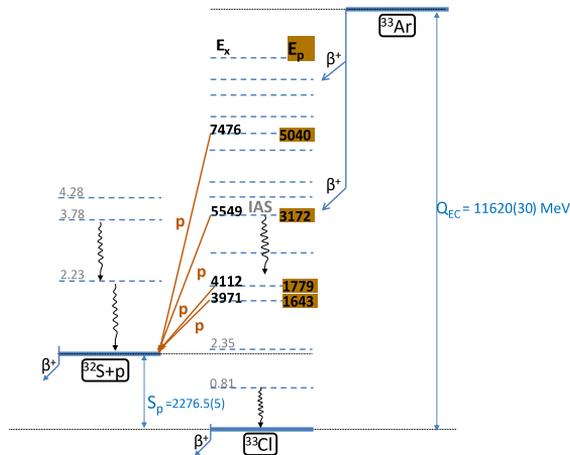
### 5.2.1 DSSD

Las calibraciones de los DSSD se han realizado con algunas de las transiciones de protones de  $^{33}\text{Ar}$  de una energía bien conocida y tal que se detienen en los detectores. Para los detectores más gruesos, hemos incluido los siguientes niveles conocidos de  $^{33}\text{Cl}$ : 3971.24(19) keV, 4112.34(20) keV, 5548.6(5) keV y 7476(4) keV, que se corresponden con las energías de protones en el sistema de laboratorio de 1642.8(5) keV, 1779.5(5) keV, 3171.9(7) keV y 5040(4) keV [CS11]. Hemos incluido la energía de 5040(4) keV, ya que es importante tener una buena calibración a altas energías. Solo cuando transiciones de protones de energías 1642.8(5) keV y 1779.5(5) keV no son visibles, hemos utilizado otra resonancia a 6253(3) keV, cuya energía protónica es de 3855(3) keV. Para los detectores delgados (65 y 67  $\mu\text{m}$  de espesor), que solo paran protones de energía hasta 2.5 MeV, hemos exigido una anticoincidencia con su propio PAD trasero, es decir, que se muestren los sucesos del DSSD cuando en el PAD haya solamente ruido. De esta forma, excluimos todos los sucesos que pasan al PAD y en el espectro de energía solo aparecen los protones que se paran en este último. La relación entre las transiciones de protones y las energías de los niveles excitados de  $^{33}\text{Cl}$  desde los que se emiten, viene dada por la ecuación 5.1:

$$E_{^{33}\text{Cl}}^* = \frac{M(^{32}\text{S}) + m_p}{M(^{32}\text{S})} E_p^{\text{lab}} + S_p + E_{^{32}\text{S}}^* \quad (5.1)$$

donde  $M(^{32}\text{S})$  es la masa del núcleo  $^{33}\text{Cl}$  cuyo valor es 31972071.1744(0.0014)  $\mu\text{m}$  [HAW<sup>+</sup>17],  $m_p$  es la masa del protón 1007825.03224(0.00009)  $\mu\text{m}$  [HAW<sup>+</sup>17] y  $S_p$  es la energía de separación de protón cuyo valor es 2276.5(5) keV.

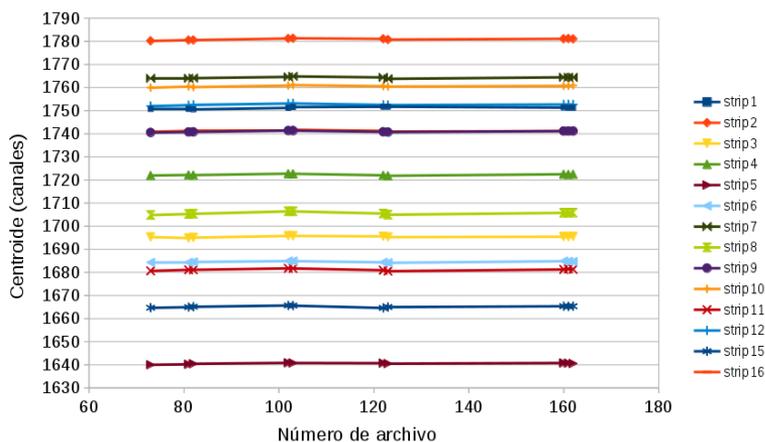
En la figura 5.3 se muestran las transiciones de protones utilizadas en la calibraciones en energía:



**Figura 5.3** – Transiciones de protones (color marrón) empleadas en la calibración en energía, situadas en el esquema de niveles de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ .

Las calibraciones en energía se han llevado a cabo banda por banda con la suposición de que la respuesta de los detectores de Silicio es lineal frente a la deposición de energía. El procedimiento para la calibración es el siguiente:

- **Comprobación de la estabilidad del sistema:** es necesario en primer lugar comprobar que los detectores han mantenido un comportamiento constante a lo largo del experimento, ya que para aumentar la estadística tenemos que sumar todos los ficheros tomados a lo largo del mismo en distintos momentos temporales. Representando los centroides de la transición de protón más intensa de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$  (3172 keV, figura 5.3) frente a los diferentes archivos, se observa la variación de estos a lo largo de la toma de datos. La representación de centroide frente a archivo para el lado frontal del detector U1 (295  $\mu\text{m}$ ) se muestra en la figura 5.4.
- **Calibración por strip y comprobación de la resolución:** una vez comprobada la estabilidad del sistema, sumamos todos los archivos. A continuación se calibra banda a banda cada detector y una vez aplicada la calibración a las 32 bandas de cada detector, sumamos las contribuciones de las 16 bandas delanteras obteniendo un espectro para el lado frontal de cada detector. Hacemos lo mismo con las 16 bandas traseras, obteniendo otro espectro para el lado trasero de cada detector. Una vez que tenemos dos espectros únicos para cada detector (uno para la parte frontal, otro para la trasera), comprobamos que la resolución energética de los mismos no se deteriora. Finalmente, elegimos el espectro del lado del detector que mejor resolución presente, en nuestro caso, hemos utilizado para el análisis los espectros del lado frontal de todos los detectores. En las tablas 5.2 y 5.3 se muestran la anchura de la transiciones de protones de energías 3172 keV y 1318 keV antes y después de la calibración para los DSSD del montaje experimental.



**Figura 5.4** – Representación de los centroides del pico de protones más intenso de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$  (IAS de  $^{33}\text{Cl}$ , 3171.9 keV) en canales (sin calibrar) en función de los diferentes archivos tomados a lo largo del experimento (el inicial es el 73) para la parte frontal del detector U1 (295  $\mu\text{m}$ ). Se observa que la variación es menos de un canal, tenemos una estabilidad casi total a lo largo de la toma de datos. Los errores de los centroides son muy pequeños,  $\approx 0.1$  y no son incluidos en la figura

Detector	Espesor ( $\mu\text{m}$ )	FHWM(keV) original	FHWM(keV) espectro suma
DSSD1 (U1)	295	33.4	34.5
DSSD2 (U2)	524	28.0	28.4
DSSD5 (U5)	1000	28.0	28.2

**Tabla 5.2** – Tabla de las anchuras a media altura (FWHM) de la transición de protón más intensa de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$  (IAS de  $^{33}\text{Cl}$ , 3171.9 keV) antes y después de la calibración para los detectores de más espesor del dispositivo. Estas anchuras resultan de los ajustes gaussianos realizados a las transiciones.

Detector	Espesor ( $\mu\text{m}$ )	FHWM(keV) original	FHWM(keV) espectro suma
DSSD4 (U4)	67	25.4	26.5
DSSD6 (U6)	65	26.3	26.5

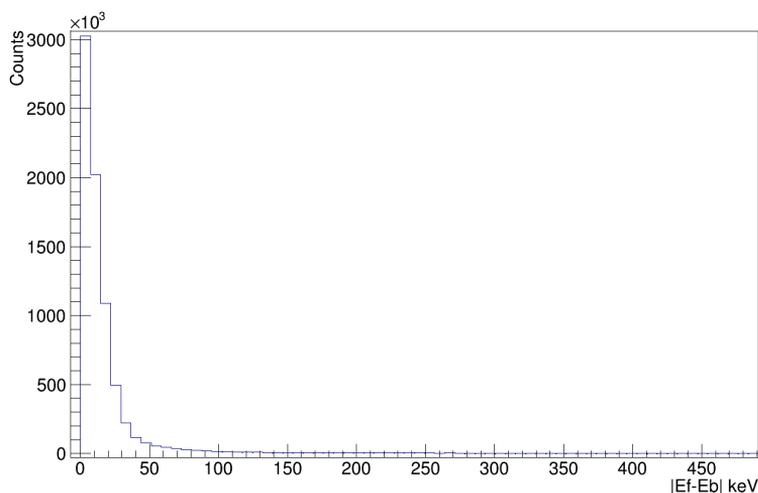
**Tabla 5.3** – Tabla de las anchuras a media altura (FWHM) de la transición de protón de energía 1318(3) keV antes y después de la calibración para los detectores de menos espesor del dispositivo. En los DSSD más delgados, el control de la resolución se hizo con transiciones de protones a más baja energía, ya que la más intensa no se detiene en estos detectores.

Después de calibrar cada banda, obtener un espectro único por detector y comprobar que se mantiene la resolución en energía, las siguientes condiciones han sido aplicadas en todos ellos (los espectros que aparezcan en este trabajo, tendrán todas estas condiciones mínimas):

- **Condición en la multiplicidad de los sucesos:** Para eliminar el ruido de las bandas, los sucesos con multiplicidad mayores que seis en la parte frontal de los DSSD o en la parte trasera son excluidos. La máxima multiplicidad por detector que vamos a tener es 3, en caso de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  (dos protones en coincidencia con una beta), con lo que eventos que disparen más de tres bandas simultáneamente en un solo detector, lo más probable es que se trate de ruido.
- **Condición en la energía individual:** sucesos con energías menores de 80 keV en la parte delantera y trasera son excluidos, dado que también pueden ser ruido y no tenemos sucesos de protones a tan baja energía, por lo que podemos eliminarlos sin problema.
- **Condición en la diferencia de energías de las bandas delanteras y traseras:** Dado que la partícula al interactuar en la zona sensible del detector produce la misma cantidad de electrones que de huecos, las señales que procedan de estos, deberían ser recogidas de igual manera por las bandas delanteras y traseras ya que se trata de un suceso único. Para estar seguros de que dos señales, cada una de un lado del DSSD vienen del mismo suceso físico, imponemos que su diferencia de energías (en valor absoluto) sea menor de un valor dado. Esta cantidad se elegirá en función de las características de cada detector. En concreto, para todos ellos, hemos elegido una diferencia de 50 keV, ya que la mayoría de estadística (entre el 80% y 90%) se concentra en valores menores de esta diferencia (figura 5.5).
- **Condición de próximos vecinos:** Cuando la trayectoria de la partícula cruza la zona que existe entre bandas, la energía que deposita la partícula, induce carga en dos

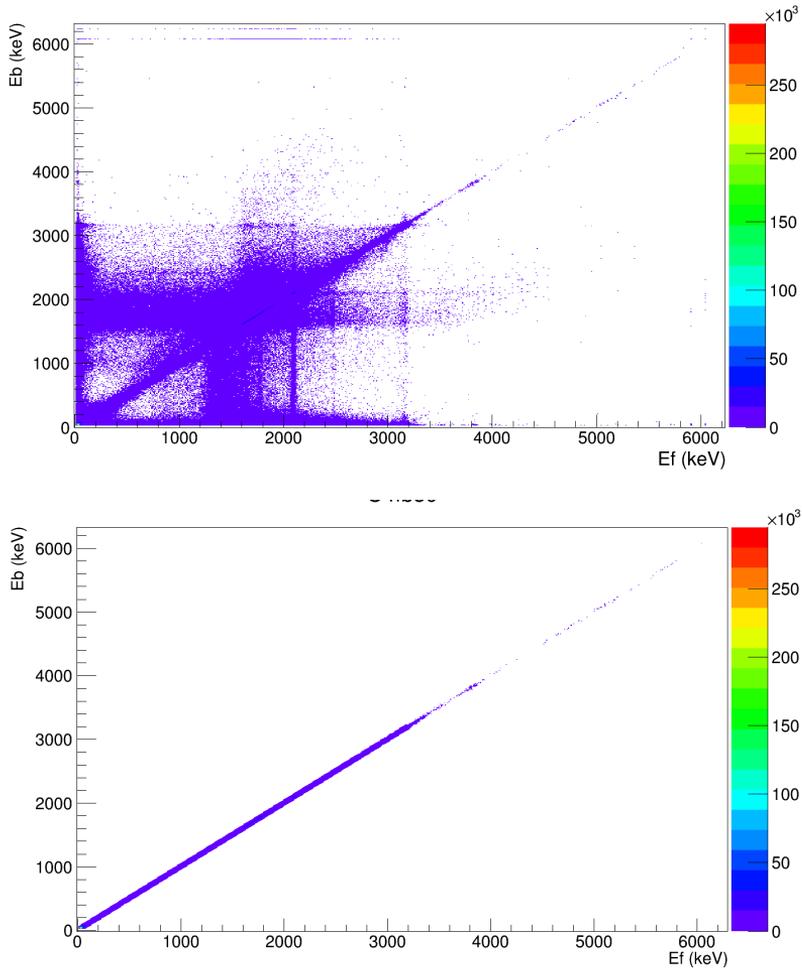
bandas próximas y hay dos señales, en lugar de una, como sería correcto. Este efecto, llamado de *interstrip*, se elimina en gran parte con la condición anterior, sin embargo, a veces no es suficiente. En este análisis, hemos revisado bandas adyacentes y descartado un 7.8% de los sucesos que tengan señal en ambos simultáneamente. La probabilidad de que este efecto ocurra desde un punto de vista geométrico está en torno al 8%, con lo que el número de sucesos descartados entra dentro de lo esperado.

- **Condición para eliminar efectos de borde:** Los efectos de borde en los DSSD suceden cuando la partícula interacciona en las bandas más externas y al salir del detector, por su trayectoria, no alcance el detector trasero PAD. Por tanto, este suceso se puede interpretar equivocadamente como el correspondiente a una partícula que se para en el detector frontal  $\Delta E$ , cuando no es así. Sobre todo, este problema se acentúa cuando el PAD trasero está lejos con respecto de su DSSD delantero. Para evitar los efectos de borde, eliminamos del análisis los sucesos de las bandas delanteras y traseras de los extremos del detector, reduciendo ligeramente el ángulo sólido efectivo y con ello la eficiencia del detector.



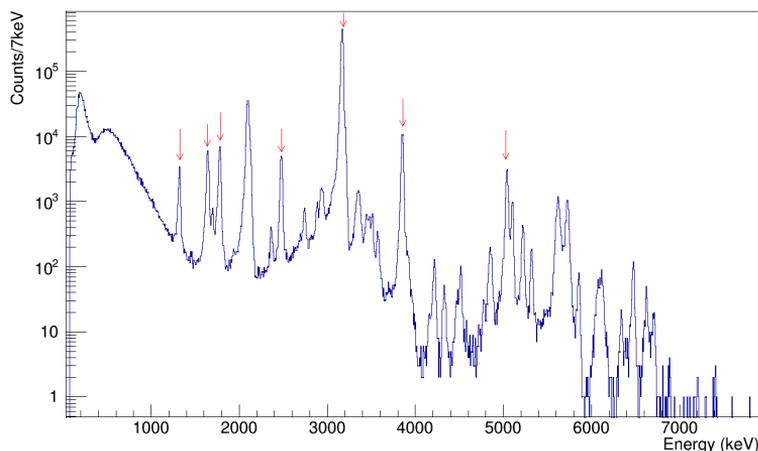
**Figura 5.5** – Diferencia en valor absoluto de la energía depositada en las bandas delanteras y traseras para el DSSD 4 (U4) del dispositivo experimental con todos los archivos pertenecientes a la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ . Vemos como la mayor parte de la estadística (88%) cae dentro de un intervalo de 50 keV.

En la figura 5.6, se muestra el efecto de la condición en la diferencia de energías de las bandas delanteras y traseras; se representan las energías de las bandas traseras en función de las bandas delanteras para uno de los DSSD del montaje sin esta condición y una vez aplicada. Con la condición en la diferencia de energías entre las bandas, los sucesos se aglutinan en torno a la diagonal, son los que tienen energías similares en ambos lados del DSSD y se eliminan aquellos en los que la energía en la parte delantera y trasera del detector no está bien relacionada.



**Figura 5.6** – Energía de las bandas traseras en función de las bandas delanteras del detector DSSD4 en dos casos distintos para mostrar la necesaria aplicación de las condiciones descritas anteriormente. En la parte superior, solo se ha aplicado la condición en la multiplicidad de los sucesos y la condición en la energía individual en los espectros de las bandas delanteras y traseras y en la figura de la parte inferior se ha aplicado además de las condiciones en la multiplicidad y energía individual, la condición en la diferencia de energías de las bandas delanteras y traseras. Se conserva un 88 % de las estadística, eliminando los sucesos fuera de la diagonal, que forman líneas verticales y horizontales. Éstos son sucesos que en un lado del detector solo depositan energía en una banda, y en el otro lado del detector depositan su energía en varias.

En la figura 5.7 se muestra el detector DSSD2 (U2) calibrado en energía, con todas las condiciones anteriores aplicadas.



**Figura 5.7** – Espectro calibrado de  $^{33}\text{Ar}$  con todas las condiciones anteriores aplicadas correspondiente al DSSD2 (U2, 524  $\mu\text{m}$ ). Las flechas rojas indican todos los picos usados en la calibración de los detectores.

### 5.2.2 PAD

La calibración de los PAD se ha hecho de dos formas diferentes, dependiendo del diferente espesor de los DSSD delanteros. En el caso de telescopios con DSSD delgados, la calibración del correspondiente PAD, se ha realizado con  $^{33}\text{Ar}$ . Sin embargo, con DSSD gruesos, como los protones con energías de hasta 6 MeV se paran, se hace imposible utilizar  $^{33}\text{Ar}$  para este caso. Hemos recurrido entonces a una fuente triple-alfa, que fue medida en el experimento con los DSSD sin montar. Aquí tenemos que tener en cuenta dos correcciones; la corrección por capa muerta, dado que en los PAD es de más espesor que en los DSSD y cobra importancia en este caso, y la corrección de pérdida energética entre una partícula alfa y un protón. La carga de un protón y una partícula alfa es diferente, por tanto, si calibramos con alfas pero nuestro espectro es de protones, tendremos que aplicar el factor de corrección  $\frac{\epsilon_\alpha}{\epsilon_p} \approx 2$ , donde  $\epsilon_\alpha$  es la carga específica del protón y  $\epsilon_p$  es la carga específica de la partícula alfa. Además, para refinar esta calibración, podemos hacer el alineamiento de las transiciones obtenidas de la suma DSSD+PAD (detectores delgados) con los detectores más gruesos en los que se paran casi todos los protones, que nos sirven de referencia.

### 5.2.3 Ge clover

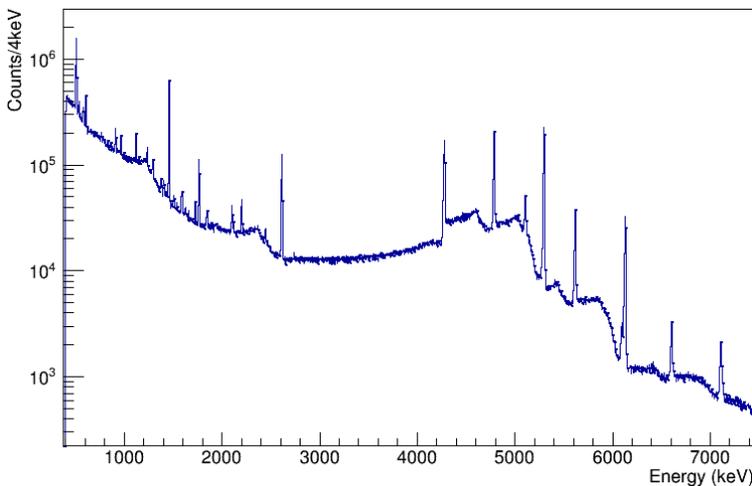
Los detectores de Germanio han sido calibrados primeramente con una fuente de  $^{152}\text{Eu}$ . Esta calibración se mejoró usando los picos de fondo ( $^{40}\text{K}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ ) y transiciones gamma de alta energía de la desintegración de  $^{16}\text{N}$  y  $^{15}\text{C}$ , encontrados en los archivos de  $^{31}\text{Ar}$  (en la masa 31, hubo algunos contaminantes moleculares como  $^{16+14}\text{N}_2\text{H}$  y  $^{15}\text{C}^{16}\text{O}$ ). De esta forma, cubrimos energías hasta 7 MeV.

Las transiciones gamma utilizadas para el cálculo de la calibración se detallan en la tabla 5.4 y en la figura 5.8 se muestra el espectro gamma calibrado de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ .

Fuente	Energía (keV)	$I_\gamma$ (%)
$^{40}\text{K}$	1460.820(5)	10.66(17)
$^{208}\text{Tl}$	2614.511(10)	99.754(4)
$^{15}\text{C}$ (escape simple)	4247.9	-
$^{15}\text{C}$ (escape doble)	4785.9	-
$^{15}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{N}$	5297.817(14)	63.2(8)
$^{16}\text{O}$ (escape simple)	5616.8(4)	-
$^{16}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O}$	6128.63(4)	67.0(6)
$^{16}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O}$	7115.15(14)	4.9(4)

**Tabla 5.4** – Transiciones gamma utilizadas para la calibración de los detectores de germanio

Hemos procedido de igual manera, que en el caso de los DSSD, puesto que tenemos cuatro detectores segmentados. Hemos obtenido 16 rectas de calibración (cuatro cristales por cada uno de los cuatro detectores de Ge), y el espectro suma de todos los cristales, es el que hemos utilizado para el resto del análisis. Además de esto, tenemos dos tipos de calibraciones distintas, ya que un apagón general del CERN interrumpió las medidas y cuando pudimos retomar las medidas hubo un ligero cambio en amplificación, observado a través del desplazamiento del centroide.



**Figura 5.8** – Espectro gamma calibrado de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  suma de todos los cristales. Los picos que aparecen en el espectro son del fondo presente en la medida y de los contaminantes de nitrógeno. Estos picos han sido usados para la calibración en los detectores de Germanio.

## 5.3 Eficiencia de los detectores

### 5.3.1 Eficiencia de los DSSD+PAD

Como hemos comentado en la sección 2.5.1, la eficiencia intrínseca es casi del 100% para detectores de Silicio para partículas cargadas. No es completamente el 100% por motivos como los efectos de *interstrip* comentados anteriormente. Sin embargo, suponemos en este trabajo que cada partícula emitida es detectada. De este modo, la eficiencia total del detector viene dada por el ángulo sólido subtendido por cada detector.

Los ángulos sólidos, han sido determinados de dos formas diferentes: geoméricamente y mediante simulaciones con el programa GEANT4 [CER15]. Para ambos métodos, hemos usado las medidas dadas en la sección 3.3. En el caso geométrico, hemos determinado los ángulos sólidos en varias situaciones: en primer lugar, considerando el espacio entre bandas, siendo la superficie  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ , en segundo lugar excluyendo en el cálculo el espacio entre bandas, utilizando  $49.5 \times 49.5 \text{ mm}^2$  como superficie para el cálculo y en tercer lugar, excluyendo las bandas de la tabla 5.1 que no funcionan. Las simulaciones han sido realizadas sin introducir el espacio entre bandas, siendo la superficie simulada la efectiva de los detectores  $49.5 \times 49.5 \text{ mm}^2$ .

En concreto, para la parte geométrica, hemos usado la fórmula específica, indicada como A4 para el cálculo del ángulo sólido de un plano rectangular [Mat15]. En el caso de las simulaciones de GEANT4, hemos lanzado varias energías de protones desde el punto del blanco de implantación y contabilizado de las totales, cuántas son las que aparecen en el espectro simulado. Por otro lado, con GEANT4 hemos comprobado que la eficiencia geométrica para un protón no ha variado con la energía, cosa que sí sucede en el detector de germanio, cuya eficiencia es dependiente de la energía incidente. Los ángulos sólidos subtendidos por los detectores del montaje experimental vienen dados en la tabla 5.5:

Detector	Espesor (um)	$\omega_{geo}^1$	$\omega_{geo}^2$	$\omega_{geo}^3$	$\omega_{geant4}^*$	$\omega_{geant4}^{**}$
DSSD1 (U1)	295	7.48(71)	7.37(70)	6.29(71)	7.40(74)	6.28(63)
DSSD2 (U2)	524	11.87(77)	11.70(76)	11.70(76)	11.80(100)	11.80(100)
DSSD4 (U4)	65	10.68(74)	10.54(73)	10.54(73)	10.40(100)	10.40(100)
DSSD5 (U5)	1000	9.06(75)	8.94(75)	8.53(70)	8.90(89)	8.51(85)
DSSD6 (U6)	67	8.55(72)	8.43(72)	8.43(72)	8.42(84)	8.42(84)

**Tabla 5.5** – Ángulos sólidos determinados de forma geométrica y mediante simulaciones de GEANT4. El superíndice 1 indica el cálculo de los ángulos sólidos considerando una superficie de  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ , el superíndice 2 indica que la superficie utilizada es  $49.5 \times 49.5 \text{ mm}^2$  y el 3 indica que se han excluido las bandas que no dan señal. El asterisco indica los valores de los ángulos sólidos obtenidos en GEANT4 considerando todas las strips de los detectores y una superficie de  $49.5 \times 49.5 \text{ mm}^2$  y el doble asterisco indica los valores de los ángulos sólidos obtenidos en GEANT4 excluyendo las bandas que no dan señal.

El ángulo sólido total, o la eficiencia de detección para un protón (excluyendo las bandas que no funcionan), es del 45.49%.

### 5.3.2 Eficiencia de los Ge

La eficiencia de los detectores de germanio que se ha determinado es la total, puesto que la eficiencia intrínseca no se puede considerar del 100%; es mucho más pequeña y hay que calcularla junto con la geométrica. Se han empleado dos métodos diferentes para este propósito, que se detallan a continuación.

#### Fuentes de calibración externas

En este caso las fuentes  $^{152}\text{Eu}$  y  $^{137}\text{Cs}$  han sido empleadas. El espectro de dichas fuentes se muestra en la figura 5.9. La ecuación 5.2 es utilizada para determinar la eficiencia de los detectores:

$$\epsilon_{\gamma}(E) = \frac{\text{Area}}{\text{Actividad} \cdot \text{tiempo} \cdot \text{Intensidad}} \quad (5.2)$$

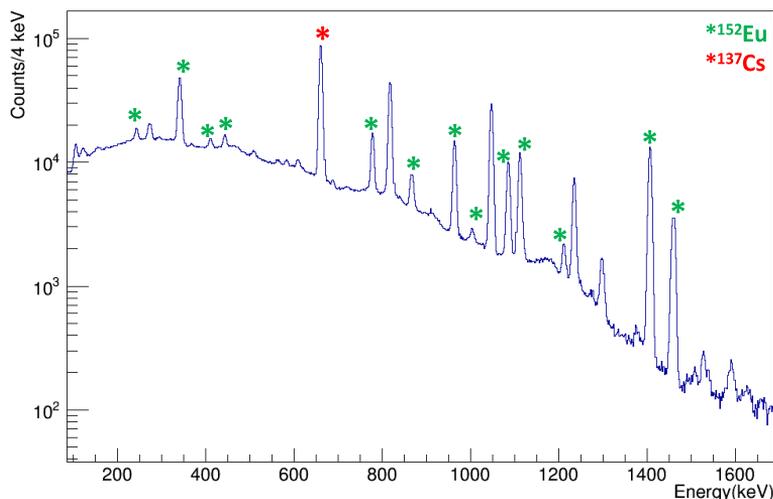
Este método consiste simplemente en hallar el cociente entre los fotones que detecta el germanio y los fotones totales emitidos por la fuente. Para los fotones detectados, basta con obtener el área de los picos que aparecen en el espectro del detector, y para los fotones totales emitidos, no tenemos más que recurrir a la actividad de la fuente y saber con exactitud el tiempo de medida de la fuente. La información sobre las fuentes se detalla en la tabla 5.6.

Fuente	Referencia	Actividad ref. (kBq)	Fecha ref.	Actividad usada (11/2014)
$^{152}\text{Eu}$	4205RP	22.97 kBq	05/01/2012	20.198 kBq
$^{137}\text{Cs}$	2668RP	22.42kBq	01/03/2007	18.763 kBq

**Tabla 5.6** – Datos de la fuente utilizada para la calibración de los detectores de germanio.

El periodo de tiempo desde la fecha de creación de cada fuente (cuarta columna de la tabla 5.6) hasta la fecha de la toma de datos (noviembre de 2014) es diferente para cada una de ellas. Sin embargo, el tiempo en el que ambas fuentes fueron colocadas en la medida para el cálculo de eficiencias, tomada en noviembre de 2014, es el mismo, 68820 s, puesto que ambas fueron colocadas simultáneamente para la toma de datos.

La eficiencia que se puede obtener por este método es a bajas energías, con lo que debemos completar el cálculo con el método en el que se utiliza la fuente on-line  $^{33}\text{Ar}$ , que se explica en la siguiente subsección.



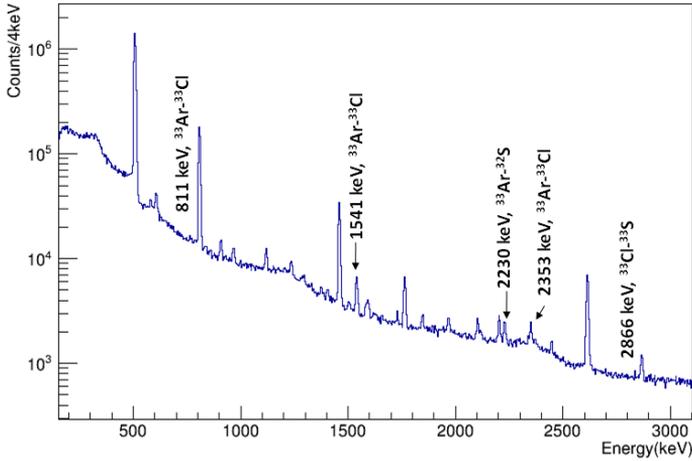
**Figura 5.9** – Espectro gamma con las fuentes de calibración  $^{152}\text{Eu}$  y  $^{137}\text{Cs}$ . En la medida de calibración se colocaron las dos fuentes a la vez y en el mismo lugar donde estaba la lámina de implantación durante el experimento. Los asteriscos verdes indican los picos más intensos de la fuente  $^{152}\text{Eu}$  y el asterisco rojo indica el pico más intenso de la fuente  $^{137}\text{Cs}$ .

### Ampliación de calibración a energías superiores

Con las fuentes de calibración externas usadas ( $^{152}\text{Eu}$  y  $^{137}\text{Cs}$ ), se ha podido obtener la eficiencia hasta energías de 1.4 MeV. Para obtener la eficiencia a energías mayores de 1.4 MeV, hemos utilizado la fuente on-line  $^{33}\text{Ar}$ , cuyo espectro gamma se muestra en la figura 5.10. Se puede determinar el número de iones de  $^{33}\text{Ar}$  en la cámara a partir de los protones detectados, sus razones de ramificación y los ángulos sólidos de los DSSD (sección 5.3.1). Para contar los protones detectados utilizamos el IAS de  $^{33}\text{Cl}$  en los detectores gruesos. En los delgados, contamos el total de protones de la desintegración. Una vez conocido el número de iones y sabiendo el área e intensidad de los picos de las gammas de los espectros de Ge (ver tabla 6.3), procedentes de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ , extraemos la eficiencia gamma de los detectores Ge a alta energía. Matemáticamente, la eficiencia viene dada por la fórmula 5.3:

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{N_{\gamma} \epsilon_p b_p}{N_p b_{\gamma}} \quad (5.3)$$

Este segundo método proporciona valores de eficiencia con más error que el utilizado con fuentes de calibración externas, en el que se conocen las razones de ramificación con alta precisión. Esta diferencia se refleja en las barras de error de la figura 5.11, ya que son de mayor longitud las que corresponden a gammas de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ . Sin embargo, dicho segundo método se usa en relativo para ampliar el rango de la eficiencia gamma. El cálculo relativo de unas gammas a otras elimina errores de la determinación inicial de eficiencias.



**Figura 5.10** – Espectro gamma de  $^{33}\text{Ar}$  con sus picos más intensos marcados. La resolución de este espectro gamma es de 8.1 keV.

---

Las transiciones gammas usadas para el cálculo de la eficiencia de los detectores de Ge se muestran en la tabla 5.7. Se incluyen las transiciones de las fuentes externas  $^{152}\text{Eu}$  y  $^{137}\text{Cs}$ , así como las de la fuente on-line  $^{33}\text{Ar}$ .

Fuente	Energía (keV)	$I_\gamma$ (%)
$^{137}\text{Cs}$	661.657(3)	85.10(20)
$^{152}\text{Eu}$	867.380(3)	4.23(3)
$^{152}\text{Eu}$	964.055	14.60(8)
$^{152}\text{Eu}$	1086.418	11.97(5)
$^{152}\text{Eu}$	1112.087	13.56(6)
$^{152}\text{Eu}$	1408.022	20.80(12)
$^{33}\text{Ar}$	1967.12	0.458(7)
$^{33}\text{Ar}$	2230.2(3)	71.6(6)
$^{33}\text{Ar}$	2351.7	0.7(2)
$^{33}\text{Ar}$	2867.59	0.440(8)

**Tabla 5.7** – Transiciones gamma utilizadas para la calibración de los detectores de germanio

La curva de eficiencia obtenida con fuentes externas  $^{152}\text{Eu}$  y  $^{137}\text{Cs}$  así como con  $^{33}\text{Ar}$ , se muestra en la figura 5.11. La función de ajuste utilizada es la descrita en [KFO<sup>+</sup>98], ecuación 5.4 :

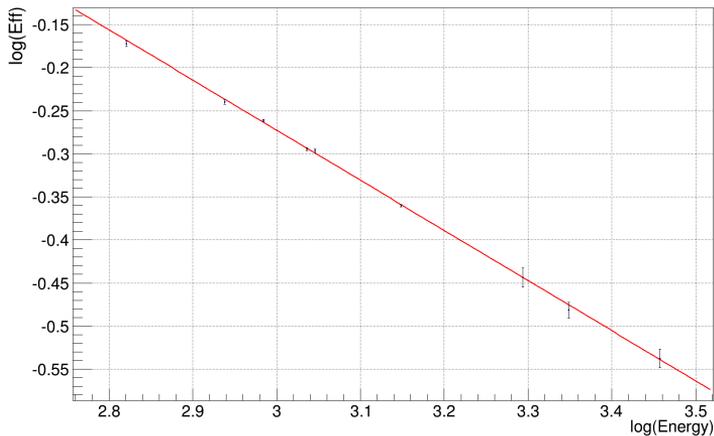
$$\ln(\epsilon_\gamma(E)) = \sum_{i=1}^N (\ln(E))^i \quad (5.4)$$

donde  $N$  es el máximo orden considerado en el ajuste. El máximo orden incluido en el ajuste de este trabajo es  $N=1$  y los valores de los parámetros obtenidos son mostrados en la tabla 5.8:

Parámetro	Valor
$a_0$	1.47(2)
$a_1$	-0.582(7)

**Tabla 5.8** – Parámetros obtenidos del ajuste de la curva de eficiencia de los detectores de HPGe obtenidos con la ecuación 5.4 siendo  $N=1$  el máximo orden incluido

El valor de  $\frac{\chi^2}{ndf}$  indica la bondad de ajuste y en este caso el valor de este cociente es 1.1, cercano a la unidad. Por tanto, la función de eficiencia propuesta para explicar los valores experimentales es adecuada.



**Figura 5.11** – Eficiencia absoluta de los detectores de Germanio obtenida por los métodos anteriores: los puntos hasta 1500 keV corresponden a la eficiencia calculada con las fuentes de calibración  $^{152}\text{Eu}$  y  $^{137}\text{Cs}$  y los restantes corresponden a la eficiencia calculada con  $^{33}\text{Ar}$  y el detector DSSD6 ( $67\ \mu\text{m}$ ). La curva de color rojo es el ajuste realizado que viene dado por la ecuación 5.4.



---

## Capítulo 6

# Estudio experimental de la desintegración beta: $^{33}\text{Ar}$

El análisis presentado en este trabajo se articula en dos capítulos: en el primero mostraremos los resultados de la desintegración beta de  $^{33}\text{Ar}$  (emisor de 1 protón) y en el segundo los de la de la desintegración beta de  $^{31}\text{Ar}$  (emisor de hasta 3 protones). A través del estudio exhaustivo de los protones emitidos tras la desintegración beta, podemos conocer la estructura nuclear de los núcleos hijo  $^{33}\text{Cl}$  y  $^{31}\text{Cl}$ , respectivamente, así como detalles de los núcleos poblados en la emisión de protones.  $^{33}\text{Ar}$  fue usado como fuente de calibración, revelando nuevos resultados gracias a que el dispositivo experimental utilizado, ampliaba los límites de detección hacia energías inferiores y superiores.

El objetivo de este análisis es conocer los estados excitados resonantes de los núcleos hijos de  $^{33}\text{Ar}$  y  $^{31}\text{Ar}$ . A partir del estudio de los protones emitidos, y las coincidencias entre éstos y los rayos gamma medidos de la desintegración, o bien a partir de coincidencias protón-protón, se obtiene información sobre dichos estados excitados, tal como la energía, espín, paridad y población. Por tanto, en primer lugar, se hará una identificación de todas las transiciones de protones presentes en los espectros de los telescopios de Si, se determinará su energía y sus intensidades relativas. En segundo lugar, se analizarán las coincidencias entre los detectores de protones y los detectores de radiación gamma para conocer el estado final de la transiciones de los protones. Además, las coincidencias beta-protón nos permitirán eliminar los fenómenos de  *$\beta$ -summing* (es decir, el protón y el positrón entran en el mismo píxel y se detectan como un único suceso con la energía suma). En el caso de la masa  $A=31$  se estudiarán las coincidencias protón-protón e incluso las de orden superior. Una vez identificado el estado inicial y final para cada transición de protones, se determinarán las energías de estados excitados en el núcleo hijo. En tercer lugar, con las razones de ramificación, energía y vida media calculadas, se obtendrá la fuerza de desintegración beta, es decir, la probabilidad de transición a los diferentes estados excitados. Por último, se estudiará el fenómeno de mezcla de isospín.

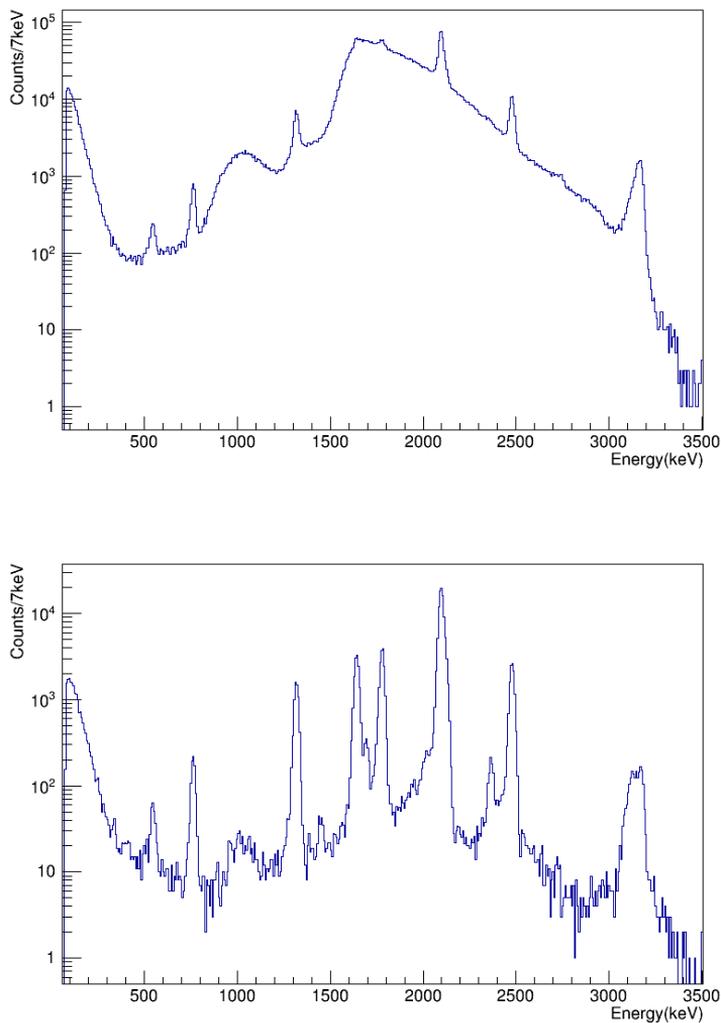
## 6.1 Análisis de los espectros de protones

En el capítulo anterior, hemos explicado las condiciones básicas que han de aplicarse a los espectros de partículas cargadas de los DSSD, que recordemos, están en configuración telescopio. Una vez aplicadas las condiciones de energía entre banda delantera y trasera de DSSD y eliminados los sucesos entre bandas próximas, es necesario además, imponer otras condiciones adicionales, que serán diferentes dependiendo del espesor del detector.

Para los detectores delgados de  $65\ \mu\text{m}$  y  $67\ \mu\text{m}$  y con el objetivo de estudiar las transiciones de protones de menor energía, nos quedaremos solo con la región central del detector, en concreto las bandas 5-12 (ambas incluidas) de la parte frontal y trasera (siguiendo el convenio, ver sección 5.1) para obtener las mejores condiciones señal-ruido a bajas energías. Los ángulos sólidos subtendidos para los detectores delgados cuando se toman las bandas 5-12 son 2.8% y 2.2%. Si nos quedamos con la parte central del detector y seleccionamos solo los protones que se paran en el detector, obtenemos un buen espectro en el que desaparece el fondo beta presente así como la contribución de todos los protones energéticos ( $E > 2.5\ \text{MeV}$ ) que dejan parte de su energía  $\sim 1.7\ \text{MeV}$  en este detector; como consecuencia aparecen los picos de protones que son de nuestro interés.

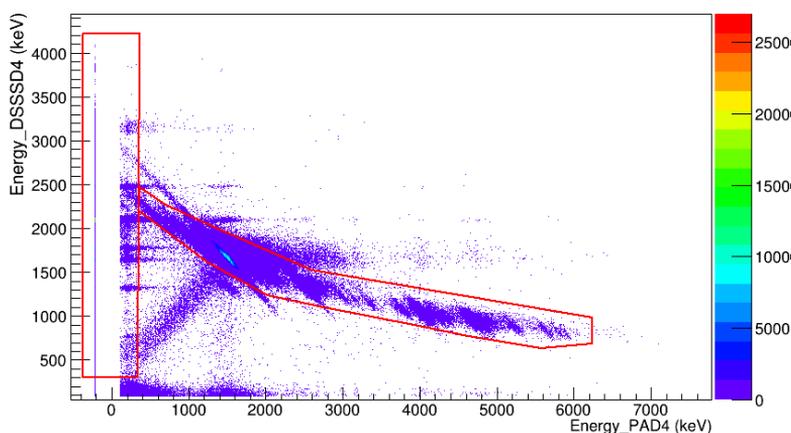
Además, para limpiar el espectro de todo aquello que no se para en el DSSD (protones de alta energía y partículas beta) realizamos una anticoincidencia con su PAD trasero. La anticoincidencia es muy útil para desvelar protones de baja energía, puesto que se confunden en el espectro con las partículas beta.

En la figura 6.1 mostramos dos espectros de uno de los detectores delgados:



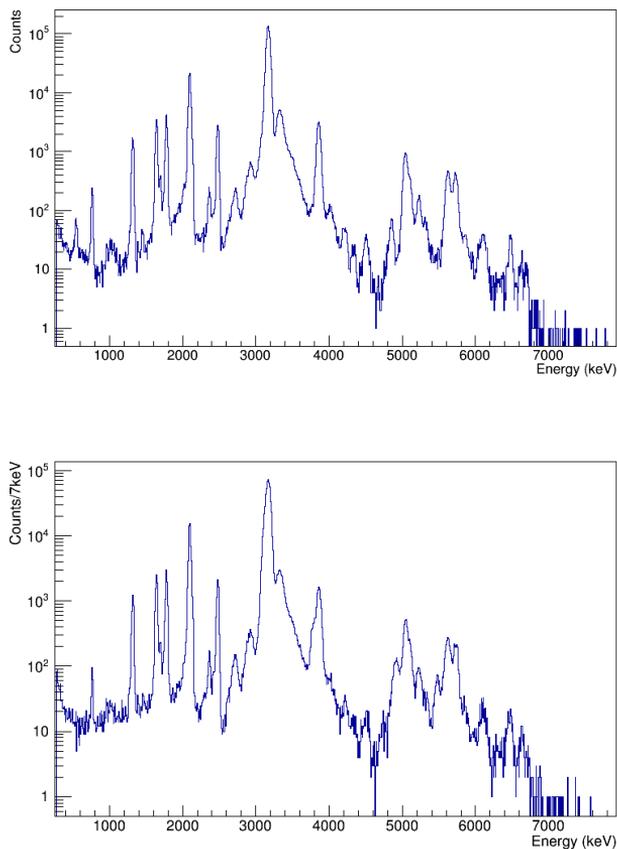
**Figura 6.1** – Espectro de protones del detector DSSD4 ( $67 \mu\text{m}$ ) con diferentes condiciones. En la parte superior, se muestra este espectro con las condiciones básicas de análisis. En la parte inferior de la figura, están solamente seleccionadas las bandas centrales (5-12) de la parte frontal y trasera con anticoincidencia en su PAD trasero. Se observa un espectro más limpio al exigir las condiciones más restrictivas.

Los espectros de los telescopios formados por los DSSD delgados ( $67\ \mu\text{m}$  y  $65\ \mu\text{m}$ ) van a presentar una muy buena resolución a baja energía hasta  $2.5\ \text{MeV}$ , rango en el que todos los protones son detenidos en el DSSD. Estos detectores son destinados principalmente a la detección de protones a estas energías, donde muestran un excelente comportamiento. Sin embargo, la resolución empeora a partir de  $3\ \text{MeV}$ . Por el contrario, los detectores gruesos de  $295\ \mu\text{m}$ ,  $524\ \mu\text{m}$  y  $1000\ \mu\text{m}$  se usan para tener una mejor detección a altas energías, en concreto en el intervalo de  $3\text{-}9\ \text{MeV}$ ; tenemos mejor resolución en este rango de energía que con los detectores delgados. El detector de  $295\ \mu\text{m}$  no es capaz de detener protones de más de  $6\ \text{MeV}$ , por lo que para reconstruir las transiciones de protones de alta energía, hay que sumar las señales que dejan en ambos detectores del telescopio, no siendo una tarea fácil. La forma elegida, es seleccionar con cortes gráficos solo los sucesos de protones, de forma que cualquier suceso que no esté dentro de la región elegida no sea considerado. En la figura 6.2 se muestran dichos cortes gráficos para el detector DSSD4 ( $67\ \mu\text{m}$ ) en los que protones de más de  $2.5\ \text{MeV}$  tampoco se detienen en el detector y se distinguen claramente agrupados en forma de banana.

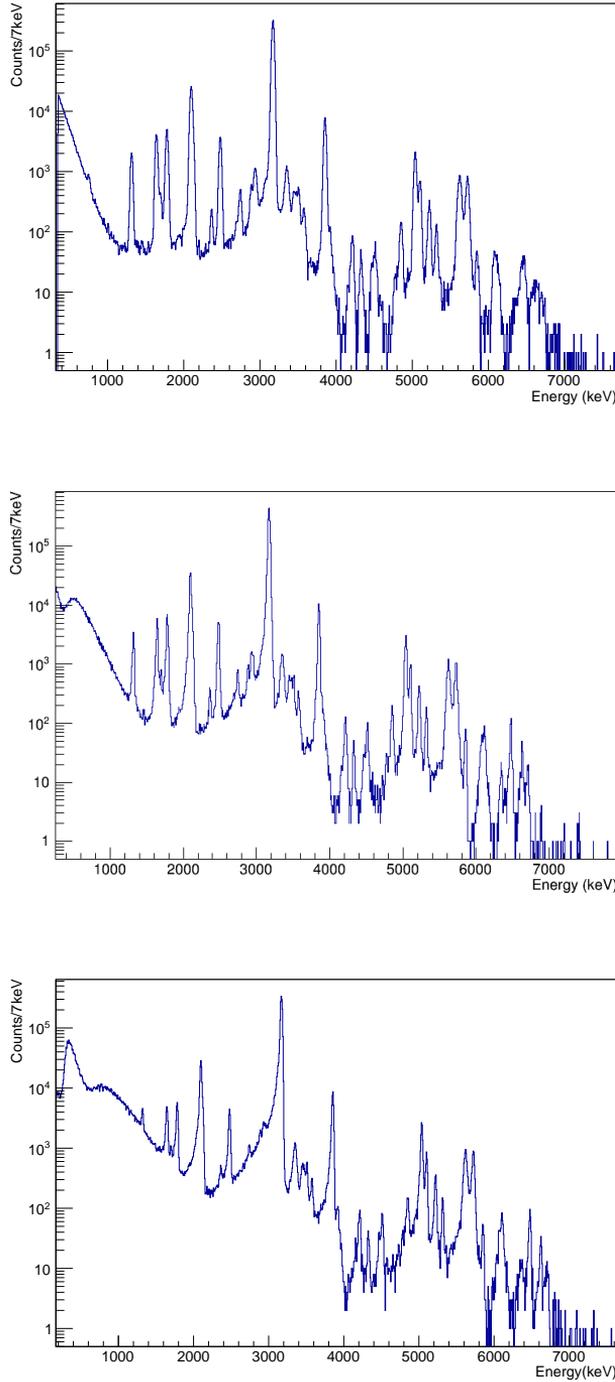


**Figura 6.2** – Espectro bidimensional en el que se representan las energías de los detectores que forman el telescopio DSSD4 y PAD4 ( $67\ \mu\text{m}$ ) del dispositivo experimental. El rectángulo de la izquierda engloba a todos los protones parados en el DSSD y el polígono con forma de banana corresponde a los protones que dejan parte de su energía en el DSSD y pasan al PAD ( $E > 2.5\ \text{MeV}$ ). Cualquier punto fuera de estas dos regiones, no se selecciona para el espectro.

Los espectros de los detectores delgados se presentan en la figura 6.3 y los espectros de los detectores gruesos se muestran en la figura 6.4:



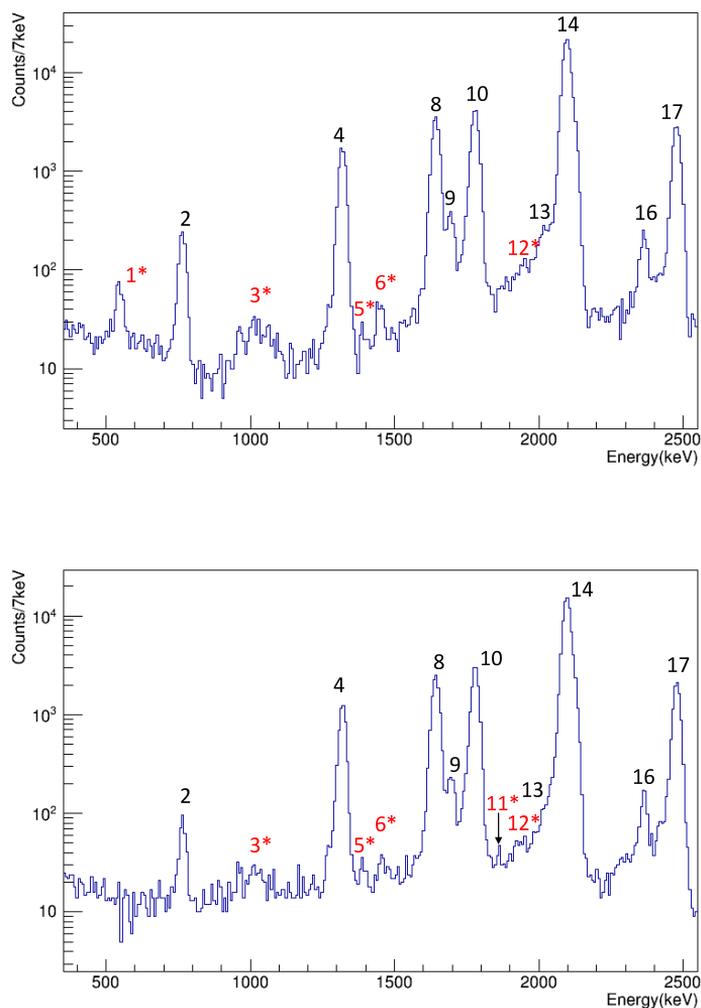
**Figura 6.3** – Espectros suma de los detectores DSSD delgados y sus respectivos PAD. En estos espectros están todas las condiciones básicas, con solo las bandas centrales seleccionadas y los cortes gráficos descritos en el texto. En la parte superior se muestra el espectro del telescopio DSSD4+PAD4 y en la parte inferior de la figura el espectro del telescopio DSSD6+PAD6. El pico de 546 keV no se observa en DSSD6 ya que su umbral de detección es superior al de DSSD4. Hasta 2.5 MeV la resolución es superior a la de los espectros de los detectores gruesos.



**Figura 6.4** – Espectros de los detectores DSSD gruesos: DSSD1 ( $295\ \mu\text{m}$ ) está situado en la parte superior de la figura, DSSD2 ( $524\ \mu\text{m}$ ) está situado en la parte central y DSSD5 ( $1000\ \mu\text{m}$ ) en la parte inferior de la misma. Los espectros tienen todas las condiciones básicas de análisis. Todos los protones son parados en los dos detectores más gruesos DSSD2 y DSSD5, siendo DSSD5 el detector horizontal sin PAD trasero del dispositivo experimental. Nótese la diferencia de contribución beta y de resolución de los distintos detectores. A altas energías 6-7 MeV tenemos mejor resolución que en la misma región con los detectores delgados, figura 6.3

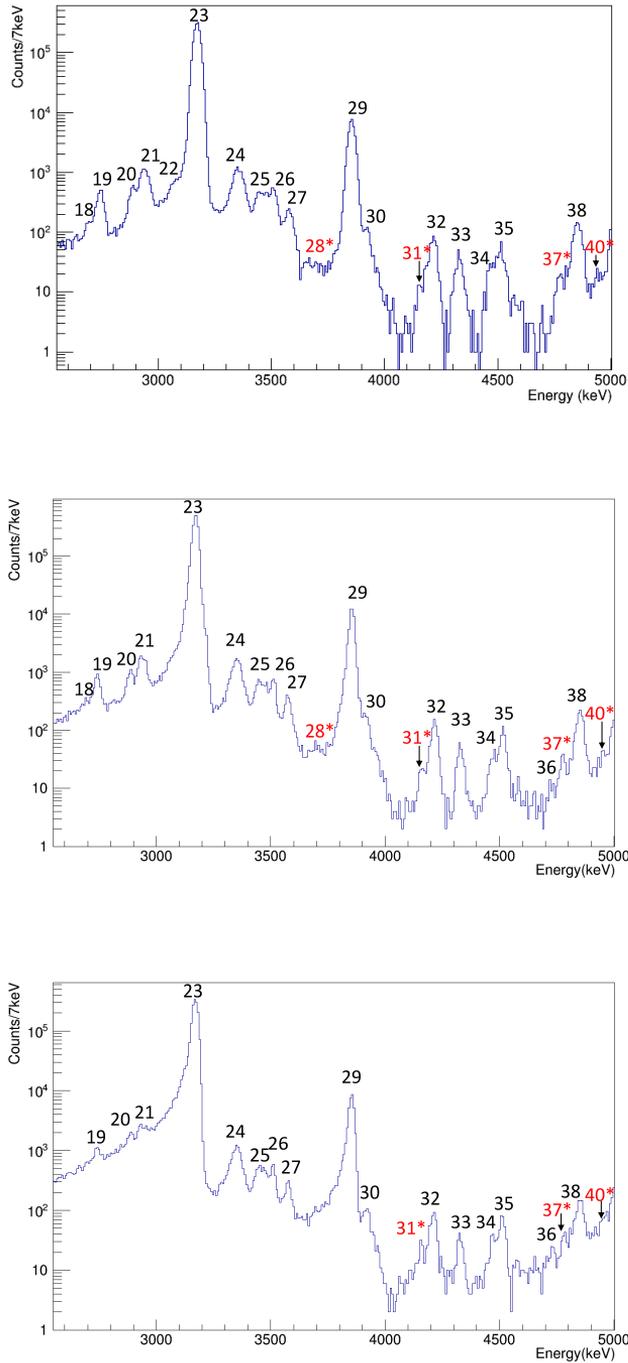
Una vez obtenidos los espectros, procedemos a la identificación de las transiciones de protones. Gracias al buen sistema de detección utilizado, a bajas y medias energías, hemos identificado nuevas transiciones de protones, no observadas en trabajos anteriores de desintegración beta.

A continuación se muestran los espectros de los detectores delgados en la región de bajas energías en la figura 6.5.

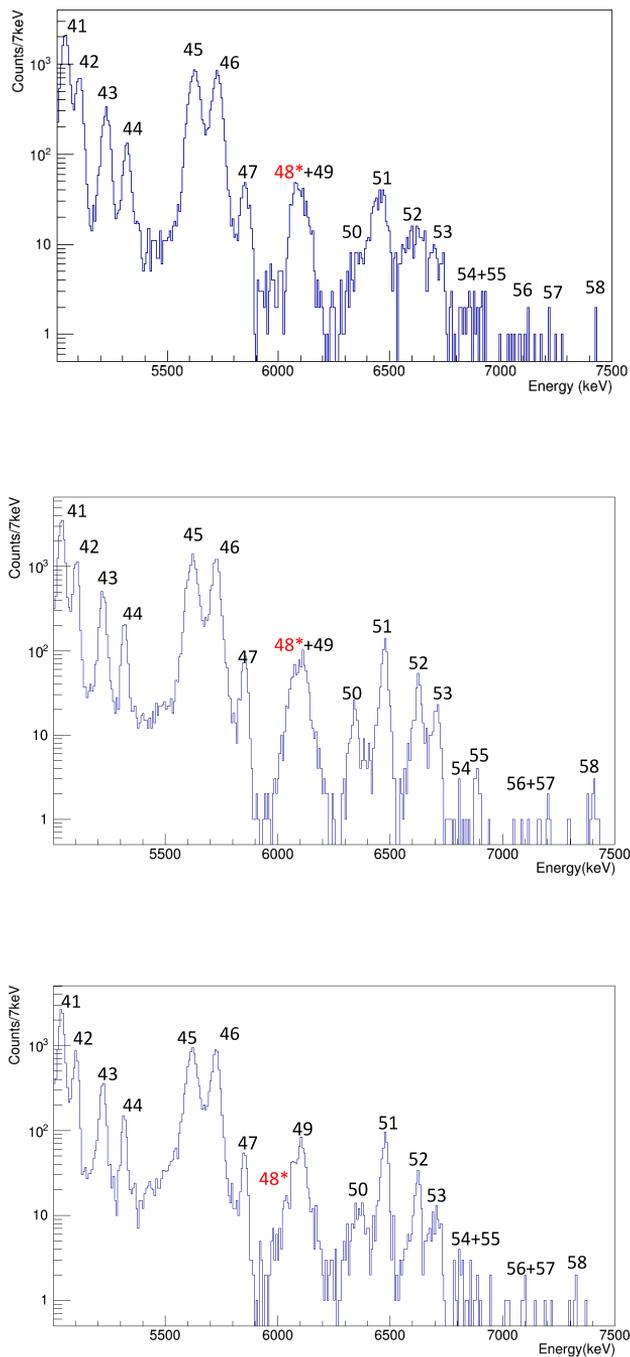


**Figura 6.5** – Espectros de los detectores delgados donde nuevas transiciones de protones han sido identificadas (color rojo con asterisco) en la región de baja energía. En DSSD6 el umbral energético era más alto que en DSSD4 y además está colocado al otro lado del blanco de implantación con respecto al DSSD4, de forma que el pico de 546 keV, (1\*) no es visible en DSSD6.

Para las regiones de media y alta energía, se muestran los detectores gruesos, que son los que tienen una gran resolución a estas energías, figuras 6.6, 6.7:



**Figura 6.6** – Espectros de los detectores gruesos con la identificación de las transiciones de protones en el intervalo de media energía. De la parte superior a la inferior de la figura, se muestran los espectros de DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ), DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) y DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ) respectivamente.



**Figura 6.7** – Espectros de los detectores gruesos con la identificación de las transiciones de protones en el intervalo de alta energía. De la parte superior a la inferior de la figura, se muestran los espectros de DSSD1, DSSD2 y DSSD5 respectivamente.

En la tabla 6.1 se muestran las energías de las transiciones de protones indicados en las figuras 6.5, 6.6 y 6.7:

Peak number	$E_p$ (keV)	$E_{33Cl}^*$ (keV)	$E_{32S}^*$ (keV)
1*	546(3)	-	-
2	765(2)	5302(1)	2230
3*	960(7) 1020(7)	5497(7) 3329(7)	2230 0
4	1319(2)	5867(1)	2230
5*	1389(4)	-	-
6*	1453(4)	-	-
7*	1527(5)	-	-
8	1642(1)	3970(1)	0
9	1694(1)	6253(1)	2230
10	1779(1)	4111(1)	0
11*	1862(4)	-	-
12*	1945(7)	-	-
13	2018	6577(4)	2230
14	2099(1)	4442(1)	0
15*	2199(5)	-	-
16	2366(1)	6947(4)	2230
17	2479(1)	4834(1)	0
18	2695(5)	7284(2)	2230
19	2743(1)	5106(1)	0
20	2886(1)	7482(2)	2230
21	2939(1)	5302(1)	0
22	3066(7)	7667(1)	2230
23	3171(1)	5548(1)	0
24	3351(1)	5733(1)	0
25	3462(1)	8071(4)	2230
26	3510(1)	8127(1)	0
27	3576(1)	8179(1)	2230
28*	3700(7)	-	-
29	3854(1)	6253(1)	0
30	3920(1)	8559(1)	2230
31*	4159(1)	-	-
32	4213(2)	8852(2)	2230
33	4327(1)	8963(1)	2230
34	4472(2)	9115(2)	2230

35	4513(1)	9162(2)	2230
36	4733(4)	7158(4)	0
37*	4782(2)	-	-
38	4852(1)	7284(2)	0
39	4917(7)	9578(7)	2230
40*	4962(7)	-	-
41	5039(1)	7482(2)	0
42	5101(1)	7538(1)	0
43	5223(1)	7667(1)	0
44	5318(1)	7762(1)	0
45	5620(1)	8071(4)	0
46	5722(1)	8179(1)	0
47	5852(1)	8321(5)	0
48*	6031(7)	-	-
49	6099(2)	8559(1)	0
50	6344(2)	8820(2)	0
51	6476(1)	8963(1)	0
52	6625(4)	9115(2)	0
53	6705(1)	9193(1)	0
54	6820(7)	9311(7)	2230
55	6885(7)	9378(7)	2230
56	7126(7)	9627(7)	2230
57	7203(7)	9706(7)	2230
58	7405(7)	9915(7)	2230

**Tabla 6.1** – Lista de las energías de los protones que aparecen en los espectros directos en el presente trabajo junto con los estados iniciales y finales asociados a los protones ya conocidos. En la tabla 6.4 se muestran los estados iniciales y finales para los protones nuevos identificados con asterisco.

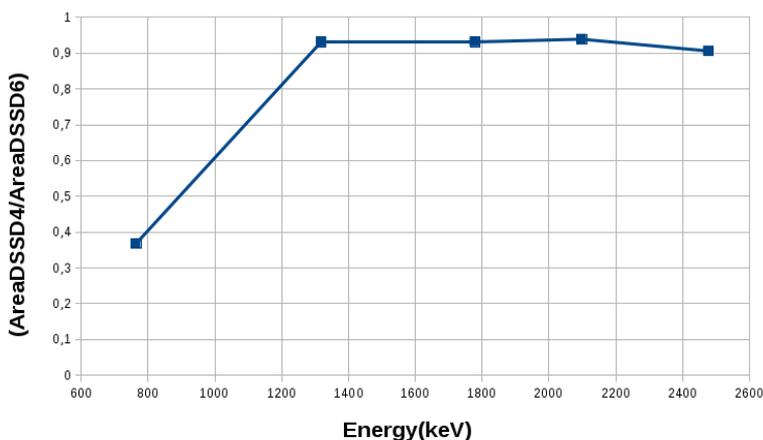
### Transición a 546(3) keV

Esta transición a baja energía, indicada como 1\* en la tabla 6.1 solo se observa en el caso del detector DSSD4 muy claramente, ver figura 6.5. Las razones de por qué no lo vemos en los demás detectores son las siguientes:

- En los detectores gruesos (DSSD5, DSSD2, DSSD1) hay una gran contribución de partículas beta, por lo que esta transición es imposible de identificar en los mismos (como vemos, la transición 2 e incluso la 4, ya identificadas en otros trabajos, se camuflan en este continuo beta).
- De los dos detectores delgados, con capacidad para detectar transiciones de protones a baja energía, están colocados a ambos lados de la lámina de implantación, de manera

que el DSSD6 se encuentra al lado opuesto del sentido de implantación del haz; debido a su posición y ángulo sólido es posible que protones de bajas energías no consigan dar señal en este detector.

- En el detector DSSD6 (del mismo espesor que el detector DSSD4), comprobamos que la intensidad relativa de la transición 2 con respecto a la 4, no es la misma que la que hay en el detector DSSD4. Suponiendo en ambos detectores una intensidad de 0.186% para esta transición de 1319(2)keV, la razón de ramificación que obtenemos de la transición de 765(2) keV es 0.02%, el valor correcto. Sin embargo, esta misma cuenta para el detector DSSD6 nos da un valor de 0.01%. Con esta pequeña comprobación, se observa que desde la energía de la transición de 1319(2) keV hacia el cero energético, hay una disminución de la eficiencia para el detector DSSD6, de forma que para energías bajas, como este pico, ni siquiera puede verse en el espectro. Otra forma de verificar este hecho, es comparar las áreas de varios picos entre DSSD4 y DSSD6 (corregidas cada una por los ángulos sólidos de cada detector). En la figura 6.8 se observa una drástica caída de este cociente para bajas energías, posiblemente provocada por un umbral más alto en el detector DSSD6 seleccionado para evitar el posible ruido de dicho detector.



**Figura 6.8** – Gráfica en la que se representa el cociente entre las áreas de los picos de los espectros de los detectores DSSD4 y DSSD6, los dos detectores más delgados del montaje. Este cociente es cercano a 1 para los puntos que corresponden a las energías más altas de 1000 keV; esto indica que mantienen la misma eficiencia de detección a esas energías. Sin embargo, para el pico de 765 keV, las áreas no son iguales, por tanto, la eficiencia de alguno de los detectores han cambiado para esta energía. Para el pico de más baja energía es tal la caída de eficiencia para el detector DSSD6, que solo se ve en DSSD4. Las condiciones de análisis han sido las mismas para ambos detectores, por lo que dicha caída de eficiencia sea probablemente debida al alto umbral en energía elegido para este detector durante la toma de datos en IS577 (detector ruidoso).

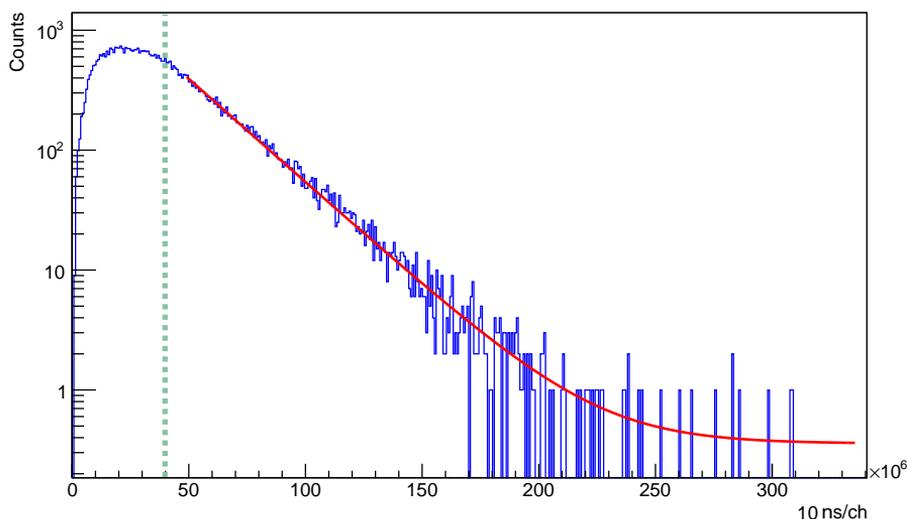
## 6.2 Vida media de $^{33}\text{Ar}$

Se ha determinado la vida de  $^{33}\text{Ar}$  gracias a la señal que nos llega cuando el pulso de protones impacta contra el blanco de producción ISOLDE (recordemos el capítulo 2 y T1 de la figura 2.16). Esta señal se almacena en función del tiempo, a modo de reloj que toma

como referencia el impacto del pulso de protones contra dicho blanco de producción. De esta forma, se representa el número de sucesos en los ficheros de  $^{33}\text{Ar}$  con la condición en energía del pico del IAS de  $^{33}\text{Cl}$ , en función del tiempo marcado por la señal T1. Se ha utilizado esta distribución temporal para determinar la vida media de  $^{33}\text{Ar}$  por detector: la figura 6.9 muestra la distribución de sucesos provenientes de la desintegración del IAS de  $^{33}\text{Cl}$  en función del tiempo para el detector DSSD5. Además, se pusieron diferentes *beam gates* (puerta lógica que activa un deflector electrostático controlado por relojes, que deja pasar el haz al sistema de detección si su voltaje es cero) en diferentes archivos y debemos elegir la óptima; para que tenga el suficiente tiempo para que se desintegre todo el haz que nos llega, pero no sea excesivamente larga, como para incluir la desintegración de los hijos. De todas las condiciones de intervalos temporales del *beam gates* utilizadas (ver tabla 4.1) se ha elegido la intermedia de 400 ms. La figura 6.9 se corresponde con una *beam gate* de 400 ms. El ajuste realizado ha sido una exponencial junto con un fondo constante, figura 6.9, de acuerdo con:

$$A_0 = Ae^{-\lambda t} + C \quad (6.1)$$

$$\tau = \frac{\text{Ln}2}{\lambda} \quad (6.2)$$



**Figura 6.9** – Sucesos de protones detectados en función del tiempo desde el impacto de protones del detector DSSD5 con la ventana energética limitada al IAS de  $^{33}\text{Cl}$ . El ajuste según la ecuación 6.1, se ha realizado en el rango de [450 ms-3000ms], siendo los primeros 400 ms (línea verde) correspondientes a llegada de haz. Desde los 450 ms se está completamente seguro de que únicamente se están desintegrando los núcleos de interés. Del valor del ajuste para el parámetro  $\lambda$ , podemos obtener la vida media  $\tau$

Aplicando este ajuste para todos los detectores, se da un valor final de la vida media que es la media ponderada de todos los ajustes obtenidos, junto con sus errores. Podemos ver la comparación de nuestros resultados con los valores obtenidos en medidas previas en la tabla 6.2:

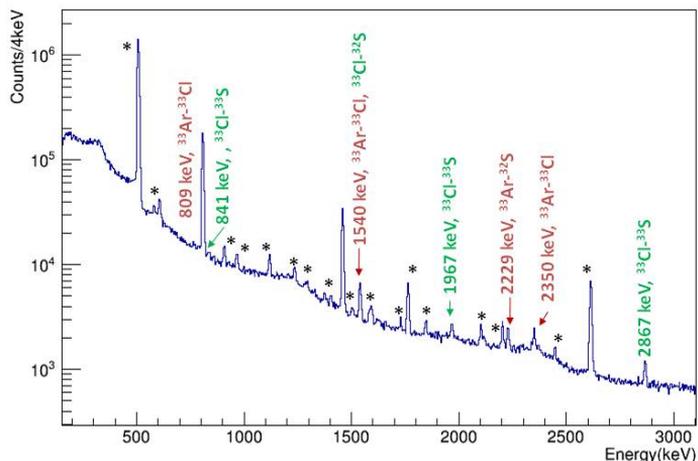
Detector	$\tau$ (ms)
DSSD1	173.4(18)
DSSD2	171.8(14)
DSSD4	172.2(17)
DSSD5	175.9(14)
DSSD6	173.2(18)
<b>Media</b>	<b>173.4(9)</b>
Referencia [RPE64]	182(5)
Referencia [HV65]	178(10)
Referencia [PMER66]	178(5)
Referencia [HESC71]	173(2)
Referencia [BDE <sup>+</sup> 87]	174.1(11)

**Tabla 6.2** – Vida media calculada para cada detector, junto con el valor final y el valor de referencia. El resultado de este trabajo es compatible con los valores más recientes y de menos incertidumbre, [HESC71] y [BDE<sup>+</sup>87]

Los valores de las vidas medias de la tabla 6.2 con los que comparamos nuestros resultados provienen de estudios previos de desintegración beta. En los trabajos [RPE64], [HV65], [PMER66], [HESC71], se pudieron determinar las vidas medias de a partir de las curvas de desintegración obtenidas a partir de las transiciones de protones más intensas (IAS de  $^{33}\text{Cl}$ ). En [BDE<sup>+</sup>87] se determinó la vida media a partir de la distribución temporal de los sucesos, obtenida a partir de pulsos proporcionados por un generador de rampa cuya amplitud en voltaje es proporcional al tiempo de llegada de los protones, procesados por un ADC y almacenados en un ordenador. Nuestro valor final es compatible con los valores de todos los trabajos previos, exceptuando el más antiguo [RPE64]. Sin embargo, los valores más recientes [HESC71] y [BDE<sup>+</sup>87] tampoco son compatibles con el de [RPE64].

### 6.3 Espectro gamma obtenido en la desintegración beta de $^{33}\text{Ar}$

Las transiciones gamma de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$  se muestran con detalle en la figura 6.10, identificando todas las transiciones, y comparando sus intensidades con trabajos anteriores, en la tabla 6.3. Este dispositivo experimental no está especialmente optimizado para la detección de gammas, sin embargo, hemos sido capaces de sacar todo el partido disponible a estos detectores, utilizando la técnica de *adback*, y usándolos para coincidencias con los detectores DSSD, todo ello está explicado en la sección 6.4.



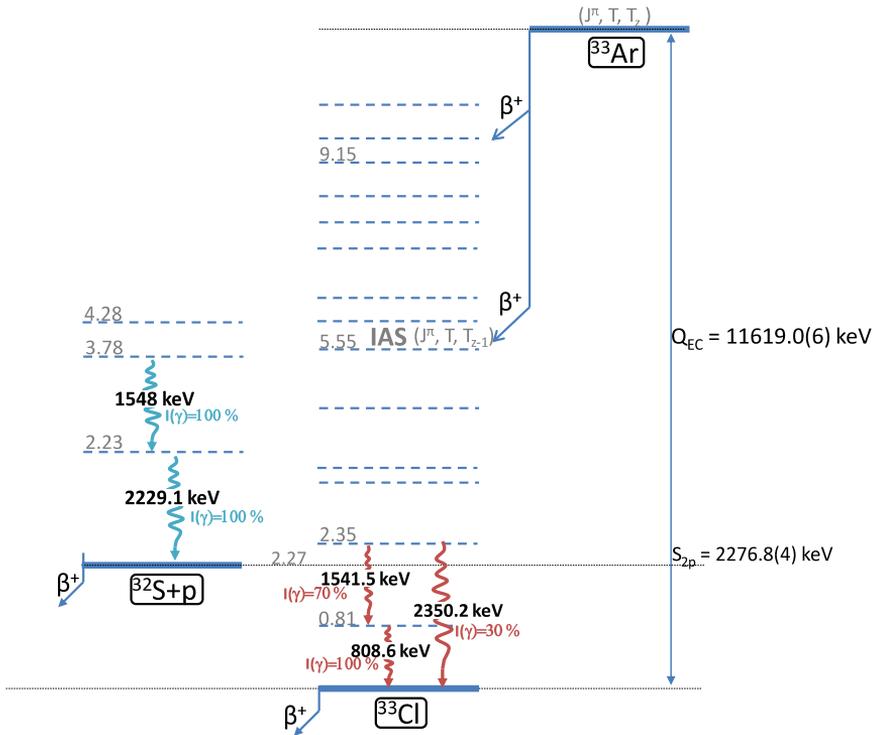
**Figura 6.10** – Espectro gamma de  $^{33}\text{Ar}$  de los cuatro clover. Los picos marcados en rojo son transiciones en el hijo  $^{33}\text{Cl}$ , el color verde corresponde a las transiciones en  $^{33}\text{S}$ , hijo de  $^{33}\text{Cl}$  y el color azul corresponden a transiciones en  $^{32}\text{S}$ , hijo de  $^{33}\text{Cl}$  tras la emisión de un protón. Estas últimas son las de interés en este trabajo para identificar resonancias en  $^{33}\text{Cl}$ : 2229 keV, y 1548 keV energías de los rayos gammas que va al estado fundamental y primero excitado, respectivamente. En este trabajo, solo es visible claramente la transición gamma de 2229 keV. La transición de 1548 keV es muy cercana en energía a 1541 keV y de poca intensidad, por lo que se distingue difícilmente de este último (en la última medida [ADRA<sup>+</sup>10] solo se ve como un codo del pico 1541 keV). Los picos con asterisco corresponden a picos del fondo presente en la medida. Los más intensos corresponden a  $^{40}\text{K}$  (1460 keV) y  $^{208}\text{Pb}$  (2615 keV).

$E_\gamma$ (keV)	$I_{\text{gamma}}$	$E_\gamma^{\text{Adimi}}$ (keV)	$I\%_{\text{Adimi}}$	$E_\gamma^{\text{Borge}}$ (keV)	$I\%_{\text{Borge}}$	$E_\gamma^{\text{Gunvor}}$ (keV)	$I\%_{\text{Gunvor}}$
808.6(18)	100(1)	810.6(2)	100(1)	810.3(5)	100(3)	811.2(10)	100(10)
1539.7(25)*	3.3(1)	1541.4(6)	3.6(2)	1541.5(5)	2.4(5)	1541.0(10)	3.2(3)
2229.1(27)	1.3(2)	2230.3(5)	6.1(2)	2230.6(9)	1.7(5)	2230.4(19)	3.9(4)
2350.2(27)	1.4(2)	2352.5(6)	1.3(2)	2352.2(9)	1.7(5)	2342.3(11)	1.10(13)

**Tabla 6.3** – Tabla con las intensidades relativas de los rayos gamma de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ . Las intensidades han sido normalizadas a la transición de 809 keV, la más intensa del espectro (si no consideramos la aniquilación  $e^-e^+$ ). También han sido corregidas por la eficiencia de los detectores, mostrada en la sección 5.3.2. La transición a 1539.7 keV indicada en este trabajo, es la suma de las transiciones de 1541 keV ( $^{33}\text{Ar} \rightarrow ^{33}\text{Cl}$ ) muy intensa y de 1548 keV ( $^{33}\text{Cl} \rightarrow ^{32}\text{S}$ ) poco intensa, que debido a la baja resolución de los detectores leído con el sistema MBS no se resuelven.

De los dos modos posibles de desexcitación en  $^{33}\text{Cl}$ , emisión de protones o desexcitación gamma, la proporción que tenemos para las transiciones gamma se reparte entre 100(1), 3.3(1) y 1.4(2) (ver tabla 6.3) suponiendo que los estados emisores de protones no presentan emisión gamma. De este modo, para 809 keV tenemos un 95% de la proporción total destinada a las transiciones gamma y para 1539.7 keV tenemos un 31%.

En la figura 6.11 se muestra el esquema de niveles de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ , con las transiciones gamma de la tabla 6.3.



**Figura 6.11** – Esquema de niveles de la desintegración beta de  $^{33}\text{Ar}$  con las transiciones gamma de la tabla 6.3 observadas en el espectro 6.10.

## 6.4 Coincidencias gamma-protón

Una vez que hemos identificado en los espectros directos (sección 6.1) los protones que resultan de la desintegración, tenemos que determinar los estados desde los que se emiten. Siendo observados rayos gamma del núcleo hijo  $^{32}\text{S}$ , como acabamos de ver en la sección anterior, esta identificación es posible gracias a las coincidencias gamma-protón. Para los espectros en coincidencias se han puesto las siguientes condiciones:

- Ventana energética: Se ha puesto una ventana energética, estrecha y centrada en el rayo gamma o pico de protón de interés.
- Addback: aplicando la técnica de Addback (explicada en la sección 2.5.1) ganamos eficiencia de fotopico para las coincidencias de interés. En concreto, para la transición gamma con el que vamos a realizar las coincidencias de 2229 keV, la ganancia en la eficiencia es del 15%.
- TAC: Para limpiar las coincidencias de los sucesos espúreos incluimos una condición, que aquí llamamos TAC, y que es la diferencia de las señales de los TDC de los detectores de silicio y de germanio,  $\text{TDC}_{\text{si}} - \text{TDC}_{\text{ge}}$ . Los sucesos que estén dentro del

pico que aparece en el espectro del TAC, son los que se tomarán como buenos para las coincidencias. El número de coincidencias aleatorias es despreciable con respecto al número de coincidencias Si-Ge presentes en el espectro del TAC, puesto que dichas coincidencias aleatorias se ven reducidas por la aplicación previa de las condiciones sobre el espectro de protones para su limpieza. Por tanto, no ha sido necesario sustraer el fondo del espectro del TAC.

Las coincidencias se han realizado en las dos direcciones, es decir, eligiendo protones y viendo todas las gammas en coincidencia con ellos, o eligiendo gammas individuales y viendo todos los protones en coincidencia con ellas. En el primer caso, mostraremos las coincidencias de algunos protones de especial interés, como las nuevas transiciones identificadas, para poder situarlos en el esquema de niveles, siempre que sea posible, o en su lugar, poder dar un límite superior. En nuestro caso, como ya hemos mencionado, hay dos transiciones gammas de interés en  $^{32}\text{S}$ , a 1548 keV y 2229 keV, las que utilizaremos para las coincidencias gamma-protón.

#### 6.4.1 Espectro de protones en coincidencia con gammas

Como hemos comentado, hay dos transiciones de los estados gamma de interés para las coincidencias entre los DSSD y los detectores de Ge. Se muestran los resultados para ambas transiciones a 2229 keV y 1548 keV. La transición a 1548 keV es poco intensa y además la resolución de los detectores de Ge mejorable (8 keV), de modo que es difícilmente distinguible de la transición a 1541 keV. Sin embargo, esta última no se halla en coincidencia con transiciones de protones, con lo que podemos poner una ventana energética centrada en la transición doble (1541+1548) keV, incluyendo a la transición de interés sin temer por incluir coincidencias no deseadas.

A la vista del espectro, tenemos que comentar tres cuestiones principales. Una de ellas es la suposición de que la transición de protones de 1319(2) keV, (numerado como 4 en tabla 6.3) va en su totalidad al primer estado excitado de  $^{32}\text{S}$ . Al igual que en el caso de [ADRA<sup>+</sup>10], el espectro de coincidencias está dominado por este pico; con el fin de compararlo con el espectro de protones, se normaliza a este último. Se observa que la transición de 1319 keV en ambos espectros coinciden prácticamente en área y energía. Por tanto, tomamos como válida la misma consideración que en dicho trabajo.

El factor de escala (para la transición de 2229 keV) depende de las eficiencias de los detectores, de la eficiencia gamma a la energía de la transición de 2229 keV, y de los ángulos sólidos de los DSSD. El espectro directo de protones al que vamos a normalizar el espectro en coincidencias es de un solo DSSD, por tanto solo hay que tener en cuenta el ángulo sólido de este detector. Sin embargo, en el espectro de coincidencias, incluimos todos los DSSD y todos los detectores de Ge, con lo que las cuentas observadas en dicho espectro dependerán de todos los ángulos sólidos de los DSSD y por supuesto de la eficiencia gamma. Matemáticamente se traduce como:

$$\frac{\frac{A_{\text{dir.}}}{\Omega_{\text{DSSD}}} = f \rightarrow \frac{A_{\text{dir.}}}{A_{\text{coin.}}} = f \frac{\Omega_{\text{DSSD}}}{\epsilon_{\gamma} \Omega_{\Sigma \text{DSSD}}} \quad (6.3)$$

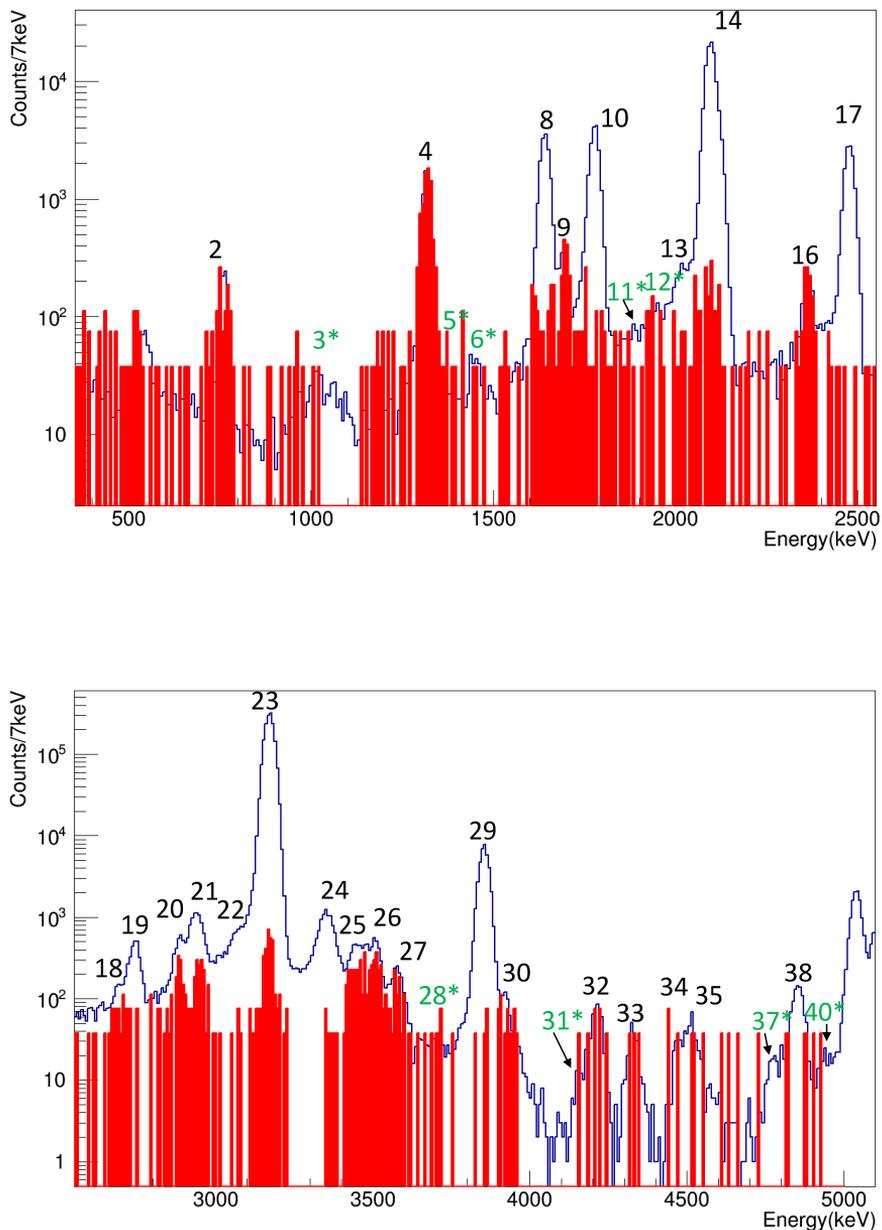
donde  $f$  es el factor de escala,  $A_{\text{dir.}}$  y  $A_{\text{coin.}}$  son las áreas en los espectros directos y en coincidencia, respectivamente,  $\Omega_{\text{DSSD}}$  es el ángulo sólido del detector del espectro directo,  $\Omega_{\Sigma \text{DSSD}}$  es el ángulo sólido de todos los DSSD incluidos en la coincidencia y  $\epsilon_{\gamma}$  es la eficiencia gamma.

El factor de escala para la transición de 1548 keV, es el mismo que el aplicado para la transición de 2229 keV, corregido por el cociente de las eficiencias de detección para cada rayo gamma.

El segundo punto a comentar es la no substracción de sucesos en el espectro de coincidencias, figura 6.12: dicho espectro contendrá además de los protones en coincidencia con la gamma de 2229 keV, los protones en coincidencia como la gamma de 1548 keV de  $^{32}\text{S}$ . La emisión gamma de 1548 keV siempre está seguida de la de 2229 keV (ver figura 6.11).

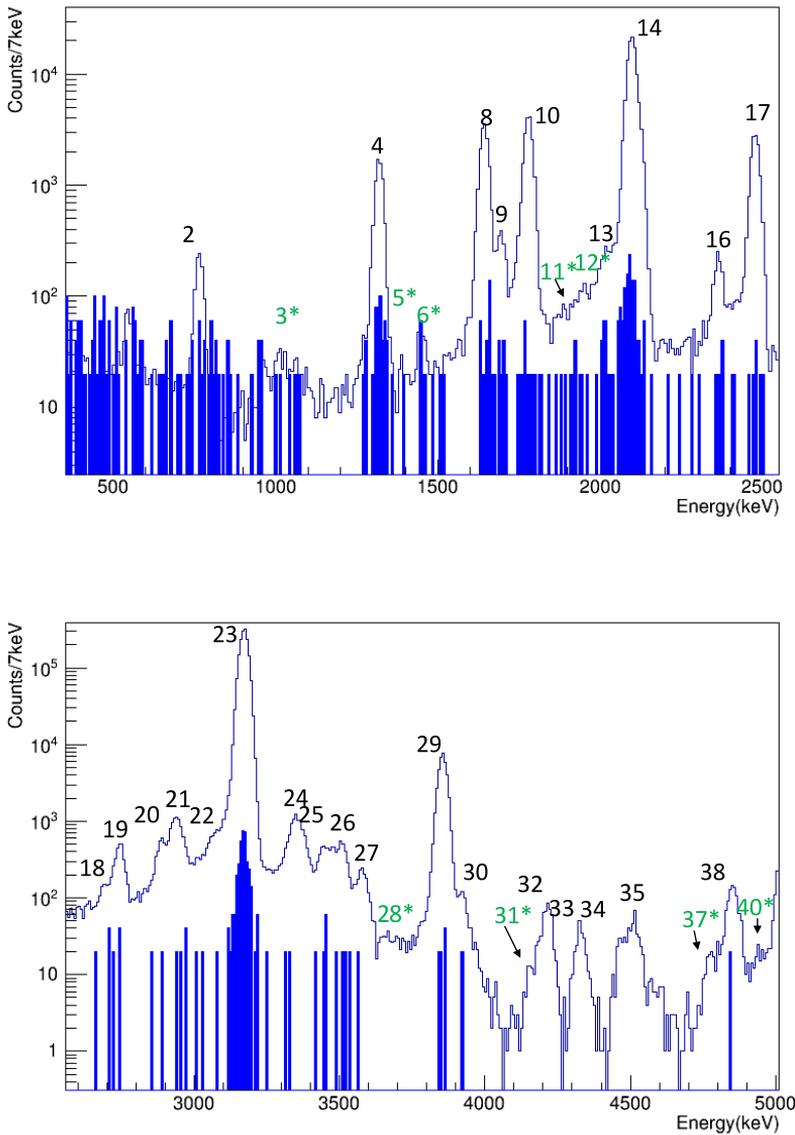
La última cuestión trata de las coincidencias aleatorias. A pesar de la condición en el TAC, aplicada para evitar a dichas coincidencias, el pico más intenso del espectro directo (3171(1) keV) sigue presente en el espectro de coincidencias. Teniendo en cuenta que la transición desde IAS solo va al estado fundamental de  $^{32}\text{S}$  y obteniendo el cociente entre el área de este pico en modo directo y en coincidencias, podemos saber el nivel de coincidencias aleatorias que se han dado durante la medida. En nuestro caso, el número es de  $4 \cdot 10^{-4}$ .

Las coincidencias realizadas con el rayo gamma de 2229 keV, son presentadas junto con dos espectros directos de dos detectores de Si, en las figura 6.12:



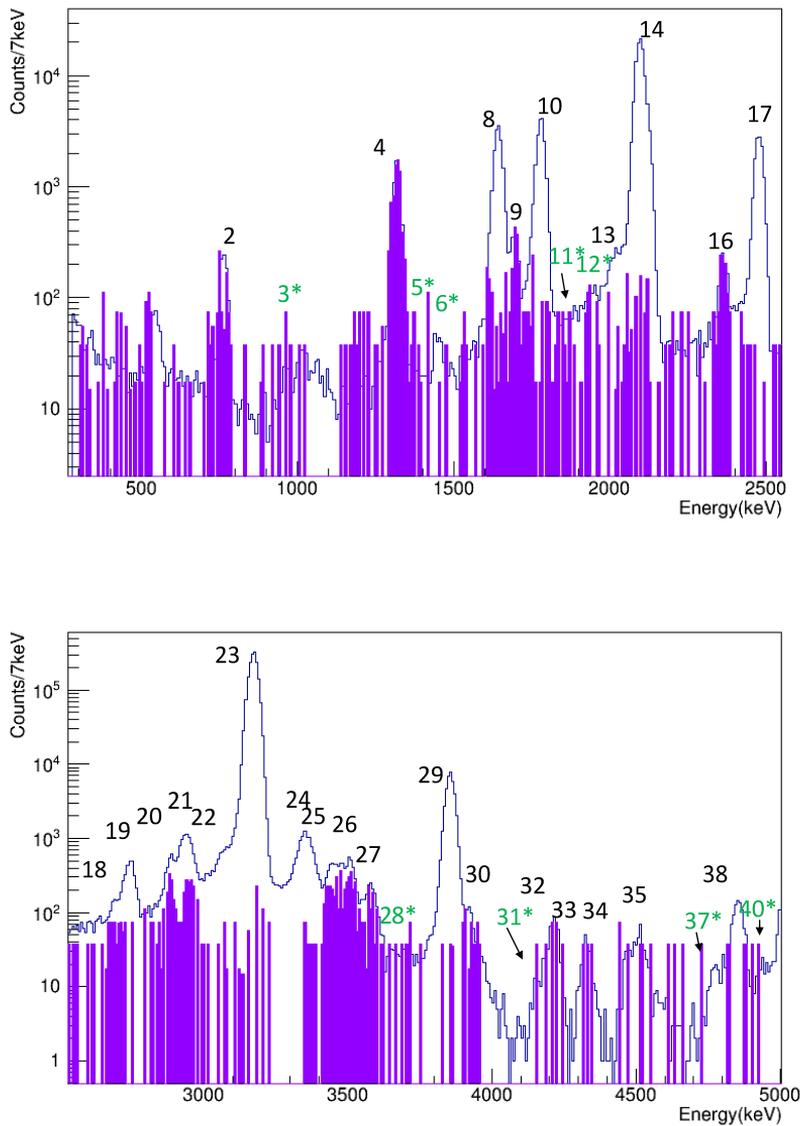
**Figura 6.12** – En la parte superior de la figura se muestra el espectro de protones del telescopio DSSD4+PAD4 (color azul) y el espectro de protones que resulta de la coincidencia de todos los detectores de Si con todos los detectores de Ge con una ventana energética centrada en la transición gamma de 2229 keV (color rojo). El espectro de coincidencias ha sido escalado de forma que las áreas del pico correspondiente a la transición de protones de 1317 keV de este y el espectro directo coincidan exactamente. El factor de escala obtenido experimentalmente coincide con el cálculo obtenido por la fórmula 6.3, que en este caso es 34. En la parte inferior de la figura se muestra el espectro de protones y el de coincidencias con la misma gamma de 2229 keV del telescopio DSSD1+PAD1 (color azul). En este caso, el factor de escala es 50. Es mucho más mayor que en el caso anterior, puesto que el ángulo sólido de DSSD1 en este caso es mayor al de DSSD4, en el que solo seleccionamos la región central del detector.

Las coincidencias obtenidas con la transición gamma de 1548 keV se presentan en las figuras 6.13:



**Figura 6.13** – En la parte superior de la figura se muestra el espectro de protones del telescopio DSSD4+PAD4 (color azul) y el espectro de protones que resulta de la coincidencia de todos los detectores de Si con todos los detectores de Ge con una ventana energética centrada en la transición gamma de 1541+1548 keV (color azul más intenso). El espectro de coincidencias ha sido escalado con el mismo factor de escala que el utilizado para este detector para las coincidencias con 2229 keV, corregido por las eficiencias de detección. En la parte inferior de la figura se muestran los mismos espectros del telescopio DSSD1+PAD1.

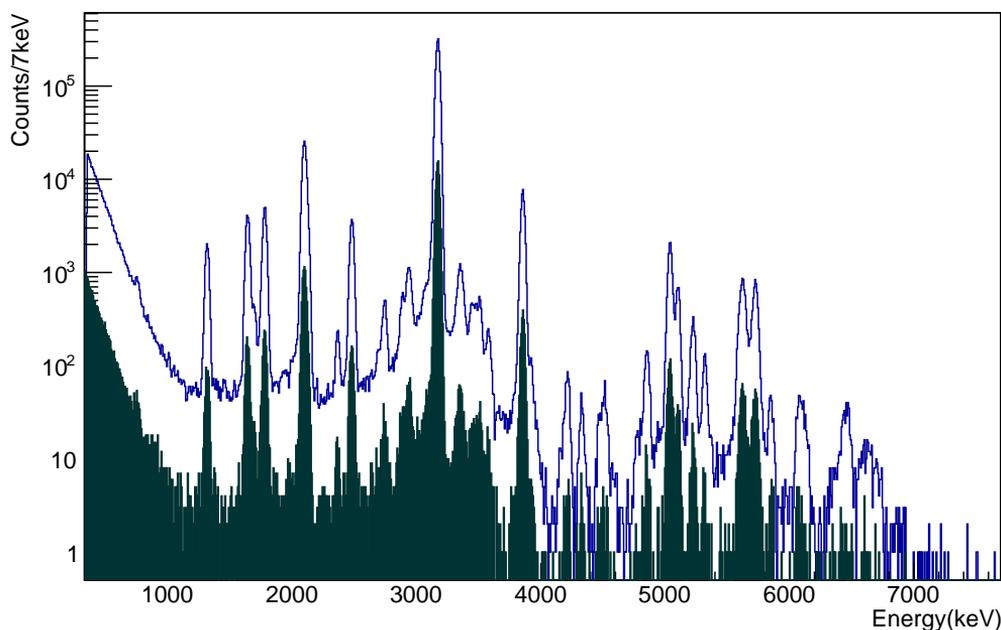
Si al espectro de coincidencias con la transición gamma de 2229 keV le restamos el espectro de coincidencias con la transición gamma de 1548 keV, tendremos solamente las transiciones de protones en coincidencia con transición gamma de 2229 keV. El resultado de esta sustracción se observa en las figuras 6.14:



**Figura 6.14** – En la parte superior de la figura se muestra el espectro de protones del telescopio DSSD4+PAD4 (color azul) y el espectro de coincidencias resultante de la sustracción entre los espectros de coincidencias obtenidos con las gammas de 2229 keV y 1541+1548 keV (color morado). El espectro de coincidencias ha sido escalado al espectro de protones, como en los casos anteriores. En la parte inferior se muestran el espectro de protones y el espectro de coincidencias resultante de la sustracción del telescopio DSSD1+PAD1.

### 6.4.2 Coincidencias beta-protón

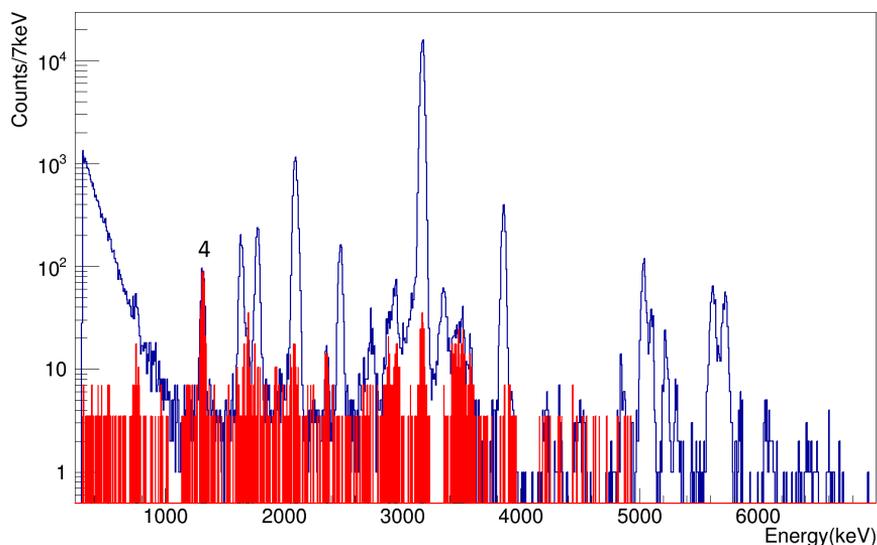
La emisión de betas y protones se han considerado isotrópicas y existe una probabilidad no nula pero proporcional al ángulo sólido del detector de que en un mismo píxel de los DSSD se detecte un protón acompañado de una beta. Este efecto se conoce como  $\beta$ -*summing*. El número de sucesos de este tipo es proporcional al ángulo sólido del píxel, de manera que si estos últimos tienen poca superficie, la probabilidad de estos sucesos es muy baja. Una forma de eliminarlos, es elegir un detector y representar su espectro con la condición de que las betas se encuentren en el resto de detectores del dispositivo. De este modo, se consigue limpiar el espectro de las señales de los positrones, aunque también se da una reducción de estadística en las señales de protones. El espectro del telescopio DSSD1+PAD1 con esta condición se muestra en la figura 6.15:



**Figura 6.15** – Espectro de protones en color en azul del telescopio DSSD1+PAD1, junto con el espectro de la coincidencia (gris) de los sucesos de este telescopio con las betas de los demás detectores de Si del dispositivo experimental. Se observa como las colas de las transiciones de protones disminuyen notablemente en el espectro de coincidencias, así como una reducción de betas, distinguiéndose con más claridad transiciones de baja energía.

Se observa que al aplicar esta condición, las intensidades relativas se conservan; los cocientes de las áreas de las transiciones con respecto a la más intensa, son iguales en ambos espectros. Por ejemplo, la transición a 2099 keV, es un 85% respecto de la más intensa a 3171 keV en ambos espectros y la transición a 3854 keV supone un 24% tanto en el espectro de protones como el resultante de las coincidencias.

Como en la sección anterior, se puede escalar el espectro de coincidencias protón-gamma al espectro de coincidencias beta-protón, para una correcta identificación de los estados excitados. En este caso, también el factor de normalización se ha obtenido a través de la transición de protones a 1319 keV, suponiendo que solo va al primer estado excitado en  $^{32}\text{S}$ .



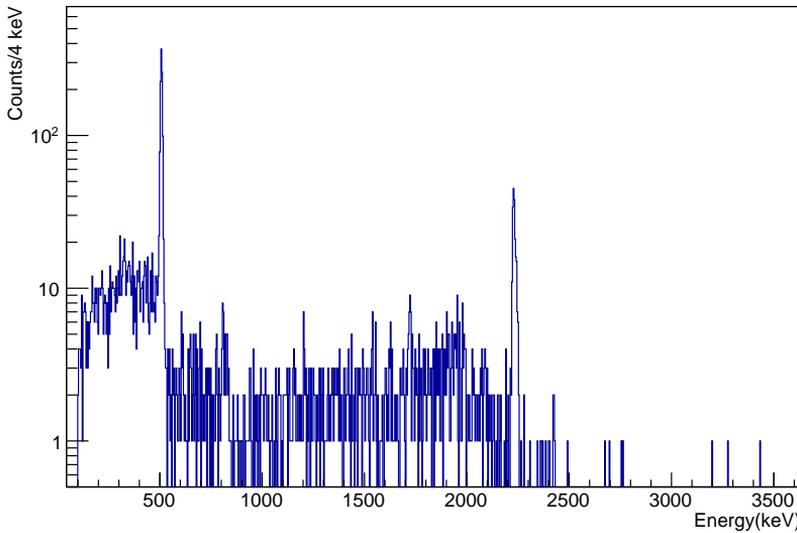
**Figura 6.16** – Espectro resultante de las coincidencias beta-protón (color azul) de DSSD1+PAD1, junto con el espectro de coincidencias protón-gamma (color rojo) en el que están incluidos todos los detectores (el mismo del apartado anterior). Este último ha sido escalado usando la transición de protones a 1319 keV con un factor de 3.5. Se observa que el espectro de coincidencias de gamma-protón está dominado por dicha transición.

### 6.4.3 Espectro gamma en coincidencia con protones

Las coincidencias protón-gamma sirven para confirmar algunos aspectos de las coincidencias gamma-protón anteriores. Se han calculado, transición por transición de protones, para ver las gammas que están en coincidencia y comparar los resultados con los del apartado anterior. Estas coincidencias son importantes, sobre todo, para los protones nuevos identificados. Tendremos que tener cuidado con la contribución de fondo beta, con lo que dependiendo del rango energético y del espesor de los DSSD, incluiremos todos estos detectores, o solo parte de ellos. A continuación mostramos tres resultados: dos de ellos, son las coincidencias con picos intensos de protones, donde en la figura 6.12 se ve claramente si están o no en coincidencia con la gamma de 2229 keV. Esto nos sirve para verificar que nuestro método de coincidencias es correcto. El último resultado, será una coincidencia con uno de los picos nuevos identificados, que también se distingue claramente en la misma figura su grado de coincidencia.

### Transición de protón de 1319(2) keV

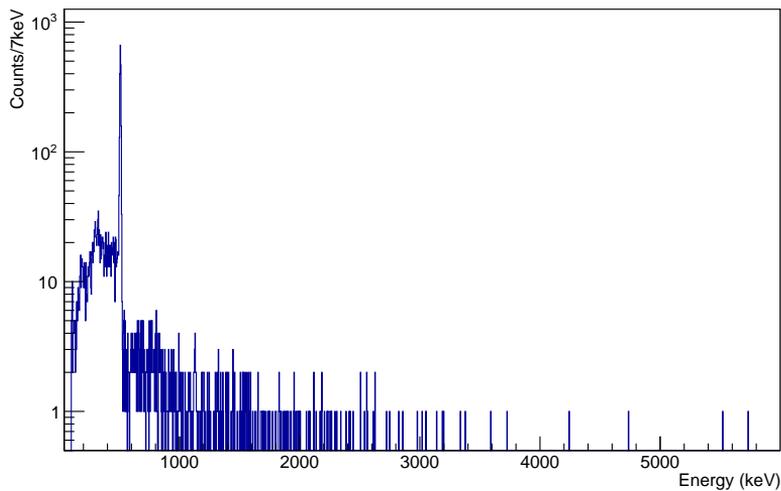
La transición de protón de 1319 keV (indicada con el número 4 en la figura 6.5) es una de las más intensas del espectro y está en coincidencia completamente con la transición gamma de 2229 keV. Como consecuencia, como hemos mencionado anteriormente, se ha considerado que toda la transición de protones va al primer estado excitado de  $^{32}\text{S}$ . Podemos comprobar esto, realizando las coincidencias en dirección contraria, figura 6.17. Hemos visto que está efectivamente únicamente en coincidencia con el pico de 2229 keV. No hemos incluido el detector de más espesor, ya que este pico está en la región de fondo beta.



**Figura 6.17** – Espectro de gammas, resultante de la coincidencia de la transición de protón de 1319 keV con todos los clover. En el espectro se observa el pico de 2229 keV, el pico de escape simple y el borde Compton de este. El pico más intenso corresponde al pico de aniquilación  $e^+e^-$ . Este pico de 511 keV está presente puesto que tenemos un emisor  $\beta^+$  y está en coincidencia con todas las transiciones de protones de la desintegración.

### Transición de protón de 2479(1) keV

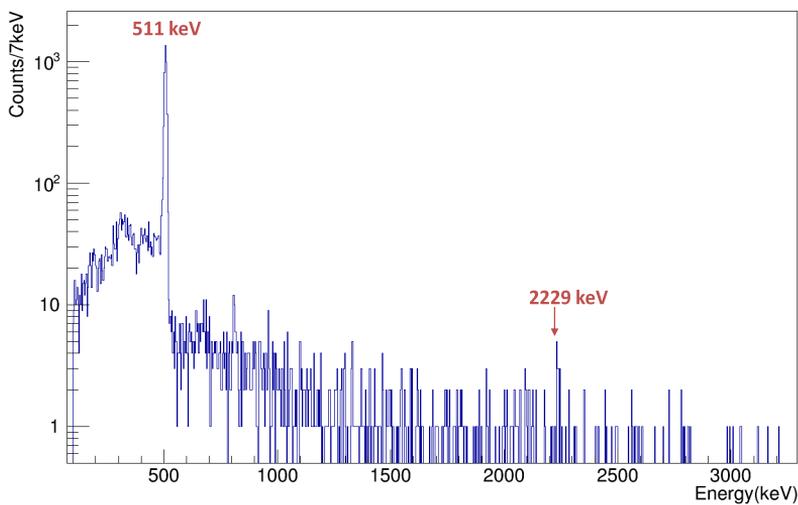
Hemos escogido otra transición de protón intensa (indicada con el número 17 en la figura 6.5) que suponemos que va al estado fundamental de  $^{32}\text{S}$  por la figura 6.14. Efectivamente, no se observa con ningún gamma en coincidencia, como se muestra en la figura 6.18. En esta zona no hay contribución de partículas beta, con lo que hemos incluido en la coincidencia a todos los DSSD.



**Figura 6.18** – Espectro de gammas, resultante de la coincidencia de la transición de 2479 keV de todos los detectores de silicio en coincidencia con todos los clover. Solo aparece fondo como resultado de la coincidencia. Esta transición de protón de 2479 keV se ha asociado al estado fundamental de  $^{32}\text{S}$ .

#### Transición de protón de 1945(7) keV

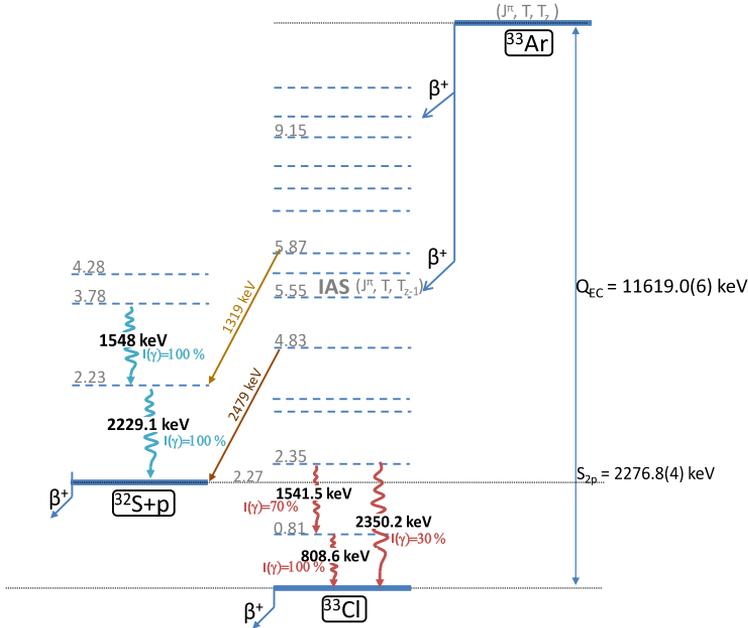
La nueva transición identificada (indicada con el número 12\* en la figura 6.5) se encuentra en coincidencia con el gamma de 2229 keV, como se muestra en la figura 6.19 y como ya hemos visto en el apartado anterior.



**Figura 6.19** – Espectro de gammas, resultante de la coincidencia de la transición de protones de 1945(7) keV de los detectores DSSD con todos los clover.

Las dos primeras transiciones, ya conocidas se sitúan en el esquema de niveles, en la figura

6.20:



**Figura 6.20** – Las transiciones a 1319(2) keV y 2479(1) keV van al primer estado excitado y fundamental de  $^{32}\text{S}$ , respectivamente. Realizando coincidencias partícula-gamma se puede establecer los estados en  $^{33}\text{Cl}$  y  $^{32}\text{S}$  que las transiciones conectan.

Los resultados obtenidos de las coincidencias, para las nuevas transiciones identificadas, se muestran en la tabla 6.4. Las energías de las transiciones de protones se dan en el sistema de laboratorio y se han calculado la energía de excitación de  $^{33}\text{Cl}$  en sistema de referencia centro de masas. Para pasar de la energía de laboratorio de los protones a las energías del núcleo emisor  $^{33}\text{Cl}$ , utilizamos la ecuación 6.4 :

$$E_{^{33}\text{Cl}}^* = \frac{M(^{32}\text{S}) + m_p}{M(^{32}\text{S})} E_p^{\text{lab}} + S_p + E_{^{32}\text{S}}^* \quad (6.4)$$

donde  $E_{^{33}\text{Cl}}^*$  es el nivel excitado de  $^{33}\text{Cl}$  en el centro de masas,  $M(^{32}\text{S})=31.97207117(14)$  uma y  $m_p=1.00782503224(9)$  uma [HAW<sup>+</sup>17] son las masas de  $^{32}\text{S}$  y del protón,  $S_p=2276.5(5)$  keV es la energía de separación de protones y  $E_{^{32}\text{S}}^*$  es el estado del núcleo hijo  $^{32}\text{S}$ .

Peak number	$E_p^{lab.}$ (keV)	$E_{^{33}\text{Cl}}^*$ (keV)	$E_{^{32}\text{S}}^*$ (keV)
1*	546(3)	2839(3) 2846.3(3)	0
3*	960(7) 1020(7)	5497(7) 3329(7)	2230 0.00
5*	1389(4)	7482(2)	3780
6*	1453(4)	7556(7)	3780
7*	1527(5)	6082(4)	2230
11*	1862(4)	4197(4)	0
12*	1945(7)	8071(4)	3780
15*	2199(5)	8321(5)	3780
28*	3700(7)	8321(5)	2230
31*	4159(1)	6577(4)	0
37*	4782(2)	7209(2)	0
40*	4962(7)	7395(7)	0
48*	6031(7)	8497(7)	0

**Tabla 6.4** – Energías en laboratorio y centro de masas de las transiciones de protones nuevos identificadas con sus estados iniciales en  $^{33}\text{Cl}$  y finales en  $^{32}\text{S}$  asociados. Esta tabla es fruto de las coincidencias partícula-gamma/gamma-partícula realizadas anteriormente.

## 6.5 Estudio del espectro de protones

Las razones de ramificación nos darán la población de un estado en el proceso de desexcitación. Para ello, necesitamos conocer cómo se puebla el estado (desintegración beta) y las transiciones de desexcitación (emisión de protones y gamma). En primer lugar, calcularemos las intensidades relativas de las transiciones de protones con respecto a la transición al estado fundamental de  $^{32}\text{S}$  desde el IAS de  $^{33}\text{Cl}$ . A continuación explicamos cómo se determinan las áreas de estas transiciones. En segundo lugar, para convertir dichas intensidades en razones de ramificación, tenemos que calcular el valor absoluto para la transición desde el IAS. También lo explicamos en siguientes secciones.

### 6.5.1 Cálculo de área y energías

Para hallar el área de las transiciones, tenemos que proceder de dos formas diferentes, en función del tipo de transición. Para las más intensas y con formas más simétricas, se ha hallado su área gracias a una ajuste gaussiano con el programa de análisis ROOT, desarrollado por el CERN [BR97]. Hemos incluido en el ajuste un fondo lineal (hemos elegido para cada pico el mejor en cada caso, realizando varias comprobaciones) que hemos dejado fijo, y si ha

sidó necesario por falta de resolución entre las distintas contribuciones hemos incluido en el ajuste dobles o triples gaussianas. De los parámetros que nos da el ajuste, como la sigma (a) y la constante (c), hemos hallado el área con la ecuación 6.5:

$$\text{Area}_{\text{pico}} = \sqrt{2\pi}ac \quad (6.5)$$

Para los picos que son difícilmente ajustables (por su baja intensidad respecto del fondo, etc) hemos usado la integral de cuentas que nos proporciona el citado programa de análisis con sustracción de fondo. Simplemente utilizamos el conteo del número de cuentas en el histograma donde hemos representado los datos. La sustracción de fondo, se ha realizado restando a la integral total el área subtendida por una contribución lineal de fondo calculado a ambos lados del pico si éste está aislado.

Estos dos métodos se pueden usar indistintamente para obtener las intensidades relativas. Para verificar que podemos usarlos indistintamente, hemos calculado para los picos más intensos su área utilizando ambos y comparando su resultado. Las áreas se diferencian en tan sólo un 1% y el error en caso del ajuste gaussiano supone el 2% con respecto al valor del área y en el caso de la integral de un 1%. El error en el caso de la integral es directamente la raíz del número de cuentas del área más la de la recta de fondo sumadas cuadráticamente, mientras que en el ajuste gaussiano, el error viene dado por el método de ajuste. En cualquier caso, el método de la integral no se puede aplicar en caso de picos no resueltos.

Por otro lado, con respecto al cálculo de las energías, el centroide de cada pico está dado por el ajuste gaussiano directamente con su error, mientras que en el caso de la integral, su valor se obtiene visualmente con un margen de error, que es la mínima división del histograma (si cada bin acumula 2 keV, este será nuestro error de determinación del centroide).

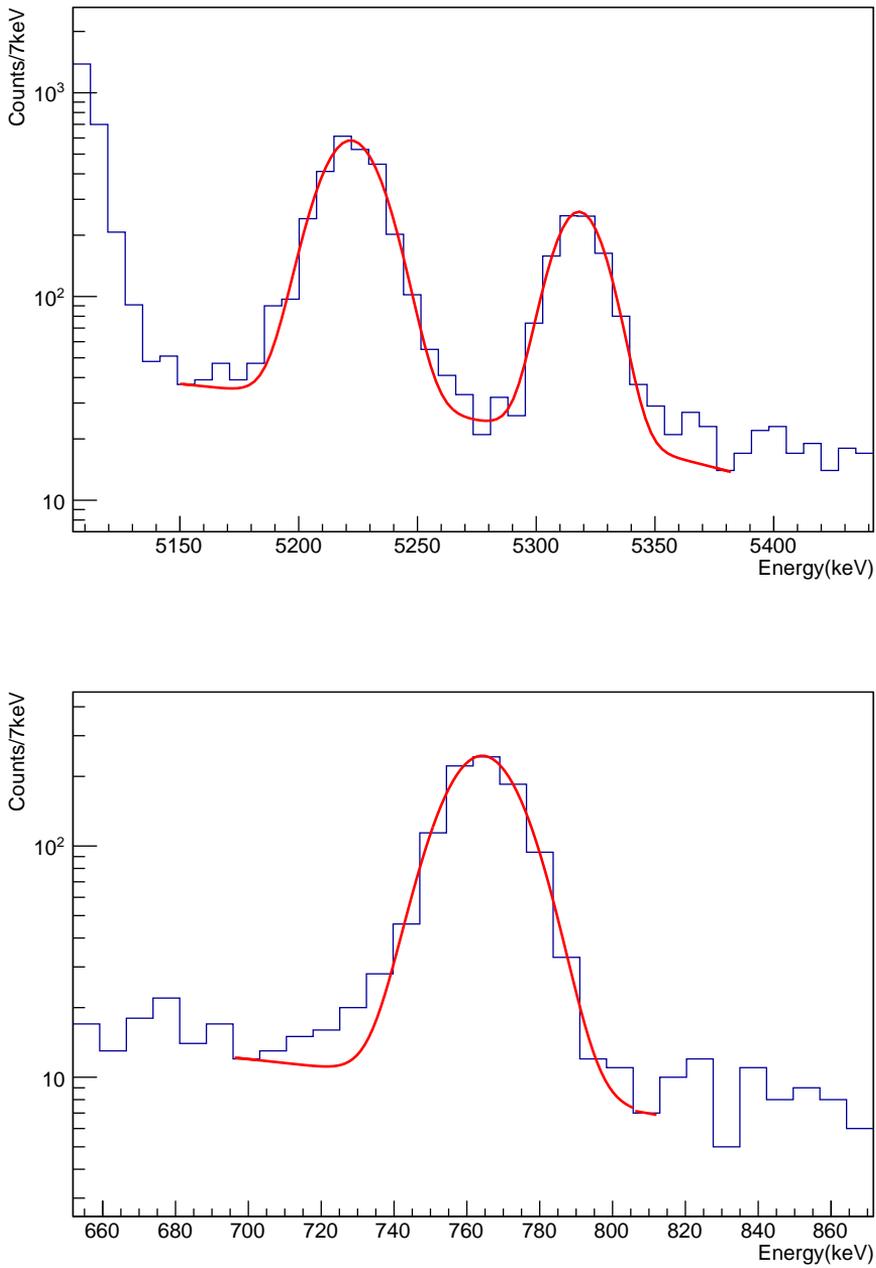
Visto y comprobado que podemos usar la integral y el ajuste gaussiano para el cálculo de las áreas, utilizaremos siempre que sea posible un ajuste gaussiano, ya que además nos permite determinar con menor error las áreas subtendidas por transiciones de protones que solapan en el espectro; en caso contrario utilizaremos la integral.

Es necesario indicar que el ajuste de las áreas se ha realizado en cada detector por separado, eligiendo para cada línea muy bien el fondo lineal, realizando varios ajustes y comparando la sensibilidad de las áreas a la variación en la elección del fondo. Después se ha realizado una media ponderada de los valores de cada detector para una misma transición. Esto se ha hecho así, porque en este tipo de espectros, el fondo es complejo y diferente para cada espesor del detector. Hay tres motivos fundamentales a tener en cuenta:

- Respuesta del detector: se ha comprobado que las partículas cargadas al depositar su energía en los DSSD dejan unas colas desde su centroide hasta el cero energético. Estas colas suponen alrededor del 3% del área del pico, aunque el porcentaje depende de la energía inicial. A mayor espesor del detector y por tanto de su capa muerta, estas colas son mayores (en nuestro caso DSSD5, el detector horizontal). Dichas colas contribuyen al fondo y hay que tenerlas en cuenta en los ajustes.
- Contribución beta: Si tenemos una gran contribución de partículas beta, veremos en el espectro un fondo beta continuo, y si un protón se encuentra en este fondo y es visible (a veces ni lo es), el efecto que produce sobre éste es el desplazamiento de su centroide hacia energías más bajas. Este efecto se ha notado para las transiciones a baja energía en los detectores más gruesos.
- Efecto de  $\beta$  – *summing*: Registro de protón-beta en el mismo detector. Hay una cierta probabilidad de que se detecten en coincidencia un positrón y un protón. El uso de bandas reduce mucho este efecto.

Otro motivo añadido, que en este caso no influye, pero que comentamos aquí, son los canales de emisión de más de un protón: si hay canales de emisión de varias partículas, éstos contribuyen como fondo, lo que va a ocurrir en el caso de  $^{31}\text{Ar}$ . Para  $^{33}\text{Ar}$  no existe este problema, puesto que solo se emite un protón.

Algunos ajustes de las transiciones se presentan en la figura 6.21:



**Figura 6.21** – Diferentes ajustes gaussianos con fondo lineal de distintas transiciones en la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ . En la parte superior de a figura, ajuste doble gaussiano de dos transiciones a 5223 keV y 5318 keV del espectro del detector DSSD2. En la parte inferior, ajuste gaussiano de la transición a 765 keV del espectro del detector DSSD4.

### 6.5.2 Intensidades relativas de las transiciones de protones

Las transiciones de protones que aparecen en la sección 6.1 vienen listadas con sus intensidades relativas en la tabla 6.5. Se dan en función de la intensidad del IAS de  $^{33}\text{Cl}$ , correspondiente a una energía de laboratorio de 3171 keV. Dichas intensidades son calculadas únicamente de los espectros de protones. No se ha incluido ningún pico del espectro de coincidencias (ver sección 6.4), puesto que no hay tanta estadística, como para resolver con un buen nivel de confianza, transiciones que pudieran no resolverse en el espectro de protones y verse en coincidencia.

Nuestros valores de intensidad se muestran en la tabla 6.5 junto con los de tres medidas anteriores [ADRA<sup>+</sup>10], [SR93], [BDE<sup>+</sup>87]. Se han visto trece nuevas transiciones de protones identificadas con asterisco y una de ellas (3\* en la tabla 6.5) es una transición doble, es decir, es una distribución ancha con dos componentes de energías 960(7) keV y 1020(7) keV asociadas a diferentes estados de  $^{33}\text{Cl}$ . Asimismo, cuatro transiciones de protones son comparadas con las sumas de dos intensidades de dos picos, que en este trabajo no se resuelven. En [SR93] donde dichas transiciones se resuelven la resolución es de 8 keV, mientras que en este trabajo la resolución es de 25 keV, y en [ADRA<sup>+</sup>10] utiliza el espectro de coincidencias para identificar algunas transiciones y poder distinguir transiciones muy cercanas en energía, mientras que en nuestro caso no hemos incluido ningún pico identificado en coincidencias. Por ejemplo, la transición 10 de 1779(1) keV en nuestro trabajo es la suma de las transiciones 1764(5) keV y 1781(2) keV identificadas en [ADRA<sup>+</sup>10] donde 1764(5) keV solo es vista en el espectro de coincidencias.

En la sección 6.5.3 se explica cómo convertir las intensidades relativas de la tabla 6.5 en razones de ramificación absolutas y en la sección 6.7.1 se dan las energías de las transiciones de protones junto con sus razones de ramificación absolutas en la tabla 6.6.

Peak number	Energy (keV)	BR% (this work)	BR% [ADRA <sup>+</sup> 10]	BR% [SR93]	BR% [BDE <sup>+</sup> 87]
1*	546(3)	0.0235(35)	-	-	-
2	765(2)	0.0826(58)	0.0652(55)	-	-
3*	960(7) 1020(7)	0.0400(16)	-	-	-
4	1319(2)	0.613(16)	0.542(29)	0.580(10)	0.616(26)
5*	1389(4)	0.0081(6)	-	-	-
6*	1453(4)	0.0113(6)	-	-	-
7*	1527(5)	0.0074(6)	-	-	-
8	1642(1)	1.290(26)	1.326(64)	1.260(20)	1.106(32)
9	1694(1)	0.125(5)	0.107(10)	0.103(5)	0.150(20)
10	1779(1)	1.564(32)	1.519(71) 0.0261(42)	1.480(20) 0.0320(50)	1.400(32)

11*	1862(4)	0.0039(26)	-	-	-
12*	1945(7)	0.0345(10)	-	-	-
13	2018(7)	0.106(6)	0.0139(22)	-	-
14	2099(1)	8.87(16)	8.81(39)	7.64(5)+1.12(2)	64(6)
15*	2199(5)	0.0097(10)	-	-	-
16	2366(1)	0.0526(32)	0.0493(39)	0.0510(100)	0.0619(97)
17	2479(1)	1.139(22)	1.168(55)	1.140(20)	1.074(32)
18	2695(5)	0.0277(74)	0.0222(39)	-	-
19	2743(1)	0.133(12)	0.156(14)	0.130(10)	0.146(16)
20	2886(1)	0.101(7)	0.121(11)	0.110(10)	0.208(20)
21	2939(1)	0.348(14)	0.241(17)+ 0.116(10)	0.230(10)+ 0.140(10)	0.394(26)
22	3066(7)	0.242(8)	0.01419(197)	-	2.28(65)
23	3171(1)	100(4)	100(4)	100.0(2)	100(3)
24	3351(1)	0.471(14)	0.293(15)	0.100(20)	2.44(13)
25	3462(1)	0.173(7)	0.171(13)	-	1.33(13)
26	3510(1)	0.0813(42)	0.0484(80)	0.0210(50)	-
27	3576(1)	0.0503(29)	0.0274(52)	-	0.326(32)
28*	3700(7)	0.0068(6)	-	-	-
29	3854(1)	2.10(6)	2.37(11)	2.31(2)	2.61(6)
30	3920(1)	0.0332(29)	0.0264(42)	-	0.0619(129)
31*	4159(1)	0.00419(32)	-	-	-
32	4213(2)	0.0290(32)	0.0208(27)	-	0.0555(100)
33	4327(1)	0.0100(10)	0.0046(13)	-	0.0261(64)
34	4472(2)	0.0081(13)	0.0118(18)	-	-
35	4513(1)	0.0184(16)	0.0151(20)	-	0.0587(16)
36	4733(4)	0.00355(32)	0.00255(32)	-	-
37*	4782(2)	0.00471(90)	-	-	-
38	4852(1)	0.0461(19)	0.0313(26)	0.0490(10)	0.0748(100)
39	4917(7)	0.00968(100)	0.00213(53)	-	-
40*	4962(7)	0.00645(64)	-	-	-
41	5039(1)	0.697(21)	0.722(39)	0.700(20)	1.074(32)
42	5101(1)	0.216(8)	0.152(16)	0.190(10)	0.358(32)
43	5223(1)	0.0955(42)	0.0755(77)	0.0930(15)	0.176(13)
44	5318(1)	0.0335(16)	0.0268(39)	0.0430(40)	0.0587(100)
45	5620(1)	0.422(12)	0.400(22)	0.380(80)	0.716(32)
46	5722(1)	0.324(10)	0.297(16)	0.200(50)	0.555(32)
47	5852(1)	0.0126(52)	0.0092(13)	-	0.0391(65)
48*	6031(7)	0.0042(6)	-	-	-
49	6099(2)	0.0406(39)	0.0445(35)	-	0.0684(129)

50	6344(2)	0.0052(10)	0.0017(3)+ 0.00087(26)	-	0.0163(65)
51	6476(1)	0.0239(13)	0.0332(35)	-	0.0522(64)
52	6625(4)	0.00838(97)	0.00548(74)	-	0.0130(65)
53	6705(1)	0.00548(97)	0.00322(39)+ 0.00158(32)	-	0.0117(52)
54	6820(7)	0.00026(3)	-	-	-
55	6885(7)	0.00064(16)	0.00074(29)	-	-
56	7126(7)	0.00019(3)	0.00000(0)	-	-
57	7203(7)	0.00019(3)	0.00039(10)	-	-
58	7405(7)	0.00045(13)	0.00058(10)	-	-

**Tabla 6.5** – Lista de las energías de los protones que aparecen en los espectros directos en el presente trabajo junto con intensidades relativas y las de tres medidas anteriores [ADRA<sup>+</sup>10], [SR93], [BDE<sup>+</sup>87]. Los asteriscos indican las nuevas transiciones de protones vistos en este trabajo. Todas las intensidades son relativas a la transición al nivel fundamental en <sup>32</sup>S desde el IAS de <sup>33</sup>Cl (3171 keV, 23 en la lista). Las transiciones 10, 21, 50 y 53 son comparados con las sumas de dos intensidades de dos picos (también de [ADRA<sup>+</sup>10]), que en este trabajo no se resuelven. Para la transición 10 (1779(1) keV) es la suma de 1764(5) keV y 1781(2) keV. Para la transición 21 (2939(1) keV) es la suma de 2941(4) keV y 2957(7) keV. Para la 50 (6344(2) keV) corresponde a la suma de 6344(8) keV y 6389(10) keV. Por último, para la transición 53 (6705(1) keV) su razón de ramificación corresponde a la suma de 6657(9) keV y 6715(9) keV. Por último, hay que destacar que la transición 3\* es una distribución ancha, no un pico estrecho, que engloba dos transiciones de 960(7) de keV y 1020(7) keV (tabla 6.4).

### 6.5.3 Razones de ramificación de las transiciones de protones

Como se explicado en la introducción, toda la intensidad Fermi en núcleos cerca de la línea de goteo de protones se concentra en el IAS. Sin embargo, hay una pequeña contribución Gamow Teller en este estado, que suponemos muy pequeña. En primera aproximación se puede calcular la parte Fermi despreciando la parte Gamow Teller, para añadirla más adelante con su valor experimental.

$$ft = f \frac{T_{\frac{1}{2}}}{BR} = \frac{\frac{K}{g_v^2 B_F}}{1 + \frac{g_a^2 B_{GT}}{g_v^2 B_F}} \quad (6.6)$$

Sabiendo el valor de los cocientes  $\frac{B_{GT}}{B_F} = 0.044(2)$  [GAO<sup>+</sup>00],  $\frac{g_a^2}{g_v^2} = 1.2695(29)$  [Apg08],  $\frac{K}{g_v^2} = 6144.2(13)$  [HT09], el elemento de matriz  $B_F = \sqrt{3}$ , y la vida del <sup>33</sup>Ar,  $T_{\frac{1}{2}} = 173(9)$  ms [ADRA<sup>+</sup>10], nos nos queda más que despejar el valor BR de la ecuación 6.6. El valor de la razón de ramificación del IAS de <sup>33</sup>Cl es BR=31.0(14)%.

En este caso, para la normalización, suponemos que el IAS de <sup>33</sup>Cl solo se desexcita por emisión de protón que tiene como estado final el fundamental de <sup>32</sup>S. Por tanto, la razón de ramificación por desintegración beta es igual a la razón de ramificación por emisión de protones. Las razones de ramificación de las transiciones de protones obtenidas con dicha

normalización se muestran en la tabla 6.6

Podemos dar un valor total para la razón de ramificación del canal de desintegración  $\beta_p$ , sumando todos los valores de la tercera columna de la tabla 6.6. Obtenemos un 37.1(14)% para la razón de ramificación en la desintegración  $\beta_p$  de  $^{33}\text{Ar}$ . Si comparamos con los resultados de otros trabajos, 38.7(10)% [BDE<sup>+</sup>87] y 38.8(13)% [ADRA<sup>+</sup>10], los valores son compatibles.

## 6.6 Razones de ramificación del estado fundamental en $^{33}\text{Cl}$

En este estudio solo podemos acceder a estados excitados ligados. Tomamos el valor 18.7(4)% de [ADRA<sup>+</sup>10] para la razón de ramificación del estado fundamental en  $^{33}\text{Cl}$ .

## 6.7 Razones de ramificación de los estados ligados en $^{33}\text{Cl}$

A partir de la razón de ramificación total para el canal de desintegración a través de la emisión de protones (37.1(14)%) y la correspondiente al estado fundamental(18.7(4)%), podemos calcular la razón de ramificación total de todos los estados ligados, que solo tienen emisión gamma. Las tres contribuciones deben sumar el 100%, por lo que la razón de ramificación total para estos estados es 44.2(15)%. En trabajos anteriores, dicha razón tiene los valores de 42.8(15)% [BDE<sup>+</sup>87] y 42.5(17)% [ADRA<sup>+</sup>10]; se observa que los tres valores son compatibles.

Utilizando las intensidades relativas de la tabla 6.3 para las emisiones gamma, podemos determinar la alimentación a los estados 810.6 keV y 2350.2 keV, 42.1(16)% y 2.1(2)%, respectivamente. Los valores encontrados en [ADRA<sup>+</sup>10] son 40.5(16)% y 2.0(3)%. Vemos que los resultados de nuestro trabajo y el citado, son también compatibles.

Todos estos cálculos se han realizado considerando que todos los estados excitados emisores de protones no presentan emisión gamma, es más, tanto en los trabajos mencionados en esta sección, como en nuestro estudio, no hemos observado emisión gamma desde ninguno de ellos. Sin embargo, en el trabajo de reacciones [TGM<sup>+</sup>06] se observó dos transiciones gammas desde el IAS de  $^{33}\text{Cl}$  al estado fundamental, de energía 5548.0(2.0) keV y al primer estado excitado de energía 4737.6(4) keV. Además, en el trabajo de desintegración beta [KBB<sup>+</sup>14], se ha observado experimentalmente la transición gamma desde el IAS en  $^{33}\text{Cl}$  al primer estado excitado, con una energía de 4734(3) keV confirmando los resultados de [TGM<sup>+</sup>06]. Las intensidades relativas de las transiciones gamma desde el IAS de  $^{33}\text{Cl}$  al primer estado excitado es 88(3)% y al estado fundamental es 12(3)%, [TGM<sup>+</sup>06]. Por otro lado, la intensidad de la transición de 4734(3) keV es 0.46(9)% relativa a la emisión de 809 keV, [KBB<sup>+</sup>14]. A partir de los datos anteriores, podemos calcular la intensidad de la transición gamma de 5548.0(2.0) keV, siendo un 0.063(19)%. De este modo, la intensidad debida a la emisión gamma desde el IAS de  $^{33}\text{Cl}$  es 0.22(1)%. La razón de ramificación total anterior de 44.2(15)%, ya no es solo de los estados ligados, incluye dichas emisiones gamma de el IAS de  $^{33}\text{Cl}$ . Sustrayendo esta contribución, la razón de ramificación para los estados ligados pasaría a ser 44.0(15)%. La

alimentación al IAS de  $^{33}\text{Cl}$  es 31.0(14)%, independiente del modo de desintegración. Luego, considerando la emisión gamma desde el IAS, la alimentación desde el IAS es 30.8(14)%.

### 6.7.1 Energías de los estados excitados de $^{33}\text{Cl}$

El siguiente paso después de las coincidencias, es la determinación de los niveles excitados. Para ello, se ha empleado la ecuación 6.4.

En la tabla 6.6, hemos calculado la energía de los niveles asociados a los protones identificados en el anterior apartado. La barra de error de la energía de los estados excitados obtenidos derivan fundamentalmente de las barras de error de determinación del centroide de los picos de protones, que explicaremos más adelante en esta misma sección, en la discusión de los estados. De un mismo nivel, pueden emitirse varios protones, que vayan al estado fundamental y a los estados excitados. Si la energía difiere en menos de 20 keV, se considerará que se trata del mismo nivel. Para cada transición de protones asignada al mismo estado, se calculará la energía del estado excitado y se hará una media ponderada, que se tomará como el valor final del estado excitado. La barra de error de cada estado será el error de la media ponderada y en caso de que los valores con los que se calcula la media ponderada estén muy alejados entre sí, la barra de error será el doble del error de la media ponderada, indicando así la dispersión. Si solo una transición de protón es asociada a un estado de  $^{33}\text{Cl}$  la barra de error de dicho estado será el obtenido por la propagación de errores de la ecuación 6.4. Este límite de 20 keV también se pondrá para la comparación entre los niveles calculados y sus correspondientes de trabajos anteriores: puede darse el caso de que el protón no se haya visto antes, pero se pueda asociar a un nivel ya determinado anteriormente.

En este trabajo, gracias al buen dispositivo experimental y buenas condiciones de medida, se han podido identificar numerosos picos de protones no vistos anteriormente. Esto nos lleva tanto a completar el esquema de niveles con nuevos modos de desintegración desde niveles ya conocidos, o incluso, determinar nuevos niveles no propuestos hasta la fecha. Hay que destacar el buen comportamiento de los detectores a bajas energías, donde hemos sido capaz de ver líneas de protones hasta energías tan pequeñas como 546 keV. Con los detectores más gruesos, hemos sido capaces de detectar protones a altas energías, hasta 7.4 MeV, teniendo acceso a los niveles energéticos situados más arriba en la ventana de la energía total disponible para la desintegración.

$E_x$ (keV) (this work)	$E_p$ (keV) (this work)	BR(%) (this work)	$J^\pi$ (this work)	$E_x$ (keV) [ADRA <sup>+10</sup> ]	$E_p$ (keV) [ADRA <sup>+10</sup> ]	BR(%) [ADRA <sup>+10</sup> ]	$J^\pi$ [ADRA <sup>+10</sup> ]	$E_x$ (keV) [CS11]	$J^\pi$ [CS11]
2839(3)	546(3)*	0.0073(11)	$1/2^+$ , $3/2^+$ , $3/2^-$	-	-	-	-	2839.0(3) 2846.3(3)	$5/2^+$ , $3/2^-$
3329(7)*	1020(7)*	0.0030(4)	$1/2^+$ , $3/2^+$ , $5/2^+$	-	-	-	-	-	-
3970(1)	1642(1)	0.400(8)	$3/2^+$	3973(3)	1645	0.380	$3/2^+$	3971.0(2)	$3/2^+$
4111(1)	1779(1)	0.485(10)	$3/2^+$	4113(2)	1781	0.453	$1/2^+$ , $3/2^+$	4112.27(20)	$3/2^+$
4197(4)*	1862(4)*	0.0012(8)	$1/2^+$ , $3/2^+$ , $5/2^+$ , $3/2^-$	-	-	-	-	-	-
4442(1)	2099(1)	2.75(5)	$1/2^+$	4442(3)	2100	2.54	$1/2^+$	4439.0(2)	$1/2^+$
4834(1)	2479(1)	0.353(7)	$3/2^+$	4835(2)	2481	0.349	$3/2^+$	4835(2)	$3/2^+$
5106(1)	2743(1)	0.0413(36)	$3/2^+$	5106(2)	2744	0.0435	$3/2^+$	5105.5(20)	$3/2^+$
5302(1)	2939(1) 765(2) <sub>1</sub>	0.1080(43) 0.0256(18) <sub>1</sub>	$3/2^+$	5310(4)	2941 762 <sub>1</sub>	0.0772 0.0202 <sub>1</sub>	$3/2^+$	5300(2)	$3/2^+$
5497(7)*	960(7)*	0.0013(3)	$1/2^+$ , $3/2^+$ , $5/2^+$	-	-	-	-	-	-
5548(1)	3171(1)	31.0(14)	$1/2^+$	5549(3)	3173	31.0(14)	$1/2^+$	5548.4(20)	$1/2^+$
5733(1)	3351(1)	0.1460(44)	$1/2^+$	5731(4)	3350	0.0772	$1/2^+$	5734(3)	$1/2^+$
5867(1)	1319(2) <sub>1</sub>	0.190(5)	$3/2^+$	5865(8)	1317 <sub>1</sub>	0.180	$3/2^+$	5869(3)	$1/2^+$ , $3/2^+$
6082(4)*	1527(5)* <sub>1</sub>	0.0023(2)	$1/2^+$ , $3/2^+$ , $5/2^+$ , $3/2^-$	-	-	-	-	-	-
6253(1)	3854(1) 1694(2) <sub>1</sub>	0.6505(178) 0.0387(17)	$1/2^+$ , $3/2^+$	6253(3)	3857 1691 <sub>1</sub>	0.724 0.0329	$1/2^+$ , $3/2^+$	6255(2)	$1/2^+$
-	-	-	-	6326(5)	1764 <sub>1</sub>	0.0102	$3/2^+$	6314(2)	$1/2^+$ , $3/2^+$
6577(4)	4159(1) 2018(1) <sub>1</sub>	0.0013(1) 0.0330(19)	$3/2^+$	6594(5)	2024 <sub>1</sub>	0.00428	$3/2^+$	6593(5)	$1/2^+$ , $3/2^+$
6947(4)	2366(1) <sub>1</sub>	0.0163(10)	$3/2^+$	6951(5)	2370 <sub>1</sub>	0.0159	$3/2^+$	6949(2)	$1/2^+$ , $3/2^+$
7158(4)	4733(1)	0.0010(1)	$1/2^+$ , $3/2^+$ , $5/2^+$ , $3/2^-$	7143(5)	4719 <sub>1</sub>	0.00079	$3/2^+$	7142(5) 7177	$3/2^+$ , $3/2^-$
7209(2)*	4782(2)*	0.00146(28)	$5/2^+$	-	-	-	-	7210(4)	$5/2^+$
7284(2)	4852(1) 2695(5) <sub>1</sub>	0.0143(6) 0.0086(23)	$3/2^+$	7292(5)	4860 2710 <sub>1</sub>	0.0108 0.000694	$3/2^+$	7289(4)	$3/2^+$
7395(7)	4962(7)*	0.0020(2)	$1/2^+$ , $3/2^+$ , $5/2^+$	7405(10)	2810 <sub>1</sub>	0.00141	$3/2^+$	7390(2) 7399(2) 7404(10)	$5/2^+$ $5/2^+$ $1/2^+$ , $3/2^+$
7482(2)	5039(1) 2886(1) <sub>1</sub> 1389(4) <sub>2</sub>	0.2162(64) 0.0312(22) 0.0025(2)	$1/2^+$	7475(4)	5039 2886 <sub>1</sub>	0.245 0.0394	$1/2^+$ , $3/2^+$	7482(2)	$1/2^+$
7538(1)	5101(1)	0.0670(26)	$1/2^+$ , $3/2^+$	7537(4)	5101	0.0592	$1/2^+$ , $3/2^+$	7540(4)	$1/2^+$ , $3/2^+$

7555(4)	1453(4) <sub>2</sub> *	0.0035(2)	$1/2^+$ , $3/2^+$	7556(7)	2957 <sub>1</sub>	0.0397	$3/2^+$	7551(2)	$1/2^+$ , $3/2^+$
7667(1)	5223(1) 3066(7) <sub>1</sub>	0.0296(13) 0.0750(24)	$1/2^+$ , $3/2^+$	7666(4)	5225 3066 <sub>1</sub>	0.0298 0.00446	$3/2^+$ , $3/2^+$	7667(4)	$1/2^+$ , $3/2^+$
7762(1)	5318(1)	0.0104(5)	$1/2^+$	7762(5)	5317 1665 <sub>2</sub>	0.0113 0.00735	$1/2^+$	7765(3)	$1/2^+$
8071(4)	5620(1) 3462(1) <sub>1</sub> 1945(4) <sub>2</sub>	0.1307(38) 0.0537(23) 0.0107(3)	$1/2^+$	8077(4)	5623 3469 <sub>1</sub>	0.155 0.0567	$1/2^+$ , $3/2^+$	8077(3)	$1/2^+$ , $3/2^+$
8127(1)	3510(1)	0.0252(13)	$1/2^+$ , $3/2^+$	8132(6)	3515 <sub>1</sub>	0.00886	$3/2^+$	8130(3)	$1/2^+$ , $3/2^+$
8179(1)	5722(1) 3576(1) <sub>1</sub>	0.1005(31) 0.0156(9)	$1/2^+$	8182(7)	5723 3576 <sub>1</sub>	0.103 0.0108	$1/2^+$	8183(3)	$1/2^+$
8321(5)	5852(1) 3700(7) <sub>1</sub> 2199(5) <sub>2</sub>	0.0039(16) 0.0021(2) 0.0030(3)	$1/2^+$	8315(9)	5855	0.00318	$1/2^+$ , $3/2^+$	8316(6)	$1/2^+$ , $3/2^+$
-	-	-	-	8491(9)	6011 2368 <sub>2</sub>	0.00100 0.00117	$1/2^+$	8490(6)	$1/2^+$
8497(7)*	6031(7)	0.0009(6)	$1/2^+$	8491(9)	6011 2368 <sub>2</sub>	0.00100 0.00117	$1/2^+$	8490(6)	$1/2^+$
8559(1)	6099(2) 3920(1) <sub>1</sub>	0.0126(12) 0.0103(9)	$3/2^+$	8557(5)	6100 3926 <sub>1</sub>	0.0147 0.00911	$3/2^+$	8558(5)	$3/2^+$
8820(2)	6344(2)	0.0016(12)	$1/2^+$ , $3/2^+$	8819(8)	6344	0.00054	$1/2^+$ , $3/2^+$	8813(8)	$1/2^+$ , $3/2^+$
8852(2)	4213(2) <sub>1</sub>	0.009(1)	$1/2^+$ , $3/2^+$	8847(5)	4209 <sub>1</sub>	0.00719	$3/2^+$	8849(5)	$1/2^+$ , $3/2^+$
-	-	-	-	8865(10)	6389	0.00027	$1/2^+$ , $1/2^+$	8864(10)	$1/2^+$ , $3/2^+$
8963(1)	6476(1) 4327(1) <sub>1</sub>	0.0074(4) 0.00309(30)	$1/2^+$	8967(6)	6480 4330 <sub>1</sub>	0.0116 0.00167	$1/2^+$	8964(8)	$1/2^+$
9115(2)	6625(4) 4472(2) <sub>1</sub>	0.0026(3) 0.0025(4)	$3/2^+$	9119(5)	6628 4474 <sub>1</sub>	0.00173 0.00367	$3/2^+$	9117(5)	$3/2^+$
9162(2)	4513(1) <sub>1</sub>	0.0057(5)	$3/2^+$	9152(6)	6625 4505 <sub>1</sub> 3016 <sub>2</sub>	0.00049 0.00487 0.00066	$3/2^+$	9154(6)	$3/2^+$
9193(1)	6705(1)	0.0017(3)	$1/2^+$ , $3/2^+$	9202(9)	6715	0.00102	$1/2^+$ , $3/2^+$	9193(9)	$1/2^+$ , $3/2^+$
9578(7)	4917(7) <sub>1</sub>	0.0030(3)	$1/2^+$ , $3/2^+$	9584(6)	4923 <sub>1</sub>	0.00066	$3/2^+$	9583(6)	$1/2^+$ , $3/2^+$
9311(7)*	6820(7) <sub>1</sub>	0.00008(1)	$1/2^+$ , $3/2^+$ , $5/2^+$	-	-	-	-	-	-
9378(7)*	6885(7) <sub>1</sub>	0.00020(5)	$1/2^+$ , $3/2^+$	-	-	-	-	-	-
9627(7)*	7126(7) <sub>1</sub>	0.00006(1)	$1/2^+$ , $3/2^+$	-	-	-	-	-	-
9706(7)*	7203(7) <sub>1</sub>	0.00006(1)	$1/2^+$ , $3/2^+$	-	-	-	-	-	-
9915(7)*	7405(7) <sub>1</sub>	0.00014(4)	$1/2^+$ , $3/2^+$	-	-	-	-	-	-

**Tabla 6.6** – Tabla donde se muestran las energías de excitación en  $^{33}\text{Cl}$  junto con las energías de las transiciones de protones en el sistema laboratorio y el espín y paridad correspondientes. Los subíndices 1 y 2 se refieren a transiciones de protones que pueblan el primer y segundo estado excitado en  $^{32}\text{S}$ , respectivamente. Incluimos los resultados del estudio anterior [ADRA<sup>+</sup>10] y la base de datos [CS11], en la que se recoge estados medidos en desintegración beta y en reacciones nucleares. Los asteriscos indican los protones y los estados excitados nuevos identificados.

En este trabajo, no podremos asignar un espín y paridad para todos los niveles, lo haremos en los casos que sea posible, en otros daremos posibles candidatos, y en otros adoptaremos los valores previos si éstos están de acuerdo con nuestros resultados.

A continuación comentaremos algunas de las transiciones.

### **Estados excitados de $^{33}\text{Cl}$ de 2839.0(3) keV y 2846.3(3) keV: transición de protón de 546(3) keV\***

La energía de protón de 546(3) keV\* se ha obtenido a partir de un solo detector DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ), puesto que es el único detector en el que dicho protón se identifica (ver sección 6.1). La barra de error es la suma cuadrática del error del ajuste gaussiano (calculado como se explica en la sección 6.5.1) y del error de la calibración. Este protón no ha sido observado en otros trabajos previos de desintegración beta o de reacciones.

En este caso, no se ha encontrado ninguna transición gamma de  $^{32}\text{S}$  en coincidencia con la transición de protón de 546(3) keV. Por tanto, dicha transición se ha asociado al estado fundamental de  $^{32}\text{S}$  y al estado de  $^{33}\text{Cl}$  a 2839(3) keV. En trabajos de reacciones previos se han identificado dos estados excitados de emisión de  $^{33}\text{Cl}$  a 2239.0(3) keV y 2846.3(3) keV, muy próximos en energía a la de nuestro estado propuesto. Por tanto, ambos estados excitados son posibles estados candidatos para la emisión del protón de 546(3) keV. En concreto, el estado a 2839.0(3) keV se ha identificado a través de la reacción de captura protónica  $^{32}\text{S}(p, \gamma)^{33}\text{Cl}^*$  [AHSM76] y 2846.3(3) keV a través de las reacciones de stripping  $^{32}\text{S}(d, n)^{33}\text{Cl}$  [EGD<sup>+</sup>72] y  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, d)^{33}\text{Cl}$  [Mor70, KY72]. En la sección 6.7.2 se discutirá sobre el espín y paridad de estas transiciones en términos de energías de protones, barrera coulombiana y log ft. Por los motivos dados, se optará por el estado de espín de 2846.3(3) keV para la emisión de esta transición a 546(3) keV.

### **Estado excitado de $^{33}\text{Cl}$ a 4197(4) keV\*: energía de protón de 1862(4) keV\***

El valor de la energía de la transición de protón de 1862(4) keV\* ha sido obtenida como la media ponderada de los centroides de los ajustes en los detectores delgados DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ) y DSSD6 (67  $\mu\text{m}$ ), puesto que son donde mejor se identifican (la contribución beta es menor en esta zona de energía en los detectores delgados que la que muestran los detectores gruesos). La barra de error se ha calculado de acuerdo a la fórmula de la media ponderada, siendo los errores individuales (el error de cada valor de centroide de cada detector que se incluye en la media) las sumas cuadráticas del error del ajuste gaussiano y del error de la calibración. Este protón no ha sido identificado en otros trabajos previos de desintegración beta.

La nueva transición de protón de 1862(4) keV\*, no está en coincidencia con ninguna transición gamma de  $^{32}\text{S}$ , por tanto su estado final es el estado fundamental de  $^{32}\text{S}$ . Para esta transición, tenemos que proponer un nuevo nivel de  $^{33}\text{Cl}$ , no visto en trabajos previos de desintegración beta. En un trabajo de reacciones [MEBT53] hay un nivel identificado a través de la reacción de stripping  $^{32}\text{S}(d, n)^{33}\text{Cl}$  a 4220(80) keV muy cercano en energía al

nuevo propuesto de 4197 keV\*, pero del que no tenemos más información que su energía (no se ha determinado ni espín, ni su vida media). Puede ser este estado el mismo que el que se propone en este apartado.

#### **Estado excitado de $^{33}\text{Cl}$ a 6082(4) keV\*: energía de protón de 1527(5) keV\***

En este caso, no ha sido posible realizar un ajuste gaussiano al pico de protón de 1527(5) keV\*, por tanto el valor del centroide del pico se obtiene visualmente con un margen de error, que es la mínima división del histograma. De esta manera, el valor de la energía de la transición de protón de 1527(5) keV\* ha sido obtenida como la media ponderada de los centroides obtenidos de la forma recién explicada en los detectores DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ) y DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ), puesto que son donde mejor se identifican. La barra de error se ha calculado de acuerdo a la fórmula de la media ponderada, siendo los errores individuales (el error de cada valor de centroide de cada detector que se incluye en la media) las sumas cuadráticas del error tomado como la mínima división del histograma y del error de la calibración. Este protón no ha sido identificado en otros trabajos previos de desintegración beta.

La nueva transición de 1527(5) keV\* está en coincidencia con la transición gamma de 2229 keV de  $^{32}\text{S}$ , por tanto su estado final es el primer estado excitado de  $^{32}\text{S}$ . El estado de 6082(4) keV\* desde el que se emite dicha transición es nuevo, no visto en ningún trabajo previo.

#### **Estado excitado de $^{33}\text{Cl}$ a 6577(7) keV: energías de protones de 4159(1) keV\* y 2018(7) keV**

La energía de protón de 2018(7) keV se ha obtenido visualmente con un margen de error, puesto que no ha sido posible realizar un ajuste gaussiano. Solo se ha utilizado el detector DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ), puesto que en el otro detector delgado DSSD6 (65  $\mu\text{m}$ ) se hace más difícil determinar un centroide de manera fiable y en los detectores gruesos la larga cola que muestra el pico de 2099(1) keV a su izquierda dificulta la detección de picos en su proximidad, como el de 2018(7) keV. El error de la energía de este protón se ha determinado como la raíz cuadrática de la suma del error del centroide, tomado como la mínima división del histograma y el error de la calibración del detector DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ). Este protón ya ha sido identificado en el trabajo previo de desintegración beta [ADRA<sup>+</sup>10] con una energía de 2024(5) keV. Nuestro resultado es compatible con el este trabajo.

La energía de la transición de protón de 4159(1) keV\*, ha sido obtenida gracias al ajuste gaussiano del detector grueso DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ). Es el detector que mejor resolución y comportamiento muestra a altas energías. En los demás detectores gruesos, DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) y DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ) este protón es identificado, pero no es posible realizar un ajuste gaussiano.

La nueva transición de protón de 4159(1) keV\*, no observada en otros trabajos previos, no está en coincidencia con ninguna transición gamma de  $^{32}\text{S}$ , por lo que se le asocia como estado final, el fundamental de  $^{32}\text{S}$ . El estado inicial de  $^{33}\text{Cl}$  calculado para dicha transición se encuentra a la energía de 6577(4) keV, muy próximo al ya conocido 6594(5) keV [ADRA<sup>+</sup>10]. Desde dicho estado se emite otro protón de 2018(7) keV, también identificado y asociado al primer estado estado excitado de  $^{32}\text{S}$ . Se trata de un nuevo canal de desintegración desde este estado ya conocido.

La energía del estado a 6577(7) keV asociado a estas dos transiciones de protones de 4159(1) keV\* y 2018(7) keV ha sido determinada mediante la media ponderada de los dos valores de las energías de los estados excitados obtenidos para cada transición de protón. Ambos están alejados 20 keV, que coincide con el límite impuesto para considerar ambos valores como un mismo nivel. Por tanto, se encuentran bastante alejados, con lo que la barra de error de la energía final será el doble del error de la media ponderada.

### Estado excitado de $^{33}\text{Cl}$ a 7209(2) keV\*: energía de protón de 4782(2) keV\*

El valor de la energía de la transición de protón de 4782(2) keV\* ha sido obtenida como la media ponderada de los centroides de los ajustes en los detectores gruesos DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) y DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ), puesto que son los dos detectores que tienen mejor comportamiento a altas energías, donde mejor se identifican y donde es posible realizar ajustes gaussianos. La barra de error se ha calculado de acuerdo a la fórmula de la media ponderada, siendo los errores individuales (el error de cada valor de centroide de cada detector que se incluye en la media) las sumas cuadráticas del error del ajuste gaussiano y del error de la calibración. Este protón no ha sido identificado en otros trabajos previos de desintegración beta.

Claramente en los espectros de protones se observa una transición nueva a 4782(2) keV y de los espectros de coincidencias se concluye que dicha transición tiene como estado final el fundamental de  $^{32}\text{S}$ . El único nivel accesible de  $^{33}\text{Cl}$  en esta situación es 7209(2) keV, estado observado a 7210(4) keV por otro trabajo previo en el que se midió la reacción  $^{32}\text{S}(p, p\gamma)^{32}\text{S}^*$  [ALP<sup>+</sup>73]. El espín determinado para este estado es  $\frac{5}{2}^+$ , por lo que la emisión desde este, es no favorecida por las reglas de selección, como en el caso de la de 546(3) keV. La alimentación a este estado es pequeña, 0.00146(28)% y su logft=6.81 consistente con una transición no permitida, en este caso,  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$ ,  $\Delta J=2$ .

### Estado excitado de $^{33}\text{Cl}$ a 7395(7) keV: transiciones de protones de 4962(7) keV\* y 2810(10) keV

La energía de protón de 4962(7) keV se ha obtenido visualmente con un margen de error, puesto que no ha sido posible realizar un ajuste gaussiano. Solo se ha utilizado el detector DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ), puesto que de los detectores gruesos, es el detector donde se distingue claramente. El error de la energía de este protón se ha determinado como la raíz cuadrática de la suma del error del centroide, tomado como la mínima división del histograma y el error de la calibración del detector DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ). Este protón no ha sido identificado en otros trabajos previos.

La transición de 2810(10) keV ha sido identificada en los espectros de coincidencias del trabajo [ADRA<sup>+</sup>10], y asociado al primer nivel excitado de  $^{32}\text{S}$ . En este trabajo, en el espectro en coincidencias, hay indicaciones suficientes, como para confirmar la presencia de este protón. Tomamos el valor de la energía de esta transición de protón de [ADRA<sup>+</sup>10]. Además, el nivel de  $^{33}\text{Cl}$  del que se emite la transición 4962(7) keV\*, siendo su estado final el fundamental de  $^{32}\text{S}$ , coincide en energía con el asociado a la transición de 2810(10) keV. Podemos entonces proponer este par de transiciones de protones como los emisores de este nivel a 7395(7) keV.

La energía de este estado a 7395(7) keV, es calculada con solo la transición de protón de 4962(7) keV\*, puesto que tenemos evidencias de la presencia de la otra transición de protón 2810(10) keV, pero no hemos podido determinar su energía.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 7482(2) keV: transiciones de protones de 1389(4) keV\*, 2886(1) keV y 5039(1) keV**

El valor de la energía de la transición de protón de 1389(4) keV\* ha sido obtenida como la media ponderada de los centroides de los ajustes en los detectores delgados DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ) y DSSD6 (67  $\mu\text{m}$ ), puesto que son los dos únicos detectores en los que se identifica dicha transición, ya que los detectores delgados son los mejor comportamiento presentan a bajas energías. La barra de error se ha calculado como en los casos anteriores. Esta transición no ha sido observado en otros trabajos previos.

El valor de la energía de la transición de protón de 2886(1) keV ha sido obtenida como la media ponderada de los centroides de los ajustes en los detectores gruesos DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ), DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) y DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ) y la barra de error se ha calculado como en los casos anteriores. Esta transición ya ha sido observada en [ADRA<sup>+</sup>10] con energía de 2886(7) keV, en [SR93] con energía de 2885(2) keV y en [BDE<sup>+</sup>87] con energía 2886(6) keV. El valor adoptado en [CS11] es 2885(2) keV. Nuestro valor de 2886(1) keV es compatible con los resultados anteriores.

El valor de la energía de la transición de protón de 5039(1) keV ha sido obtenida de la misma forma que 2886(1) keV: como la media ponderada de los centroides de los ajustes en los detectores gruesos DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ), DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) y DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ) y la barra de error se ha calculado como en los casos anteriores. Esta transición ya ha sido observada en [ADRA<sup>+</sup>10] con energía de 5039(4) keV, en [SR93] con energía de 5041(5) keV y en [BDE<sup>+</sup>87] con energía 5043(6) keV. El valor adoptado en [CS11] es 5040(4) keV. Nuestro valor de 5039(1) keV es compatible con los resultados anteriores y tiene menos incertidumbre.

El estudio del espectro de coincidencias protón-gamma y el de protones (ver sección 6.4), se observa que la transición de protón de 5039(1) keV va al estado fundamental, y que las transiciones de 1389(4) keV\* y 2886(1) keV van a estados excitados de  $^{32}\text{S}$ , ya que eran coincidentes con la transición gamma de 2229 keV. Asimismo, en la figura 6.13, donde se muestra las coincidencias con la transición gamma de 1548 keV, no podemos descartar que 1389(4) keV\* no esté en coincidencia con dicha transición, a pesar de la poca estadística. El anterior trabajo [ADRA<sup>+</sup>10], 2286(1) keV se asoció al primer estado excitado de  $^{32}\text{S}$ , por tanto, suponiendo esto como correcto, podemos asociar la nueva transición al segundo estado excitado de  $^{32}\text{S}$ . Hasta ahora este tercer modo de desintegración desde este nivel no ha sido encontrado, y encaja perfectamente dentro del límite de los 20 keV, para establecer que los tres pertenecen al mismo nivel de 7482(2) keV, ya conocido con una energía de 7475(4) keV en [ADRA<sup>+</sup>10].

La energía del estado excitado ha sido obtenido mediante la media ponderada de los valores obtenidos para los estados excitados con las tres transiciones de protones de 1389(4) keV\*, 2886(1) keV y 5039(1) keV. Los valores no se hallan alejados entre sí, con lo que consideramos como error de energía final, el error de la media ponderada.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 7555(4) keV: transiciones de protones de 1453(4) keV\* y 2957(7) keV**

El valor de la energía de la transición de protón de 1453(4) keV\* ha sido obtenida como la media ponderada de los centroides de los ajustes en los detectores DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ) y DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ), puesto que son los dos únicos detectores en los que es posible realizar un ajuste gaussiano a este pico. La barra de error se ha calculado como en los casos anteriores. Esta transición no ha sido observado en otros trabajos previos.

El valor de la energía de la transición de protón de 2957(7) keV ha sido tomada de [ADRA<sup>+</sup>10], puesto que no ha sido identificado en el espectro de protones.

Se ha observado que la transición de protón de 1453(4) keV\* está en coincidencia con la transición gamma de 1548 keV, por tanto tiene como estado final el segundo estado excitado de  $^{32}\text{S}$ . El estado inicial de  $^{33}\text{Cl}$  calculado para dicha transición coincide en energía con un nivel conocido de 7555(4) keV, del que según [ADRA<sup>+</sup>10] se emite otra transición de protón a 2957(7) keV al primer estado excitado de  $^{32}\text{S}$ , que nosotros observamos con cierta evidencia en las coincidencias protón-gamma 6.14.

La energía del estado excitado a 7555(4) keV se ha calculado solo con la energía de la transición de protón de 1453(4) keV\*, puesto que que tenemos evidencias de la presencia de la otra transición de protón de 2957(7) keV, pero no hemos podido determinar su energía.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 8071(7) keV: transiciones de protones de 1945(4) keV\* , 3462(1) keV y 5620(1) keV**

La energía de protón de 1945(4) keV\* se ha obtenido visualmente con un margen de error, puesto que no ha sido posible realizar un ajuste gaussiano. Se han utilizado los detectores DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ), DSSD6 (65  $\mu\text{m}$ ), DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ) y DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ), de modo que el valor final de energía es la media ponderada de los centroides determinados visualmente en cada detector. El error de la energía de este protón se ha determinado como la raíz cuadrática de la suma del error del centroide, tomado como la mínima división del histograma y el error de la calibración de los detectores usados. Este protón no ha sido identificado en otros trabajos previos.

El valor de la energía de la transición de protón de 3462(1) keV ha sido obtenida como la media ponderada de los centroides de los ajustes en los detectores gruesos DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ), DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) y DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ) y la barra de error se ha calculado como en los casos anteriores. Esta transición ya ha sido observada en [ADRA<sup>+</sup>10] con energía de 3469(6) keV y en [BDE<sup>+</sup>87] con energía 3465(30) keV. El valor adoptado en [CS11] es 3467(6) keV. Nuestro valor de 3462(1) keV es compatible con los resultados anteriores y tiene menos error.

El valor de la energía de la transición de protón de 5620(1) keV ha sido obtenida como la media ponderada de los centroides de los ajustes en los detectores gruesos DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) y DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ), puesto que de todos los detectores gruesos son los que menor error presentan en el ajuste gaussiano. La barra de error se ha calculado como en los casos anteriores. Esta transición ya ha sido observada en [ADRA<sup>+</sup>10] con energía de 5623(3) keV, en [SR93] con energía de 5622(6) keV y en [BDE<sup>+</sup>87] con energía 5626(11) keV. El valor adoptado en [CS11] es 5621(3) keV. Nuestro valor de 5620(1) keV es compatible con los

resultados anteriores y tiene menos error.

Claramente la transición de 1945(4) keV\* está en coincidencias con la transición gamma de 2229 keV. Suponiendo que va al segundo estado excitado, podemos asociarle un nivel de emisión ya conocido, 8071(7) keV, del que salen otras dos transiciones de 3462(1) keV, que va al primer estado excitado, y de 5620(1) keV, que va al estado fundamental de  $^{32}\text{S}$ . En el trabajo previo [ADRA<sup>+</sup>10] ya se asociaron estas dos transiciones, de 3469(6) keV y de 5623(3) keV en su caso, con este nivel de 8077(4) keV.

La energía del estado excitado ha sido obtenida mediante la media ponderada de los valores de los estados excitados determinados con las tres transiciones de protones de 1945(4) keV\* , 3462(1) keV y 5620(1) keV. El estado excitado calculado con la transición de protón, con lo que consideramos como error de energía final, el error de la media ponderada.

### **Estado excitado de $^{33}\text{Cl}$ a 8321(5) keV: transiciones de protones de 2199(5) keV\*, 3700(7) keV\* y 5852(1) keV**

La energía de protón de 2199(5) keV\* se ha obtenido visualmente con un margen de error, puesto que no ha sido posible realizar un ajuste gaussiano. Se han utilizado los detectores DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ) y DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ), siendo los únicos detectores en los que se distingue claramente dicho protón. El valor final de energía es la media ponderada de los centroides determinados visualmente en cada detector. El error de la energía de este protón se ha determinado como en casos anteriores. Este protón no ha sido identificado en otros trabajos previos.

La energía de protón de 3700(7) keV\* se ha obtenido visualmente con un margen de error, puesto que no ha sido posible realizar un ajuste gaussiano. Se han utilizado los detectores DSSD1 (295  $\mu\text{m}$ ), DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) y DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ). Este protón no ha sido identificado en otros trabajos previos.

El valor de la energía de la transición de protón de 5852(1) keV ha sido obtenida como la media ponderada de los centroides de los ajustes en los detectores gruesos DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) y DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ), puesto que de todos los detectores gruesos son los que menor error presentan en el ajuste gaussiano. La barra de error se ha calculado como en los casos anteriores. Esta transición ya ha sido observada en [ADRA<sup>+</sup>10] con energía de 5855(9) keV y en [BDE<sup>+</sup>87] con energía 5849(12) keV. El valor adoptado en [CS11] es 5852(9) keV. Nuestro valor de 5852(1) keV es compatible con los resultados anteriores y tiene menos error.

Como en los dos últimos casos anteriores, también podemos asociar un nivel conocido para la emisión de tres transiciones de protones, con la diferencia de que hay dos transiciones de protones nuevas, no identificadas en otros trabajos. Previamente, solo se ha observado la transición de protón de 5852(1) keV asociada al estado fundamental de  $^{32}\text{S}$ . Estas dos nuevas transiciones de 2199(5) keV\* y 3700(7)\* keV encajan perfectamente en energía, siendo la transición de 2199(5) keV\* asociada al primer estado excitado de  $^{32}\text{S}$  y la de 3700(7) keV\* al segundo.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 8497(7) keV\*: transición de protón de 6031(3) keV\***

La energía de protón de 6031(3) keV\* se ha obtenido a partir de un solo detector DSSD5 (1000  $\mu\text{m}$ ), puesto que es el único detector en el que dicho protón se identifica; estamos a muy altas energías y el detector DSSD5 es uno de los que mejor comportamiento muestra a altas energías. La barra de error es la suma cuadrática del error del ajuste gaussiano y del error de la calibración. Este protón no ha sido observado en otros trabajos previos de desintegración beta o de reacciones.

La nueva transición de protón de 6031(3) keV\*, tiene como estado final el estado fundamental de  $^{32}\text{S}$ . El nivel que se le asocia (8497(7) keV\*), está muy cercano al que en [ADRA<sup>+</sup>10] proponen como emisor de los protones de 6011(10) keV y 2370(5) keV (8491(9) keV). La nueva transición de 6031(3) keV\* se distingue de 6011(10) keV en el espectro de protones y ambas van al estado fundamental de  $^{32}\text{S}$ , con lo que los estados de  $^{33}\text{Cl}$  asociados a 8497(7) keV\* y 8491(7) keV tienen que ser diferentes, aunque sean muy cercanos en energía.

**Estados excitados de  $^{33}\text{Cl}$  con la transición de protón de 1000(7) keV\***

En el espectro de protones de uno de los telescopios delgados, figura 6.5, se observa una distribución ancha cuyo centroide se sitúa en 1000 keV. En el espectro de coincidencias, figura 6.12, se observa como hay dos componentes en dicha distribución; una de ellas de energía 960(7) keV está en coincidencia con la transición gamma de 2229 keV, siendo su estado asociado de  $^{33}\text{Cl}$  5497(7) keV\*. Sin embargo, la otra componente de 1020(7) keV\* no se halla en coincidencia con la transición gamma de 2229 keV, por lo que su estado asociado es 3329(7) keV\*. Tanto la distribución de protón centrada en 1000(7) keV\* como los estados asociados 5497(7) keV\* y 3329(7) keV\* son nuevos y no han sido identificados en trabajos previos.

La determinación de energía de las dos componentes de esta distribución centrada en 1000(7) keV\* se ha realizado con DSSD4 (67  $\mu\text{m}$ ), único detector en el que identifica dicha distribución. Se han determinado teniendo en cuenta el espectro de protones que resulta de la coincidencia protón-gamma (figura 6.14). No ha sido posible realizar ajustes gaussianos, con lo que el centroide se ha determinado de manera visual.

La desintegración completa podemos verla en el esquema de niveles, figura 6.22:

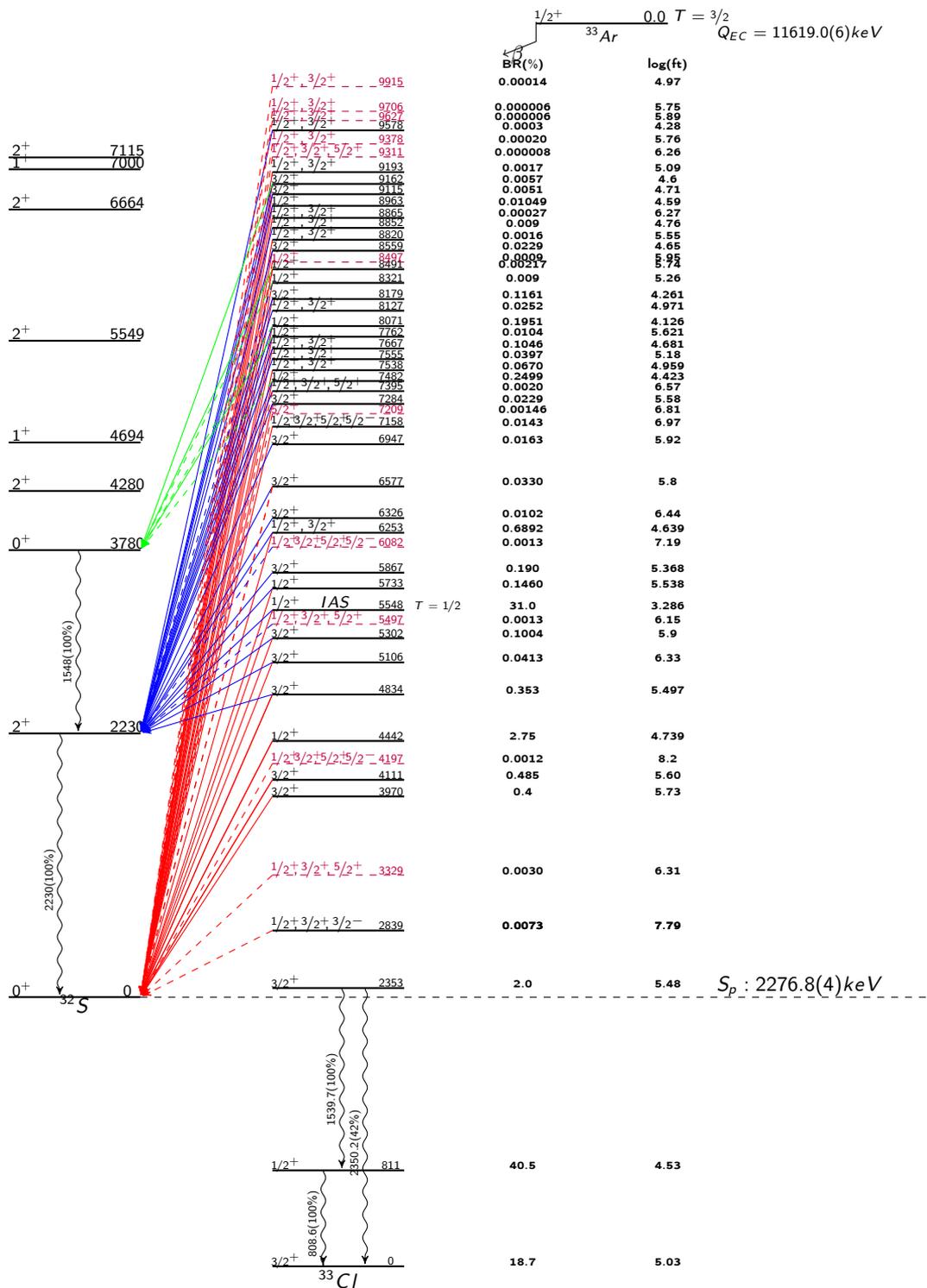


Figura 6.22 – Esquema de desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ .

### 6.7.2 Asignación de espín y paridad a los nuevos niveles

En esta sección, tenemos que hacer un análisis en profundidad del comportamiento de la barrera centrífuga y barrera coulombiana para asignar el espín y paridad a los estados excitados de  $^{33}\text{Cl}$ . Podemos dar espín a aquellos estados ya identificados que no tenían un valor claro, y asignarlo a aquellos estados nuevos encontrados. Seguidamente, se detalla como se ha asignado espín y paridad a estos estados.

Por las reglas de selección de desintegración beta, siendo el estado inicial en  $^{33}\text{Ar}$  de paridad y espín  $\frac{1}{2}^+$ , los estados finales en  $^{33}\text{Cl}$  permitidos son  $\frac{1}{2}^+$  o  $\frac{3}{2}^+$ . Las transiciones prohibidas ocurren cuando los leptones emitidos se llevan momento angular. Por otro lado, la emisión de protones desde estos estados es posible si se supera la barrera coulombiana+centrífuga. La penetrabilidad de esta barrera depende de la energía, momento angular y función de onda del protón emitido así como de la altura de la barrera. La transición se va a ver favorecida si la energía del protón es grande, la barrera es baja y el momento angular que se lleva el protón es nulo; la barrera centrífuga se suma a la coulombiana cuando el momento angular es distinto de cero. Además sabemos que los estados finales a los que se desintegran los protones son los tres primeros estados de  $^{32}\text{S}$ , cuyo espín y paridad es  $0^+$  y  $2^+$ . Teniendo toda esta información, llegamos a las siguientes conclusiones:

- Momento angular: Si los estados en  $^{33}\text{Cl}$  son de paridad positiva, eso implica que el momento angular  $l$ , puede tener solo dos valores,  $l=0$  y  $l=2$ , según  $P = (-1)^l = 1$ . La transiciones con  $l=0$ , se verán favorecidas con respecto a  $l=2$ , ya que no se tiene que superar la barrera centrífuga, solo la coulombiana.
- Posibles transiciones con respecto al espín:  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$  ( $l=0$ ),  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 2^+$  ( $l=2$ ),  $\frac{3}{2}^+ \rightarrow 0^+$  ( $l=2$ ),  $\frac{3}{2}^+ \rightarrow 2^+$  ( $l=0$ ).
- La contribución de Coulomb es igual para todos los estados, con lo que el momento angular va a ser decisivo a la hora de asignar los espines.

A todo esto tenemos que sumar las razones de ramificación obtenidas experimentalmente. Una transición rápida, es aquella que tiene una alta razón de ramificación, por tanto más probable. Como consecuencia, podemos determinar el espín, teniendo en cuenta el momento angular y su razón de ramificación.

- Se observa una transición al estado  $2^+$  en  $^{32}\text{S}$ , cuando lo más probable es la desintegración al estado  $0^+$ . Es posible si hay algún factor que favorezca esta transición: lo hay y es el momento angular. Si suponemos que el momento angular es  $l=0$  para las desintegraciones  $2^+$ , a todos los estados de  $^{33}\text{Cl}$  que solo vayan a este estado, tendremos que asignarles un  $\frac{3}{2}^+$  para que desaparezca la barrera centrífuga y sea favorecida la transición a este  $2^+$ .
- La transición más favorecida, es  $\frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^+$  ( $l=0$ ). Dejamos  $^{32}\text{S}$  en estado fundamental y además, no hay barrera centrífuga. Este es el caso de la emisión desde el IAS. Todas aquellas transiciones que solo vayan al estado fundamental  $^{32}\text{S}$ , se les asignará un espín  $\frac{1}{2}^+$  para los estados en  $^{33}\text{Cl}$ .

- Si dos protones se emiten desde un mismo estado, con  $l=0$  y  $l=2$ , no está claro qué espín debemos asignar. Por tanto, tenemos que tener en cuenta las razones de ramificación: la proporción entre ellas debe ser similar con la que se da en los tiempos de penetrabilidad de la barrera. Comparando ambos cocientes, podemos asignar un valor de espín.
- Si hay dos protones desde un mismo estado, pero ambas van al primer y segundo estado excitado en  $^{32}\text{S}$ , se les asignará un  $\frac{1}{2}^+$ , dado que ambas tienen un  $l=0$ .
- Si hay más de dos protones que salen de un mismo estado, asignaremos el espín que se corresponda con el protón emitido de la transición con mayor razón de ramificación.

Según lo anterior, las asignaciones de espín y paridad para los estados de  $^{33}\text{Cl}$  son:

### Estado excitado de $^{33}\text{Cl}$ a 2839.0(3) keV/2846.3(3) keV: energías de protones de 546(3) keV\*

El estado identificado a 2839(3) keV en este trabajo, tiene un logft de 7.79, por lo que no se trata de una transición permitida, de forma que puede ser asignado un estado de espín superior a los valores  $\frac{1}{2}^+$  o  $\frac{3}{2}^+$  correspondientes a las transiciones permitidas, como  $\frac{5}{2}^-$ ,  $\frac{7}{2}^-$  o de paridad negativa. En otros trabajos previos se han identificado dos estados cercanos en energía a dicho estado a 2839(3) keV. En concreto, el estado a 2839.0(3) keV se ha identificado a través de la reacción de captura protónica  $^{32}\text{S}(p, \gamma)^{33}\text{Cl}^*$  [AHSM76] y 2846.3(3) keV a través de las reacciones de stripping  $^{32}\text{S}(d, n)^{33}\text{Cl}$  [EGD+72] y  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, d)^{33}\text{Cl}$  [Mor70, KY72]. El estado a 2839.0(3) keV tiene un espín de  $\frac{5}{2}^+$ , con lo que una transición de protones desde dicho estado es poco probable, puesto que es prohibida por las reglas de selección de la desintegración beta (solo se puede poblar  $\frac{1}{2}^+$  o  $\frac{3}{2}^+$ ) y además el protón emitido se lleva momento angular  $l=2$  (mayor barrera centrífuga). El estado a 2846.3(3) keV tiene un espín de  $\frac{3}{2}^-$ , también es prohibida por las reglas de selección de la desintegración beta y además la paridad es negativa, a cambio el momento angular del protón emitido es  $l=1$ . El valor de logft para transiciones con cambio de espín de dos unidades sin cambio de paridad ( $\frac{5}{2}^+ \rightarrow 0^+$ ) tiene su centroide en 12.5 [SRWT98], mientras que para el caso de transiciones beta con cambio de una unidad y cambio de paridad ( $\frac{5}{2}^+ \rightarrow 0^+$ ) el centroide es 7.5, muy próximo al valor medido de 7.79: por tanto, es más probable poblar los estados con espín  $\frac{3}{2}^-$  por desintegración beta. Otra posibilidad, es suponer que el estado que le corresponde a esta transición no es ninguno de los anteriores observados en reacciones, sino que se trata de otro estado muy cercano en energía a éstos, con un espín de  $\frac{1}{2}^+$ .

### Estado excitado de $^{33}\text{Cl}$ a 4197(4) keV\*: energía de protón de 1862(4) keV\*

El nuevo nivel propuesto para esta transición de 4197(4) keV\*, no ha sido identificado anteriormente. El valor de logft es 8.2, por lo tanto no se trata de una transición permitida: el espín y paridad de este estado puede ser superior a los correspondientes a las transiciones permitidas ( $\frac{1}{2}^+$ ,  $\frac{3}{2}^+$ ) como  $\frac{5}{2}^+$ ,  $\frac{7}{2}^+$  o bien de paridad negativa.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 6082(4) keV\*: energía de protón de 1527(5) keV\***

Este nuevo estado, tampoco ha sido identificado en ningún trabajo anterior. El valor de  $\log ft$  es 7.19, por lo tanto no se trata de una transición permitida: el espín y paridad de este estado puede ser superior a los correspondientes a las transiciones permitidas ( $\frac{1}{2}^+$ ,  $\frac{3}{2}^+$ ) como  $\frac{5}{2}^+$ ,  $\frac{7}{2}^+$  o bien de paridad negativa.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 6577(7) keV: energías de protones de 4159(1) keV\* y 2018(7) keV**

El nivel de 6577(4) keV de  $^{33}\text{Cl}$  ya tiene determinado el espín como  $\frac{3}{2}^+$ , puesto que solo se había identificado uno de las transiciones de protones que va al primer estado excitado en  $^{32}\text{S}$  de energía 2018 keV. En esta situación, como hemos comentado antes, es claro que la transición se debe ver favorecida por el momento angular  $l=0$ . Con la nueva transición de protón de 4159(1) keV\* asociada al estado fundamental en  $^{32}\text{S}$ , no podemos excluir el espín  $\frac{1}{2}^+$ , aunque bien es cierto, que la razón de ramificación es mucho más pequeña en la transición 4159(1) keV\* que en la de 2018(7) keV y por tanto compatible con un  $\frac{3}{2}^+$ .

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 7209(2) keV\*: energía de protón de 4782(2) keV\***

La transición de protones de 4782(2) keV\* va al estado fundamental  $0^+$  de  $^{32}\text{S}$ . En principio, le asignaríamos al estado 7209(2) keV un espín de  $\frac{1}{2}^+$ , pero si consideramos que dicho estado es el identificado por reacciones nucleares en [ALP<sup>+</sup>73] a 7210(4) keV, vemos que el espín ya está asignado y es  $\frac{5}{2}^+$ , como en el caso de la transición de 546(3) keV y el estado a 2839 keV de  $^{32}\text{S}$ . Como el  $\log ft$  encontrado es 6.82, los espines  $\frac{1}{2}^+$ ,  $\frac{3}{2}^+$  y  $\frac{5}{2}^+$  pueden ser posibles. La alta energía de protones de 4782(2) keV permite sin gran dificultad atravesar la barrera centrífuga con  $l=2$  presente considerando un espín de  $\frac{5}{2}^+$ .

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 7395(7) keV: transiciones de protones de 4962(7) keV\* y 2810(10) keV**

El pico de 2810(10) keV no está bien definido en los espectros de protones de este trabajo, sin embargo, la presencia de cuentas en torno a dicha energía, apoya la existencia de dicha transición. El espín asignado en [ADRA<sup>+</sup>10] es  $\frac{3}{2}^+$  con la única transición de protón de 2810(10) keV asociada a este estado de 7395(7) keV. El  $\log ft$  es 6.57, de modo que cualquiera de los espines  $\frac{1}{2}^+$ ,  $\frac{3}{2}^+$  y  $\frac{5}{2}^+$  pueden ser posibles, siendo compatible con la asignación anterior.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 7482(2) keV: transiciones de protones de 1389(4) keV\*, 2886(1) keV y 5039(1) keV**

Las tres transiciones de protones se emiten del mismo estado a 7482(2) keV de  $^{33}\text{Cl}$ , a los tres primeros estados excitados en  $^{32}\text{S}$ . No se ha llegado en anteriores trabajos a una conclusión sobre su espín, siendo posibles  $\frac{1}{2}^+$  o  $\frac{3}{2}^+$ . El protón de mayor razón de ramificación es 5039(1) keV, que va al estado fundamental con  $0^+$ . Esta se ve favorecida con  $l=0$ , por lo que el espín propuesto en este caso es  $\frac{1}{2}^+$ .

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 7555(4) keV: transiciones de protones de 1453(4) keV\* y 2957(7) keV**

Las transiciones de protones que están asociadas al estado de 7555(4) keV de  $^{33}\text{Cl}$ , tienen como estados finales, el primer y segundo estado excitado de  $^{32}\text{S}$ . En [ADRA<sup>+</sup>10] asocian este estado un espín-paridad de  $\frac{3}{2}^+$ , ya que solo se había observado la transición de protón de 2957(7) keV al primer estado excitado de  $^{32}\text{S}$  con un  $2^+$ . El logft encontrado en este trabajo es 5.18, por lo que podemos afirmar que se trata de una transición permitida: los valores posibles para el espín y paridad son  $\frac{1}{2}^+$  y  $\frac{3}{2}^+$ . La razón de ramificación de 2957(7) keV, 0.0359(32)%, es mayor que la de 1453(4) keV, 0.0035%, por lo que  $\frac{3}{2}^+$  es el valor más probable de espín y paridad.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 8071(7) keV: transiciones de protones de 1945(4) keV\*, 3462(1) keV y 5620(1) keV**

Si suponemos que las transiciones de protones de 1945(4) keV\*, 3462(1) keV y 5620(1) keV salen del mismo estado a 8071(7) keV de  $^{33}\text{Cl}$  el logft encontrado es 4.126, de modo que se trata de una transición permitida. Es una típica transición de Gamow-Teller, por tanto los valores posibles de espín y paridad son  $\frac{1}{2}^+$  y  $\frac{3}{2}^+$ . Además, la transición de 5620(1) keV es la que presenta una mayor razón de ramificación y además va al estado fundamental en  $^{32}\text{S}$ . Por tanto, proponemos  $\frac{1}{2}^+$  como posible espín de este estado.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 8321(5) keV: transiciones de protones de 2199(5) keV\*, 3700(7) keV\* y 5852(1) keV**

El estado a energía 8321(5) keV de  $^{33}\text{Cl}$  no tiene hasta ahora un espín seleccionado de los dos posibles  $\frac{1}{2}^+$  y  $\frac{3}{2}^+$ ; con las dos nuevas transiciones de protones de 2199(5) keV\* y 3700(7) keV\*, podemos decidir entre  $\frac{1}{2}^+$  o  $\frac{3}{2}^+$ . La transición de 5852(1) keV tiene la mayor razón de ramificación y su estado final asociado de  $^{32}\text{S}$  es el fundamental con espín  $0^+$ . Proponemos  $\frac{1}{2}^+$  para este estado.

**Estado excitado de  $^{33}\text{Cl}$  a 8497(7) keV\*: energías de protones de 6031(7) keV**

Esta transición nueva de 6031 keV\* va al estado fundamental  $0^+$  de  $^{32}\text{S}$ . El valor de logft es 5.95, lo más probable es que se trate de una transición permitida y por tanto  $\frac{1}{2}^+$  o  $\frac{3}{2}^+$  son los dos posibles valores de espín y paridad.

**Estados excitados de  $^{33}\text{Cl}$  a altas energías**

Los valores de logft encontrados, entre 4 y 5 (salvo el estado a 9311(7) keV que tiene un logft de 6.26) para los estados a alta energía (mayores de 9.1 MeV) de  $^{33}\text{Cl}$  indican que estamos ante transiciones permitidas, por tanto  $\frac{1}{2}^+$  o  $\frac{3}{2}^+$  son los dos posibles valores de espín y paridad.

### Estados excitados de $^{33}\text{Cl}$ con la distribución a 1000(7) keV\*

Esta distribución ancha, cuyo centroide está situado en 1000 keV, tiene dos componentes centradas en distintas energías; 960(7) keV y 1020(7) keV asociados a los estados a 6497(7) keV y 3329(7) keV en  $^{33}\text{Cl}$ . Los logft encontrados para estos dos estados es de 6.15 y 6.35. En ambos casos, no podemos decir que se trate de una transición permitida, por tanto, los valores  $\frac{1}{2}^+$ ,  $\frac{3}{2}^+$ ,  $\frac{5}{2}^+$  pueden ser posibles.

### 6.7.3 Determinación de la distribución de intensidad de Gamow-Teller B(GT)

Para calcular la distribución de intensidad de Gamow-Teller B(GT), es necesario el valor ft para cada transición. Este se determina con la razón de ramificación para cada transición, vida media de  $^{33}\text{Ar}$  y el factor de fase Fermi. Los valores obtenidos para este factor, son mostrados en el esquema de niveles de la figura 6.22.

Una vez obtenido este valor ft, solo tenemos que utilizar la ecuación 6.6 para calcular la B(GT). En este punto consideramos que todas las transiciones a excepción de la que puebla el IAS, no tienen componente Fermi, las posibles transiciones prohibidas tipo Fermi presentes no se incluyen en el cálculo. Para la transición que puebla el IAS, se ha tomado su pequeña parte Gamow-Teller de [GAO<sup>+</sup>00]:

$$\frac{B(GT)}{B(F)} = 0.044(2); B(F) = 3 \rightarrow B(GT) = 0.1320 \quad (6.7)$$

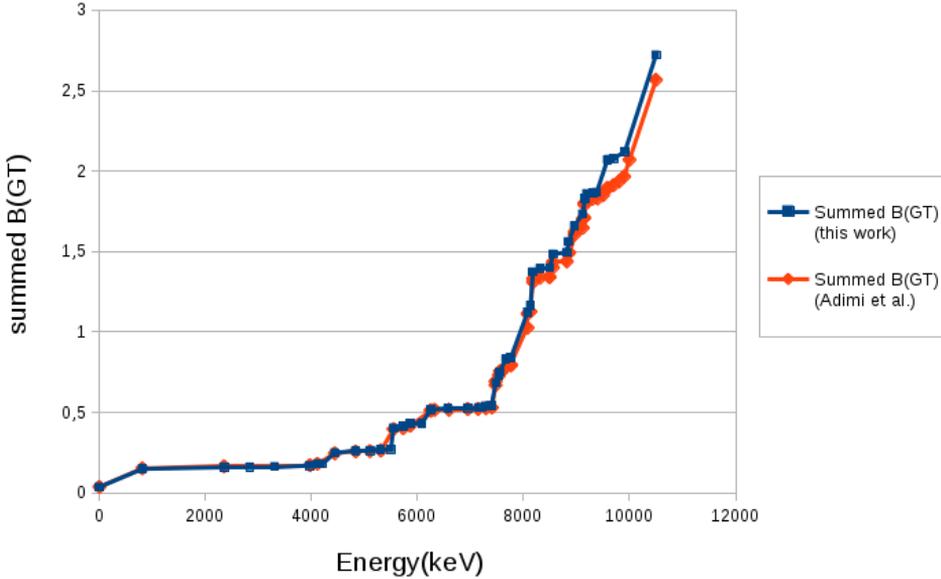
En la siguiente tabla, se muestra los valores de la intensidad de Gamow-Teller de este trabajo junto con los de [ADRA<sup>+</sup>10]:

$E_x$ (keV) (this work)	$E_p$ (keV) (this work)	BR% (this work)	B(GT) (this work)	$\Sigma$ B(GT) (this work)	$E_x$ (keV) [ADRA <sup>+</sup> 10]	$E_p$ (keV) [ADRA <sup>+</sup> 10]	BR% [ADRA <sup>+</sup> 10]	B(GT) [ADRA <sup>+</sup> 10]	$\Sigma$ B(GT) [ADRA <sup>+</sup> 10]
0	-	18.7	0.0355	0.0355	0	-	18.7	0.0363	0.0363
809(2)	-	40.5	0.1124	0.1480	810.5(2)	-	40.5	0.1151	0.1514
2350(3)	-	2	0.0126	0.1606	2352.5(4)	-	2	0.0128	0.1642
2839(3)	546(3)	0.0073(11)	0.00006	0.1606	-	-	-	-	-
3329(7)	1020(7)	0.0030(4)	0.0019	0.1625	-	-	-	-	-
3970(1)	1642(1)	0.400(8)	0.0071	0.1696	3973(3)	1645	0.380	0.0069	0.1711
4111(1)	1779(1)	0.485(10)	0.0096	0.1792	4113(2)	1781	0.453	0.0090	0.1801
4197(4)	1862(4)	0.0012(8)	0.00002	0.1792	-	-	-	-	-
4442(1)	2099(1)	2.75(5)	0.0695	0.2487	4442(3)	2100	2.54	0.0646	0.2447
4834(1)	2479(1)	0.353(7)	0.0121	0.2608	4835(2)	2481	0.349	0.0121	0.2568
5106(1)	2743(1)	0.0413(36)	0.0018	0.2626	5106(2)	2744	0.0435	0.0019	0.2587
5302(1)	2939(1) 765(2) <sub>1</sub>	0.1080(43) 0.0256(18) <sub>1</sub>	0.0048	0.2674	5310(4)	2941 762 <sub>1</sub>	0.0772 0.0202 <sub>1</sub>	0.0050	0.2637
5497(7)	960(7)	0.0013(7)	0.0027	0.2700	-	-	-	-	-
5548(1)	3171(1)	31.0(14)	0.1320	0.4021	5549(3)	3173	31.0(14)	0.1320	0.3957
5733(1)	3351(1)	0.1460(44)	0.0110	0.4131	5731(4)	3350	0.0772	0.0057	0.4014
5867(1)	1319(2) <sub>1</sub>	0.190(5)	0.0163	0.4297	5865(8)	1317 <sub>1</sub>	0.180	0.0155	0.4169
6082(5)	1527(5)	0.0023(2)	0.00024	0.4297	-	-	-	-	-
6253(1)	3854(1) 1694(2) <sub>1</sub>	0.6505(178) 0.0387(17)	0.0875	0.5172	6253(3)	3857 1691 <sub>1</sub>	0.724 0.0329	0.0969	0.5139
-	-	-	-	0.5172	6326(5)	1764 <sub>1</sub>	0.0102	0.0014	0.5153
6577(4)	4159(1) 2018(1) <sub>1</sub>	0.0013(1) 0.0330(19)	0.0060	0.5232	6594(5)	2024 <sub>1</sub>	0.00428	0.0008	0.5161

6947(4)	2366(1) <sub>1</sub>	0.0163(10)	0.0046	0.5277	6951(5)	2370 <sub>1</sub>	0.0159	0.0045	0.5206
7158(4)	4733(1)	0.0010(1)	0.0004	0.5282	7143(5)	4719 <sub>1</sub>	0.00079	0.0003	0.5209
7209	4197		0.0006	0.5288	-	-	-	-	-
7284(2)	4852(1) 2695(5) <sub>1</sub>	0.0143(6) 0.0086(23)	0.0100	0.5388	7292(5)	4860 2710 <sub>1</sub>	0.0108 0.000694	0.0079	0.5288
7395(7)	4962(7)	0.0020(2)	0.0010	0.5388	7405(10)	2810 <sub>1</sub>	0.00141	0.0007	0.5295
7482(2)	5039(1) 2886(1) <sub>1</sub> 1389(4) <sub>2</sub>	0.2162(64) 0.0312(22) 0.0025(2)	0.1438	0.6836	7475(4)	5039 2886 <sub>1</sub>	0.245 0.0394	0.1626	0.6921
7538(1)	5101(1)	0.0670(26)	0.0419	0.7255	7537(4)	5106(3)	0.0592	0.0371	0.7292
7555(7)	1453(4) <sub>2</sub>	0.0035(2)	0.0251	0.7507	7556(7)	2957 <sub>1</sub>	0.0397	0.0256	0.7773
7667(1)	5223(1) 3066(7) <sub>1</sub>	0.0296(13) 0.0750(24)	0.0794	0.8301	7666(4)	5225 3066 <sub>1</sub>	0.0298 0.00446	0.0260	0.7807
7762(1)	5318(1)	0.0104(5)	0.0091	0.8392	7762(5)	5317 1665 <sub>2</sub>	0.0113 0.00735	0.0066	0.7972
8071(4)	5620(1) 3462(1) <sub>1</sub> 1945(4) <sub>2</sub>	0.1307(38) 0.0537(23) 0.0107(3)	0.285	1.1242	8077(4)	5623 3469 <sub>1</sub>	0.155 0.0567	0.3178	1.1121
8127(1)	3510(1)	0.0252(13)	0.0407	1.1649	8132(6)	3515 <sub>1</sub>	0.00886	0.0145	1.1266
8179(1)	5722(1)	0.1005(31)	0.2089	1.3738	8182(7)	5723	0.103	0.2031	1.3297
8321(5)	5852(1) 3700(7) <sub>1</sub> 2199(5) <sub>2</sub>	0.0039(16) 0.0021(2) 0.0030(3)	0.0209	1.3947	8315(9)	5855	0.00318	0.0073	1.3370
-	-	-	-	1.3947	8491(9)	6011 2368 <sub>2</sub>	0.00100 0.00117	0.0071	1.3440
8497(3)	6031(3)	0.0013(2)	0.0043	1.3990	-	-	-	-	1.3440
8559(1)	6099(2) 3920(1) <sub>1</sub>	0.0126(12) 0.0103(9)	0.0852	1.4843	8557(5)	6100 3926 <sub>1</sub>	0.0147 0.00911	0.00901	1.4352
8820(2)	6344(2)	0.0016(12)	0.0107	1.4950	8819(8)	6344	0.00054	0.0037	1.4350
8852(2)	4213(2) <sub>1</sub>	0.009(1)	0.0661	1.5612	8847(5)	4209 <sub>1</sub>	0.00719	0.0523	1.4911
-	-	-	-	1.5612	8865(10)	6389	0.00027	0.0021	1.4932
8963(1)	6476(1) 4327(1) <sub>1</sub>	0.0074(4) 0.00309(30)	0.0979	1.6591	8967(6)	6480 4330 <sub>1</sub>	0.0116 0.00167	0.1288	1.6221
9115(2)	6625(4) 4472(2) <sub>1</sub>	0.0026(3) 0.0025(4)	0.0743	1.7334	9119(5)	6628 4474 <sub>1</sub>	0.00173 0.00367	0.0801	1.7022
9162(2)	4513(1) <sub>1</sub>	0.0057(5)	0.0957	1.8291	9152(6)	6657 4505 <sub>1</sub> 3016 <sub>2</sub>	0.00049 0.00487 0.00066	0.0981	1.8202
9193(1)	6705(1)	0.0017(3)	0.0310	1.8600	9202(9)	6715	0.00102	0.0193	1.8202
9311(7)	6820(7)	0.00008(1)	0.0021	1.8622	9300-	6800-	0.00023	0.0068	1.8270
9378(7)	6885(7)	0.00020(5)	0.0066	1.8688	9400	6900			
-	-	-	-	1.875	9400- 9500	6900- 7000	0.00007	0.0030	1.8300
-	-	-	-	1.875	9500- 9600	7000- 7100	0.00032	0.0194	1.8498
9578(7)	4917(7) <sub>1</sub>	0.0030(3)	0.1999	2.0745	9584(6)	4923 <sub>1</sub>	0.00066	0.0459	1.8954
9627(7)	7126(7)	0.00006(1)	0.0049	2.0736	9600- 9700	7100- 7200	0.0000	0.0000	1.8954
9706(7)	7203(7)	0.00006(1)	0.0068	2.0804	9700- 9800	7200- 7300	0.00012	0.0175	1.9129
-	-	-	-	2.0804	9800- 9900	7300- 7400	0.00010	0.0221	1.9350
9915(7)	7405(7)	0.00014(4)	0.0408	2.1212	9900- 10000	7400- 7500	0.00008	0.0315	1.9666
10000- 10500	7500- 8000	0.00006	0.1042	2.2254	10000- 10500	7500- 8000	0.00006	0.1042	2.0708
105000- 115000	8000- 9000	0.00004	0.4966	2.7220	10500- 11500	8000- 9000	0.00004	0.4966	2.5678

**Tabla 6.7** – Tabla donde se muestran las energías de excitación en  $^{33}\text{Cl}$  junto con las energías de las transiciones de protones en el sistema laboratorio, razones de ramificación y la intensidad de distribución Gamow-Teller. Se muestra la intensidad Gamow Teller individual de cada estado, así como la intensidad acumulada ( $\sum B(\text{GT})$ ).

Si representamos gráficamente la distribución de intensidad acumulada frente a la energía de excitación de la tabla anterior con los valores de nuestro trabajo y los comparamos con lo obtenido por [ADRA<sup>+</sup>10], vemos que los resultados son muy parecidos:



**Figura 6.23** – Distribución de intensidad frente a la energía de los estados excitados en  $^{33}\text{Cl}$ . Vemos que ambos grupos de datos experimentales dan resultados muy parecidos, aunque en este trabajo hemos podido aumentar la distribución a energías de excitación superiores.

#### 6.7.4 Mezcla de isospín: Busca de estados candidatos en $^{33}\text{Cl}$

La desintegración desde el IAS de  $^{33}\text{Cl}$  sucede, como hemos visto, a través de la emisión de protones y emisión de radiación gamma. Las transiciones gammas son transiciones permitidas por isospín, sin embargo, pese a que la población del IAS mediante desintegración beta es superpermitida, la emisión de un protón desde dicho estado viola la conservación de isospín, por lo que es una transición prohibida por isospín (ver expresión 6.9). La presencia de estas transiciones prohibidas por isospín se deben al efecto de la fuerza de Coulomb (fuerza dependiente de carga) sobre las transiciones tipo Fermi. Dicha fuerza puede mezclar estados próximos en energía, con mismo espín y paridad pero distinto isospín y con un gran solapamiento entre sus funciones de onda. De esta manera, la fuerza de transición Fermi, concentrada en el IAS de  $^{33}\text{Cl}$ , se ve repartida con el estado energéticamente próximo al IAS con el que éste último se mezcla.

$$Isospín(IAS) \neq Isospín(^{33}\text{Cl}) + Isospín(p) \quad (6.8)$$

$$\frac{3}{2} \neq 0 + \frac{1}{2} \quad (6.9)$$

En trabajos anteriores [HAA<sup>+</sup>96], [ADRA<sup>+</sup>10] se buscaron estados energéticos cercanos al IAS de  $^{33}\text{Cl}$  ( $T=\frac{3}{2}$   $J^\pi=\frac{1}{2}^+$ ), con los que el IAS se pudiera mezclar. En [HAA<sup>+</sup>96] se encontró un nivel de  $^{33}\text{Cl}$  a la energía de 5446 keV, a menos de 100 keV del IAS, con mismo espín que el IAS ( $J^\pi=\frac{1}{2}^+$ ) y diferente isospín ( $T=\frac{1}{2}$ ). En esta situación es posible considerar una cierta mezcla de isospín. También se hizo esta búsqueda en [ADRA<sup>+</sup>10], sin embargo, no tuvieron evidencia de la existencia de este estado a 5446 keV, ya que la transición de protones de 3066 keV se asocia en este caso al primer estado excitado de  $^{32}\text{S}$  y no al estado fundamental de  $^{32}\text{S}$  como se hace en [HAA<sup>+</sup>96]. Por tanto, en este trabajo [ADRA<sup>+</sup>10], no se pudo comprobar la presencia de mezcla de isospín en  $^{33}\text{Cl}$ .

En este trabajo, identificamos la misma energía para dicha transición de protón de 3066 keV, y se corrobora que está en coincidencia con la transición gamma de 2229 keV, con lo que lo situamos también fuera de la proximidad del IAS. Sin embargo, se ha identificado una nueva transición de protón de 960(7) keV asociada a un nuevo nivel situado a 5497(7) keV. Está suficiente próximo en energía, pero su espín es  $J^\pi=\frac{3}{2}^+$ , con lo que también queda descartado como posible candidato para la mezcla de isospín. Nuestra resolución es de 25 keV, por lo que podemos resolver estados energéticos separados como mínimo esa energía; no hemos visto picos cercanos al IAS en el espectro. También tenemos que tener en cuenta la larga cola que muestra este pico a su izquierda y que se pronuncia con el espesor del detector: esto dificulta la detección de picos en su proximidad. Este hecho lo hemos podido comprobar con la propia transición de 3066 keV, que en los detectores más gruesos es camuflada por dicha cola y es indistinguible en el espectro. Por tanto, en este trabajo, tampoco podemos confirmar este efecto de mezcla de isospín.



---

## Capítulo 7

# Estudio experimental de la desintegración

## beta: $^{31}\text{Ar}$

La desintegración beta del  $^{31}\text{Ar}$  es uno de los principales intereses de este trabajo. Los objetivos son determinar las resonancias de los núcleos hijo  $^{31}\text{Cl}$ ,  $^{30}\text{S}$ ,  $^{29}\text{P}$  pobladas en la desintegración, estudiar la emisión de protones desde el IAS así como obtener el mecanismo de emisión en el caso de emisión de dos y tres protones. En el caso de  $^{31}\text{Ar}$ , donde se emite más de un protón, es interesante conocer los mecanismos de emisión, ya que en este caso, el mecanismo no está totalmente determinado por la conservación de energía y momento, sino que viene determinado por las anchuras y por la presencia o no de niveles intermedios de estos estados resonantes. Por tanto, estudiaremos los canales  $\beta 2p$  y  $\beta 3p$ ; veremos si la emisión de protones es secuencial, pasando por estados intermedios, (se emite primero un protón a un estado resonante y desde éste otro protón a un estado ligado), o bien si es directa, formando una única entidad llamada *di-protón* en su emisión, es decir, dos protones emitidos simultáneamente y cuya emisión es altamente correlacionada. Existe una tercera posibilidad en la cual la emisión de los tres protones es simultánea, pero con una correlación pequeña, este mecanismo se denomina emisión democrática. Presentaremos las diferentes técnicas utilizadas para lograr estos objetivos tales como las coincidencias protón-gamma y protón-protón, así como las correlaciones angulares. Se interpretarán los resultados obtenidos por estos métodos. Además, se determinará la vida media de  $^{31}\text{Ar}$  y se presentará un método nuevo para la suma de sucesos en un telescopio DSSD-PAD.

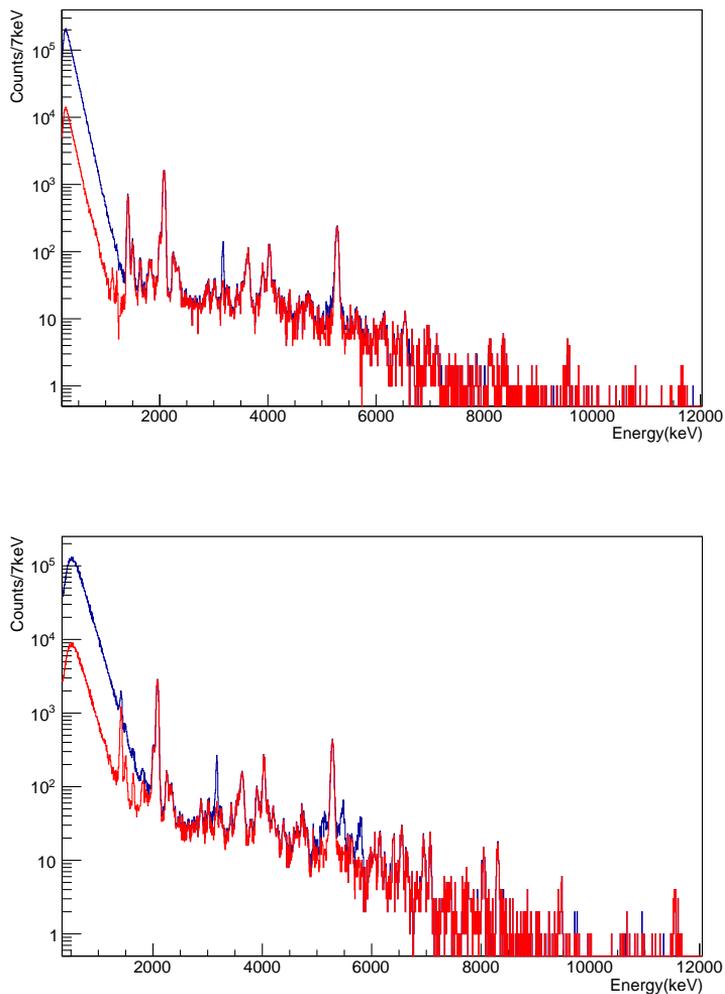
### 7.1 Espectros de protones de $^{31}\text{Ar}$

En estos espectros, hemos introducido una condición adicional, en la que limpiamos el espectro de las betas de los descendientes y conservamos toda la estadística de protones: seleccionamos solo los sucesos que se encuentren entre 5 ms hasta 100 ms después del impacto de protones en el blanco. En esta ventana de tiempo, solo se está desintegrando todo el  $^{31}\text{Ar}$  liberado del blanco de producción (llegaba haz al sistema de detección solo hasta 100 ms después de dicho impacto de protones, optimizado para su vida media de 15 ms). Para ello, utilizamos la señal T1, mencionada en la figura 2.16. De este modo, la contribución beta de los contaminantes

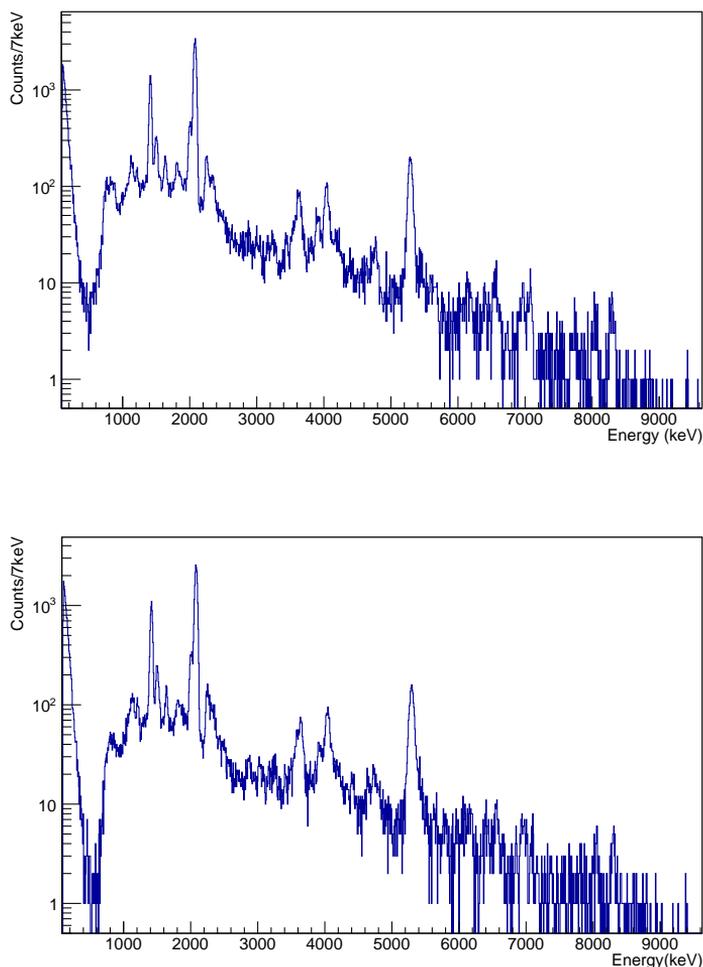
observados  $^{16}\text{N}$  y  $^{15}\text{C}$  se reduce enormemente. Esto lo podemos ver en la figura 7.1.

Además, por el método de calibración usado, emisores alfa  $^{148}\text{Gd}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  fueron implantados en los DSSD, de manera que en los espectros de protones de  $^{31}\text{Ar}$  se identifican los picos a 3.18 MeV ( $^{148}\text{Gd}$ ), 5.1 MeV, 5.45 MeV, 5.85 MeV ( $^{239}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Am}$ - $^{244}\text{Cm}$ ). Debido a la baja tasa de desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  (2 at/ $\mu\text{C}$ ) y el largo tiempo de medida (89 horas) dicha contaminación se observa en los espectros de protones de  $^{31}\text{Ar}$ , mientras que la alta tasa de desintegración de  $^{33}\text{Ar}$  (4000 at/ $\mu\text{C}$ ) y el corto tiempo de medida (5.5 horas) hacen que dicha contaminación no sea observable en los espectros de protones de  $^{33}\text{Ar}$ . Utilizando la señal T1, la contaminación alfa interna observada en los detectores con la medida de desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , también disminuye considerablemente, figura 7.1.

Sin embargo, a diferencia de  $^{33}\text{Ar}$ , no seleccionaremos solo la parte central de los detectores finos, nos quedaremos con toda la superficie del detector. El efecto que aparecía en forma de fondo no se aprecia en los espectros de  $^{31}\text{Ar}$ , puesto que la tasa de producción es mucho menor (4000 frente a 2 At/ $\mu\text{C}$ ). En este caso, sí ha sido necesario sumar las energías de todos los DSSD y sus correspondientes PAD (excepto DSSD5 que no tiene PAD trasero) para obtener los espectros por telescopios, ya que tenemos protones en la desintegración de alta energía, que no se detienen en ninguno de los DSSD (excepto DSSD5). Los espectros obtenidos en los telescopios se muestran en las figuras 7.1 y 7.2.



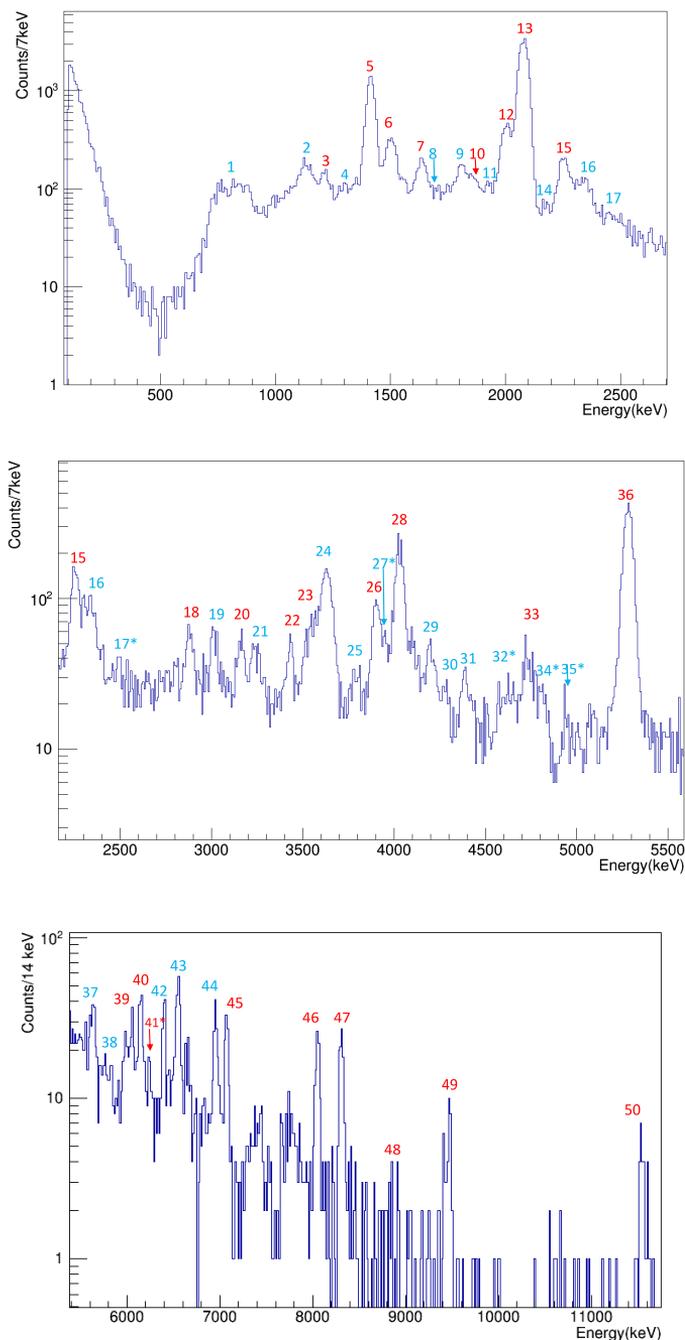
**Figura 7.1** – En la parte superior de la figura se muestra los espectros del telescopio DSSD1+PAD1 (295  $\mu\text{m}$ +1483  $\mu\text{m}$ ) con la condición en la ventana de tiempo 5-100 ms (espectro color rojo) y sin ella (espectro color azul). En la parte inferior de la figura se muestran los espectros del telescopio DSSD2+PAD2 (524  $\mu\text{m}$ +1473  $\mu\text{m}$ ) con las mismas condiciones. Con la condición en la ventana de tiempo, limpiamos el espectro apareciendo los picos 1130 y 1211 keV (color rojo), antes indistinguibles por el fondo beta en el espectro de color azul. Existía contaminación interna de emisores alfa en los detectores de Si, por lo que al poner la condición en la señal de tiempo T1, los picos a 3.18 MeV ( $^{148}\text{Gd}$ ), 5.1 MeV, 5.45 MeV, 5.85 MeV ( $^{239}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Am}$ - $^{244}\text{Cm}$ ) no aparecen en el espectro con la condición en la ventana de tiempo, color rojo.



**Figura 7.2** – En la parte superior de la figura se muestran los espectros del telescopio DSSD4+PAD4 y en la parte inferior se muestran los espectros del telescopio DSSD6+PAD6 con la condición en la ventana de tiempo 5-100 ms, misma condición de los espectros de color rojo de la figura 7.1

Los espectros de  $^{31}\text{Ar}$  muestran una alta resolución a altas y bajas energías, gracias al buen montaje experimental que nos permitió bajar los umbrales durante la medida; de este modo las condiciones en el análisis de datos son menos limitantes y hemos podido ver en los espectros protones de muy baja energía por primera vez (ejemplo el pico de 800 keV solo visto en anteriores medidas en coincidencias, y otros nuevos no identificados, el caso de 1000 keV). Además, también se han visto nuevos picos a media energía, como en el caso de  $^{33}\text{Ar}$ .

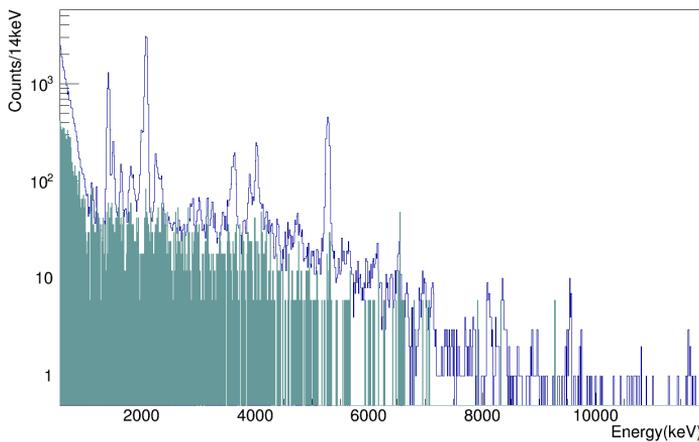
A continuación, se presenta el espectro del detector delgado DSSD4 ( $64\ \mu\text{m}$ ) en la región de bajas energías y el espectro del detector grueso DSSD2 ( $524\ \mu\text{m}$ ) en la región de altas energías, con la identificación de las transiciones de protones, figura 7.3.



**Figura 7.3** – En la parte superior, espectro de protones de DSSD4 (64  $\mu\text{m}$ ) con la identificación de las transiciones de protones a baja energía. En la parte central e inferior, se muestra el espectro de protones del detector DSSD2 (524  $\mu\text{m}$ ) a medias y altas energías, respectivamente. El color rojo indica canal de emisión de un protón y el color azul indica canal de emisión de dos protones. Los asteriscos indican transiciones nuevas identificadas.

En el espectro de protones a altas energías del detector DSSD2, parte inferior de la figura 7.3, se observan dos distribuciones de protones situados entre 7000 keV y 8000 keV (entre los picos 45 y 46). No se han identificado, puesto que es un zona donde tenemos muy poca estadística y no ha sido posible determinar un centroide con un margen de error razonable. Además, solo se han visto de manera clara en DSSD2. Sin embargo, no podemos descartar la existencia de emisión de protones de tales energías.

La identificación de los picos de protones de los espectros de la figura 7.3, junto con sus intensidades relativas se muestran en las tablas 7.1 (canal  $\beta_{1p}$ ) y 7.2 (canal  $\beta_{2p}$ ). Para determinar la intensidad correcta, tenemos que sustraer a los espectros anteriores, los sucesos de emisión de dos y tres protones, que producen un fondo, para al final, quedarnos con un espectro que solo tenga los sucesos de emisión de un protón. De esta forma, en este espectro final, podemos obtener las intensidades relativas de las transiciones de emisión de un protón, siguiendo el mismo procedimiento que en el caso de los espectros de  $^{33}\text{Ar}$  (ver sección 6.5). En la figura 7.4 se muestra el espectro de fondo para el telescopio DSSD1 que contiene los sucesos de emisión de dos protones, escalado al espectro de protones del telescopio, teniendo en cuenta la diferencia de eficiencias en detectar un protón o dos.



**Figura 7.4** – Espectro de protones del telescopio DSSD1+PAD1 (color azul) junto con el espectro de fondo de sucesos de dos protones (color verde) escalado teniendo las eficiencias de detectar un protón o dos

Las tablas 7.1 (canal  $\beta_{1p}$ ) y 7.2 (canal  $\beta_{2p}$ ) con la energía e intensidad de las transiciones de protones de  $^{31}\text{Ar}$  de la figura 7.3 se presentan a continuación. Las intensidades de los picos son normalizadas a la transición de protón más intensa del espectro de energía 2081(4) keV. Así, podemos comparar nuestros resultados con los del trabajo previo [FBA<sup>+</sup>00], donde los picos de protones están normalizados de la misma forma. En dicho trabajo se observaron protones de 11858(29) keV, el de mayor energía del espectro de protones; nosotros con una estadística mayor no lo observamos, por lo que probablemente esta transición de protón no exista en la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ .

Núm. pico	$E_p$ (keV)	$I_\gamma$	$E_{^{31}\text{Cl}}^*$ (keV)	$E_{^{30}\text{S}}^*$ (keV)	$E_p$ (keV) [FBA+00]	$I_\gamma$ [FBA+00]	$E_{^{31}\text{Cl}}^*$ (keV) [FBA+00]	$E_{^{30}\text{S}}^*$ (keV) [FBA+00]
3	1211(4)	1.84(6)	6677(4)	5136(7)	1211(4)	1.7(5)	6677(4)	5136(2)
5	1415(3)	34.5(2)	3956(3)	2210.1(2)	1416(2)	34.0(3)	1754(3)	0
6	1502(3)	6.77(10)	4045(3)	2210.1(2)	1504(2)	6.2(2)	4055(3)	2210.6(5)
7	1642(3)	3.00(6)	6670(3)	4690(7)	1643(2)	2.88(14)	5390(3)	3402.6(5)
10	1870(7)	0.79(7)	5619(7)	3403.6(2)	1870(3)	0.8(2)	5626(3)	3402.6(5)
12	2010(3)	8.93(10)	5764(3)	3403.6(2)	2008(2)	10.0(2)	5768(2)	3402.6(5)
13	2081(4)	100(10)	2434	0	2084(4)	100.0(6)	2444(2)	0
15	2254(4)	3.69(5)	7302(4)	4690(7)	2253(2)	4.0(3)	2619(2)	0
16	2329(7)	1.49(9)	7380(7)	4690(7)	2327(4)	5.1(4)	2695(4)	0
18	2878(7)	1.86(4)	6661(7)	3403.6(2)	2881(3)	0.99(13)	6670(3)	3402.6(5)
20	3167(7)	1.58(6)	5766(7)	2210.1(2)	3153(4)	0.44(10)	5760(4)	2210.6(5)
21	3250(7)	1.33(5)	7047(7)	3403.6(2)	3249(3)	1.17(15)	3649(4)	0
22	3431(7)	1.04(5)	7506(7)	3677(7)	3432(3)	0.89(11)	7504(3)	3670(13)
23	3561(14)	3.18(14)	7367(14)	3403.6(2)	3561(11)	3.6(8)	7373(11)	3402.6(5)
26	3900(7)	2.19(7)	6524(7)	2210.6(5)	3902(3)	2.22(14)	6533(3)	2210.6(5)
28	4031(7)	7.56(13)	6659(7)	2210.1(2)	4030(3)	7.0(2)	6666(3)	2210.6(5)
33	4731(7)	1.90(10)	7383(7)	2210.1(2)	4730(5)	1.68(18)	7390(5)	2210.6(5)
36	5280(7)	17.14(13)	5740(7)	0	5276(5)	17.6(3)	5743(5)	0
39	6049(7)	0.39(5)	6535(7)	0	6049(9)	0.51(12)	6542(9)	0
40	6148(7)	0.53(5)	6637(7)	0	6145(7)	0.51(12)	6642(7)	0
41*	6240(7)	0.13(3)	6733(7)	0	-	-	-	-
45	7079(7)	0.46(5)	12289(7)	4689(7)	7074(9)	0.49(7)	7602(10)	0
46	8070(7)	0.45(5)	12301(7)	3677(3)	8092(14)	0.25(4)	12330(5)	5217.4(7)
47	8327(7)	0.53(2)	12293(2)	3403.6(2)	8347(15)	0.51(6)	12320(16)	3402.6(5)
48	8851(7)	0.12(2)	9431(7)	0	8860(19)	0.22(19)	9448(19)	0
49	9467(7)	0.31(2)	12280(7)	2210.1(2)	9493(20)	0.30(4)	12313(21)	2210.6(5)
50	11555(7)	0.36(3)	12260(7)	0	11654(28)	0.27(4)	12336(29)	0

**Tabla 7.1** – Energías e intensidades relativas de las transiciones de protones del canal  $\beta_1p$ , identificados en la figura 7.3, junto con los estados de  $^{31}\text{Cl}$  desde los que se emiten y los estados de  $^{30}\text{S}$  asociados. Las intensidades son normalizadas a la transición de protón más intensa del espectro de 2081(4) keV. Asimismo se presentan los mismos resultados del trabajo previo [FBA+00]. En dicho trabajo se observaron protones de 11858(29) keV; nosotros con una estadística mayor no lo observamos, por lo que probablemente esta transición de protón no exista en la desintegración.

núm. pico	$E_p$ (keV)	$I_\gamma$	$E_{^{31}\text{Cl}}^*$ (keV)	$E_{^{30}\text{S}}^*$ (keV)	$E_{^{29}\text{P}}^*$ (keV)	$E_p$ (keV) [FBA <sup>+</sup> 00]	$I_\gamma$ [FBA <sup>+</sup> 00]	$E_{^{31}\text{Cl}}^*$ (keV) [FBA <sup>+</sup> 00]	$E_{^{30}\text{S}}^*$ (keV) [FBA <sup>+</sup> 00]	$E_{^{29}\text{P}}^*$ (keV) [FBA <sup>+</sup> 00]
1	800(7)	6.47(6)	-	5220(7)	0	-	-	-	-	-
2	1133(3)	1.99(6)	6674(3) -	5220(7) 5389(7)	0.00 0.00	1131(4)	2.7(16)	6662(5)	5217.4(7)	0
4	1300(14)	0.75(7)	6846(13)	5220(7)	0	1300(13)	0.7(11)	6841(5)	5217.4(7)	0
5	1415(3)	34.5(2)	-	6197(7) 5842(7)	1383(4) 0.00	-	-	-	-	-
8*	1715(7)	0.28(2)	-	7910(7)	1955(4)	-	-	-	-	-
9	1812(7)	2.73(9)	7376(7)	5220(7)	0	1819(3)	3.0(4)	7384(5)	5217.4(7)	0
11	1923(7)	0.83(8)	7490(7) --	5220(7) 7667(2) 7580(7)	0.000 0.000 1383(4)	1923(3)	0.44(14)	7494(5)	5217.4(7)	0
14*	2180(7)	0.18(2)	9176(7)	6640(7)	0	-	-	-	-	-
16	2329(7)	1.49(9)	7910(7)	5220(2)	0	2327(4)	5.1(4)	2695(4)	0	-
17*	2450(14)	0.58(6)	-	6640(7)	0	-	-	-	-	-
19	3017(7)	1.29(9)	8620(7)	5220(7)	0	3020(3)	1.08(14)	5623(4)	2210.6(5)	-
20	3167(7)	1.58(6)	9398(7)	5842(7)	0	3153(4)	0.44(10)	5760(4)	2210.6(5)	-
21	3250(7)	1.33(5)	8860(7)	5220(7)	0	3249(3)	1.17(15)	3649(4)	0	-
25	3629(4)	6.88(12)	9254(7)	5220(7)	0	3634	6.1(8)	4046(4)	0	-
24	3806(7)	0.79(3)	9434(7) 12294(7)	5220(7) 8077(7)	0 1383(4) 1955(4)	3806(4)	0.53(13)	9455(5) 12310(5)	5217.4(7) 8077(6)	0 1383(4) 1955(4)
27*	3950(14)	0.61(3)	12228(7)	7910(14)	1955(4)	-	-	-	-	0 -
29	4200(7)	1.10(9)	12301(2)	7667(2)	0 1383(4) 1955(4)	4200(4)	1.09(18)	12310(5)	7693(4)	0 1383.55(7) 1953.91(17)
30	4288(7)	0.30(4)	12301(2)	7580(7)	0 1383(4) 1955(4)	4289(4)	0.31(18)	12310(5)	7598(4)	0 1383.55(7) 1953.91(17)
31	4390(7)	0.94(4)	12301(2)	7470(7)	0	4389(4)	0.59(11)	12310(5)	7485(4)	0
32*	4630(7)	1.13(8)	12301(2)	7190(7)	0 1383(4) 1955(4)	-	-	-	-	-
37	5632(7)	0.49(5)	12301(7)	6197(7)	0	5632(6)	0.37(9)	12310(5)	6202(3)	0
38	5952(7)	0.30(9)	12289(7)	5842(7)	0	5952(7)	0.19(6)	12310(5)	5842(4)	0
42	6398(7)	0.53(5)	12285(7) 12112(7)	5389(7) 5220(7)	0.000 0.000	6386(7)	0.26(5)	12310(5)	5389(5)	0
43	6550(7)	0.89(7)	12273(7)	5220(7)	0	6540(8)	0.84(11)	12310(5)	5217.4(7)	0
44	6959(7)	0.68(6)	12286(7)	4810(7)	0	6950(9)	0.70(9)	7474(9)	0	-

**Tabla 7.2** – Energías e intensidades relativas de las transiciones de protones del canal  $\beta_2p$ , identificados en las figuras, junto con los estados de  $^{31}\text{Cl}$  desde los que se emiten y los estados de  $^{30}\text{S}$  asociados. Las intensidades son normalizadas a la transición de protón más intensa del espectro de 2081(4) keV. Asimismo se presentan los mismos resultados del trabajo previo [FBA<sup>+</sup>00].

Los estados excitados de  $^{31}\text{Cl}$  de la tabla 7.1 se han calculado a partir de la energía de los protones según la ecuación 7.1:

$$E_{^{31}\text{Cl}}^* = \frac{M(^{30}\text{S}) + m_p}{M(^{30}\text{S})} E_p^{\text{lab}} + S_{1p} + E_{^{30}\text{S}}^* \quad (7.1)$$

donde  $E_{31\text{Cl}}^*$  es el nivel excitado de  $^{31}\text{Cl}$  en el centro de masas,  $M(^{30}\text{S})=29.98190677(22)$  uma y  $m_p=1.00782503224(9)$  uma [HAW<sup>+</sup>17] son las masas de  $^{30}\text{S}$  y del protón,  $S_{1p}=0.2828(44)$  MeV es la energía de separación de un protón de  $^{30}\text{S}$  y  $E_{30\text{S}}^*$  es la energía del estado del núcleo hijo  $^{30}\text{S}$ .

La asignación de los estados de  $^{30}\text{S}$  a los protones emitidos de la tabla 7.1 se hace mediante las coincidencias protón-gamma: poniendo como condición una ventana energética centrada en las transiciones individuales de protones y viendo las transiciones gamma que tenemos en coincidencia, o viceversa, poniendo como condición una ventana energética centrada en las transiciones gamma y viendo los protones que tenemos en coincidencia, podemos identificar los estados de  $^{30}\text{S}$  de baja energía.

De este modo, hemos podido comprobar las asignaciones de los estados de  $^{30}\text{S}$  a las diferentes transiciones de protones de otros trabajos previos [FBA<sup>+</sup>00]. Por ejemplo, en [FBA<sup>+</sup>00], al protón de energía 1416(3) keV se le asocia al estado fundamental de  $^{30}\text{S}$  y como consecuencia el estado excitado de  $^{31}\text{Cl}$  asignado para esta transición de protón es 1754(3) keV. En nuestro trabajo, utilizando el método de las coincidencias con la condición energética centrada en la transición gamma de 2210 keV, se observa como la transición de protón de 1415(3) keV está en coincidencia con dicha gamma, figura 7.14, por lo que dicha transición de protón se asocia al primer estado excitado de  $^{30}\text{S}$  a 2210 keV y por tanto, el estado en  $^{31}\text{Cl}$  asociado, según la ecuación 7.1 es 3956(3) keV.

Existe una diferencia sistemática de 10 keV entre las energías de los estados excitados de  $^{31}\text{Cl}$  de nuestro trabajo y los valores obtenidos en [FBA<sup>+</sup>00] incluidos de la tabla 7.1. Esto es debido a que en [FBA<sup>+</sup>00] se usó un valor para la energía de separación de protón de  $^{30}\text{S}$  de  $S_{1p}=0.290(50)$  MeV, distinto al valor usado en este trabajo  $S_{1p}=0.2828(44)$  MeV tomado de [Kol15].

Para la asignación de los estados de  $^{30}\text{S}$  a las transiciones de protones de la tabla 7.2 se han utilizado las coincidencias protón-protón y las proyecciones en energía obtenidas de la representación de la energía frente al ángulo de las parejas de protones que se emiten desde el mismo estado de  $^{31}\text{Cl}$  y tienen como estado final el mismo nivel de  $^{29}\text{P}$ . Por ejemplo, se ha visto que el mismo protón de energía 1416(3) keV mencionando anteriormente se halla en coincidencia con los protones de 4632(7) keV y 5952(7) keV, por tanto, es el segundo protón emitido desde los estados a 6197(7) keV y 5842(7) keV en  $^{30}\text{S}$  que va a los estados fundamental y primer excitado en  $^{29}\text{P}$ , respectivamente.

Las energías de los estados excitados de  $^{30}\text{S}$  de las tablas 7.1 y 7.2 se han obtenido mediante las coincidencias protón-gamma, sección 7.4 (estados excitados de baja energía) y a partir del valor  $Q_{2p}$  (estados de alta energía), sección 7.6.

Las transiciones de protones se han situado en el esquema de niveles de niveles, mostrado en la figura 7.5:



## 7.2 Vida media de $^{31}\text{Ar}$

Para determinar la vida media de  $^{31}\text{Ar}$ , procedemos de la misma manera que en la sección 6.2. Utilizamos la señal temporal que nos indica el tiempo relativo al impacto de protones sobre el blanco de ISOLDE y la representamos con una ventana energética situada en el rango energético de los protones por cada detector, como se muestra en la figura 7.6. La condición energética no está centrada únicamente en la transición de protón más intensa como en el caso de  $^{33}\text{Ar}$  (sección 6.2), sino que hemos seleccionado todas las transiciones de protones, por razones de estadística. El hecho de seleccionar las transiciones de protones de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , excluye de la curva de desintegración la actividad de  $^{31}\text{Cl}$ , núcleo hijo de  $^{31}\text{Ar}$ . Asimismo, de esta forma evitamos contribuciones del fondo; neutrones de alta energía salen del blanco de producción, vienen con el haz en los primeros ms y se producen reacciones (n,n'), así como reacciones de captura neutrónica. Estas últimas resultan en transiciones gamma de alta energía, que debido a su alta energía se verán como sucesos Compton en los detectores de HPGe. Además, el nivel de densidad de estados altamente excitados es alto, por tanto el efecto de las gammas se verá como un continuo.

Para asegurar que el fondo presente no influye en el ajuste, realizamos un ajuste exponencial más una función lineal, según la ecuación 7.2:

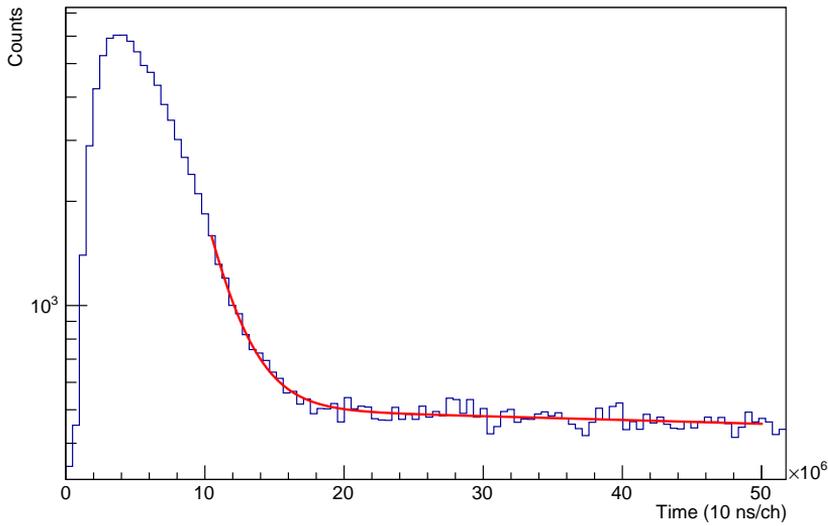
$$A_0 = Ae^{-\lambda t} + Bt + D \quad (7.2)$$

$$\tau = \frac{\text{Ln}2}{\lambda} \quad (7.3)$$

donde  $A_0$  es la actividad inicial en un tiempo  $t=0$  segundos,  $A$  es la actividad en el tiempo  $t$ ,  $\lambda$  es la constante de desintegración y  $\tau$  la vida media.

De todos los detectores, se utilizan para calcular la vida media los detectores delgados DSSD6 y DSSD4, así como los detectores gruesos DSSD1 y DSSD2. El valor final será una media ponderada con los valores de estos cuatro detectores. Descartamos el detector más grueso del dispositivo para este cálculo, ya que parte de las transiciones de protones se ven incluidas en la zona de betas y presentan un gran fondo. Los archivos utilizados han sido todos los medidos en el experimento, los cuales tienen la misma beamgate de 100 ms.

Como se observa en la figura 7.6, el ajuste para la obtención de la vida media de  $^{31}\text{Ar}$  se ha realizado partir de los 100 ms, puesto que en este caso el tiempo de liberación de  $^{31}\text{Ar}$  del blanco primario juega un papel apreciable en este caso y antes de los 100 ms todavía está llegando haz al sistema de detección.



**Figura 7.6** – Sucesos de protones procedentes de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  detectados en función del tiempo desde el impacto de protones del detector DSSD4. La línea roja corresponde al ajuste exponencial con un fondo lineal para determinar la vida media  $\tau$  de  $^{31}\text{Ar}$ . El ajuste según la ecuación 7.2, se ha realizado en el rango de [100 ms-500ms], siendo los primeros 100 ms correspondientes a llegada de haz. Desde los 100 ms se está completamente seguro de que únicamente se están desintegrando los núcleos de interés.

Los valores de vida media obtenidos por detector y su comparación con los valores previos obtenidos en otros trabajos se muestran en la tabla 7.3:

Detector	$\tau$ (ms)
DSSD1	14.5(5)
DSSD2	14.5(4)
DSSD4	14.5(6)
DSSD6	14.4(7)
<b>Media</b>	<b>14.5(2)</b>
Referencia [BJP <sup>+</sup> 87]	15(3)
Referencia [BDMD <sup>+</sup> 92]	$15.1_{-1.3}^{+1.3}$
Referencia [FBA <sup>+</sup> 00]	14.1(7)
Referencia [Kol15]	15.1(3)

**Tabla 7.3** – Vida media calculada para cada detector, junto con el valor final y el valor de referencia. El resultado de este trabajo es compatible con los valores previos y presenta menos incertidumbre.

Las medidas [BJP<sup>+</sup>87] y [BDMD<sup>+</sup>92] de la tabla 7.3 fueron realizadas en GANIL utilizando la reacción de fragmentación con  $^{36}\text{Ar}$  como proyectil a 85 MeV/u contra un blanco de  $^{58}\text{Ni}$  de 250 mg/cm<sup>2</sup> de espesor. De entre los productos de esta reacción,  $^{31}\text{Ar}$  fue seleccionado con el separador de fragmentos LISE. Los iones de  $^{31}\text{Ar}$  fueron implantados en

detectores de Silicio y los protones resultantes de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  fueron detectados también en detectores de Silicio. En estas medidas, el principal contaminante fue  $^{29}\text{P}$ , el cual es un emisor de protones beta-retardados, al igual que  $^{31}\text{Ar}$ . Por tanto, para la determinación de la vida de  $^{31}\text{Ar}$  se consideró dos componentes en la curva de desintegración: una componente rápida debida a la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  y otra componente lenta debida a la desintegración de  $^{29}\text{P}$  (su vida media es de 187 ms). La curva de desintegración se obtuvo seleccionando los dos protones más intensos del espectro de protones de  $^{31}\text{Ar}$  (2190(10) keV y 1520(40) keV).

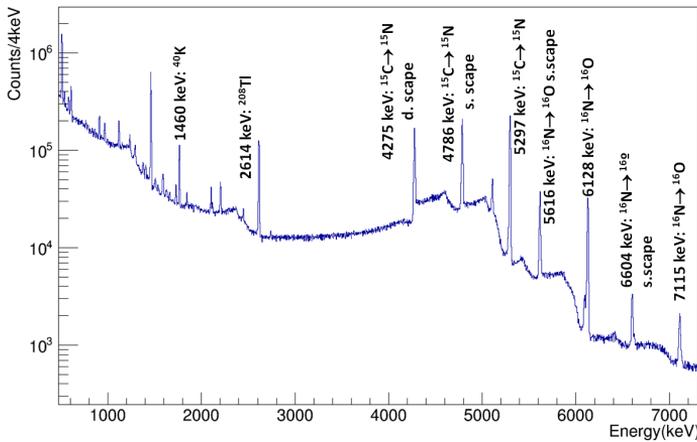
En los trabajos de desintegración beta [FBA<sup>+</sup>00] y [Kol15] de la tabla 7.3 llevados a cabo en ISOLDE, para determinar la vida media seleccionaron el pico de protones más intenso de 2083(2) keV y solo se consideraron sucesos grabados después de que la beamgate estuviera cerrada para el ajuste de la curva de desintegración. Ambos, usaron un ajuste exponencial más una constante para dar cuenta del posible fondo. En estas medidas no hay presencia del contaminante  $^{29}\text{P}$ , a diferencia de las medidas de GANIL.

En este trabajo, se determina la vida media de  $^{31}\text{Ar}$  de la misma forma que en los trabajos de desintegración beta [FBA<sup>+</sup>00] y [Kol15]. El resultado final, es compatible con los resultados anteriores y además presenta menos incertidumbre.

Si comparamos las vidas medias de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ , figuras 6.9 y 7.6 se observa como en el caso de  $^{31}\text{Ar}$ , en 200 ms ya se ha desintegrado todo el  $^{31}\text{Ar}$  presente en el haz, y si tenemos en cuenta que recibimos haz hasta 100 ms después del impacto de protones, se observa que casi al mismo tiempo que llega haz al sistema de detección, ya se está desintegrando; en 100 ms han pasado 10 vidas medias de  $^{31}\text{Ar}$ . En el caso de  $^{33}\text{Ar}$ , se ve como después de recibir el haz, una vez ya cerrada la beamgate, se desintegra la mayoría de  $^{33}\text{Ar}$  producido; con una beamgate de 500 ms, solo han pasado tres vidas medias de  $^{33}\text{Ar}$ .

### 7.3 Espectro gamma de $^{31}\text{Ar}$

En el espectro gamma medido con los detectores de Ge sin condiciones no se aprecian transiciones de interés, tan solo transiciones gamma correspondientes al fondo y a los contaminantes. Este espectro sin condiciones se puede ver en la figura 7.7. Para ver las transiciones gamma de interés de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , pasamos a las coincidencias mostradas en la sección 7.4. Parte de los contaminantes provienen del fondo típico del hall experimental, tales como  $^{40}\text{K}$  o  $^{208}\text{Tl}$ . Otros provienen de las moléculas  $^{15}\text{C}^{16}\text{O}$  y  $^{16}\text{N}^{15}\text{N}$ .



**Figura 7.7** – Espectro gamma de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , con las transiciones gamma identificadas. Hasta 2 MeV el espectro está dominado por picos de fondo ambiental, mientras que a altas energías el espectro está dominado por la desintegración gamma de los contaminantes presentes durante la toma de datos.

### 7.4 Coincidencias protón-gamma: estados $^{30}\text{S}$ y $^{31}\text{Cl}$

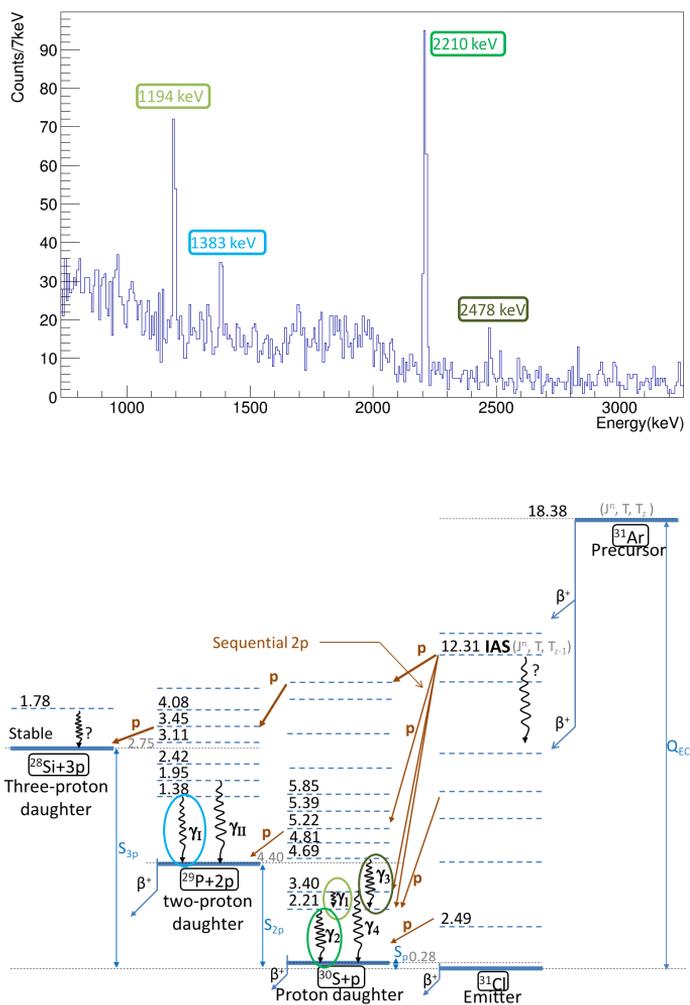
El estudio de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , nos va a permitir la identificación de los estados excitados de los núcleos hijos. En esta sección, nos centraremos en  $^{30}\text{S}$ , resultante tras la emisión de un protón.

Para la determinación de los estados excitados de  $^{30}\text{S}$ , hay dos caminos diferentes: uno de ellos, siguiendo el mismo procedimiento que en  $^{33}\text{Cl}$ , es realizar las coincidencias entre los protones y los gammas emitidos. El otro, es determinar la energía de excitación  $^{30}\text{S}$  a partir de la detección de dos protones, como se explicará en la sección 7.6. En esta sección y la siguiente nos centramos en las coincidencias partícula-gamma.

#### 7.4.1 Coincidencias protón-gamma: ventana en los protones

En primer lugar, poniendo como condición una ventana energética muy amplia, que comprenda todo el rango de energía de las transiciones de protones y viendo las transiciones gamma que tenemos en coincidencia, podemos identificar los estados de  $^{30}\text{S}$  de baja energía,

e incluso los de  $^{29}\text{P}$ , núcleo resultante tras la emisión de dos protones. El espectro se muestra en la figura 7.8. Con este cálculo, podemos identificar transiciones gamma de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  que no podemos ver en el espectro directo de los detectores de Ge (a diferencia de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ , donde sin coincidencias vemos las correspondientes transiciones gamma sin necesidad de obtener el espectro de coincidencias). Se han identificado los niveles por debajo de la energía de separación de protones de  $^{30}\text{S}$  (2210.1(2) keV, 3404.6(2) keV) y un estado excitado justo por encima de dicha energía de separación (4690(7) keV), interesante ya que puede desexcitarse bien por emisión gamma o bien por emisión de protones. También se ha identificado el primer nivel excitado de  $^{29}\text{P}$  (1383(4) keV). El espectro de coincidencias se muestra en la figura 7.8:



**Figura 7.8** – En la parte superior, espectro gamma resultante de la coincidencia de todos los protones emitidos en cualquier detector de Si con todos los detectores de Ge. Las transiciones gamma han sido identificadas en el esquema de niveles de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , mostrado en la parte inferior de la figura. Se han identificado tres niveles de  $^{30}\text{S}$  y el primer nivel excitado de  $^{29}\text{P}$ .

Las intensidades relativas de estas transiciones gamma se pueden encontrar en la tabla 7.4:

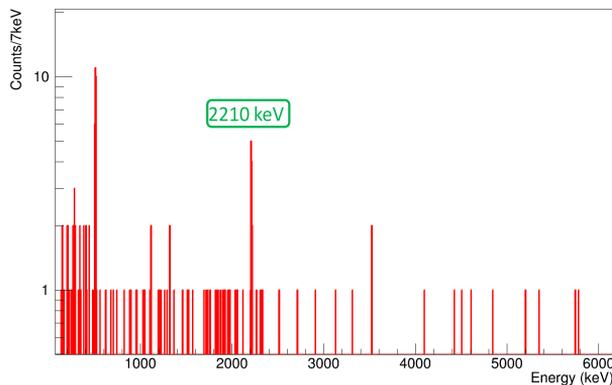
Núcleo	$E_\gamma$ (keV) (this work)	$I_\gamma$ (this work)	$E_\gamma$ (keV) [KBB <sup>+</sup> 14]	$I_\gamma$ [KBB <sup>+</sup> 14]	$E_i$ (keV)	$E_f$ (keV)
$^{30}\text{S}$	1194(4)	39(5)	1194.1(11)	39(6)	3403.6(2)	2210.1(2)
$^{30}\text{S}$	2210(4)	100(8)	2210.4(12)	100(13)	2210.1(2)	0
$^{30}\text{S}$	2478(4)	16(3)	2478.8(20)	15(4)	4690(7)	2210.1(2)
$^{29}\text{P}$	1383(4)	23(4)	1383.6(14)	22(4)	1383.55(7)	0

**Tabla 7.4** – Energía e intensidades relativas de las transiciones gamma obtenidas en coincidencia con las transiciones de protones de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , ver figura 7.8. Se muestran también los valores obtenidos para dichas transiciones del estudio reciente [KBB<sup>+</sup>14].  $E_i$  y  $E_f$  son los estados iniciales y finales en  $^{30}\text{S}$  y  $^{29}\text{P}$  que conectan dichas transiciones gamma

### 7.4.2 Coincidencias protón-gamma: ventana en transiciones individuales protones

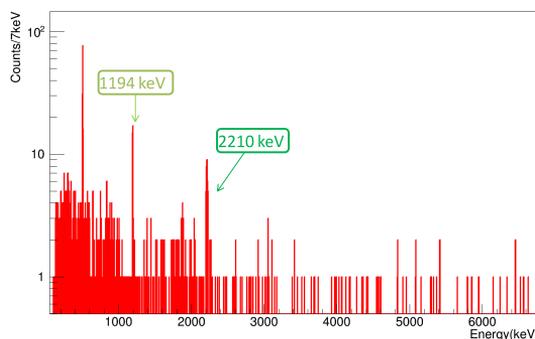
Si escogemos como ventana de coincidencias las que corresponden a las transiciones individuales de protones, podemos ver, con más detalle, qué gammas están en coincidencia con cada transición en particular. Además, nos sirve para confirmar los resultados descritos en la sección 7.4.1, donde las coincidencias se hacen en sentido contrario (la condición está en las transiciones gamma, y vemos las transiciones de protones que salen en coincidencia).

Como ejemplo, elegimos la transición de protón a 3900(7) keV con intensidad relativa de 2.19(7) unidades y vemos el espectro gamma en coincidencia, figura 7.9. Esta transición se puede asociar al estado final 2210.1(2) keV en  $^{30}\text{S}$ , coincidente con lo obtenido en el trabajo previo [FBA<sup>+</sup>00].



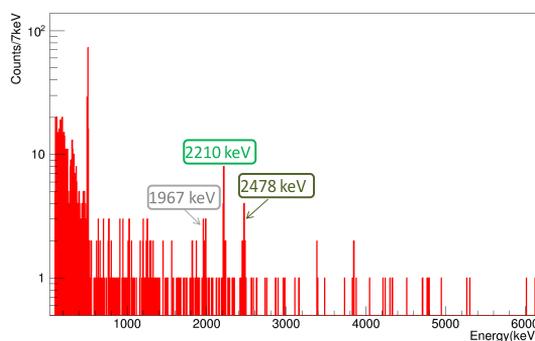
**Figura 7.9** – Espectro gamma en coincidencias con la condición energética en la transición de protón a 3900(7) keV. Vemos que está en coincidencia con la transición gamma de 2210(4) keV (y el pico de aniquilación de 511 keV, presente en todas las coincidencias protón-gamma). Es una transición ya conocida, de este modo, confirmamos que nuestro método de cálculo es correcto.

Con la ventana energética centrada en la transición de protón de 2010(3) keV con intensidad relativa de 8.93(10) unidades, el espectro de coincidencias se muestra en la figura 7.10. Dicha transición está en coincidencia con las gammas de 2210(4) keV y 1194(4) keV, siendo asociada con el estado final de 3404.6(2) keV en  $^{30}\text{S}$ . Este resultado es el mismo que aparece en [FBA<sup>+</sup>00].



**Figura 7.10** – Espectro gamma en coincidencias con la condición energética en la transición de protón a 2010(4) keV. Vemos que solo está en coincidencia con las transiciones gamma de 2210(4) keV y 1194(4) keV. La transición de protón se puede asociar al estado final de 3404.6(2) keV en  $^{30}\text{S}$ . Es una transición también conocida, de este modo, confirmamos que nuestro método de cálculo es correcto

Por último, la transición de protón de 2329(7) keV y con intensidad relativa de 1.49(9) unidades, se observa que estaba mal asignada en el esquema de niveles; dicha transición era asociada al nivel fundamental de  $^{30}\text{S}$ . Sin embargo, en nuestra medida comprobamos que la transición de protones de 2329(7) keV se halla en coincidencia con dos transiciones gamma de 2478(4) keV y 2210(4) keV, con lo que podemos asociarla al nivel excitado a 4960(7) keV en  $^{30}\text{S}$ .



**Figura 7.11** – Espectro gamma en coincidencias con la condición energética en la transición de protón a 2329(7) keV. Esta transición de protón se halla en coincidencia con dos transiciones gamma de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ . Se confirma que dicha transición de protón tiene como estado final 4690(7) keV en  $^{30}\text{S}$  al estar en coincidencia con las emisiones gamma a 2478(4) keV y 2210(4) keV. En este espectro gamma de coincidencias se observa el pico de escape simple de la emisión de 2478(4) keV con una energía de 1967(4) keV.

### 7.4.3 Coincidencias protón-gamma: ventana en las gammas de la desintegración

Como hemos comentado, se han medido las transiciones gamma de la desintegración en el espectro gamma de coincidencias, figura 7.8. Si escogemos una ventana energética centrada en cada pico gamma observado en dicho espectro gamma de coincidencias, podemos obtener el espectro de protones de coincidencia. Hemos elegido las tres transiciones gamma observadas a energías de 2210(4) keV, 1194(4) keV y 2478(4) keV.

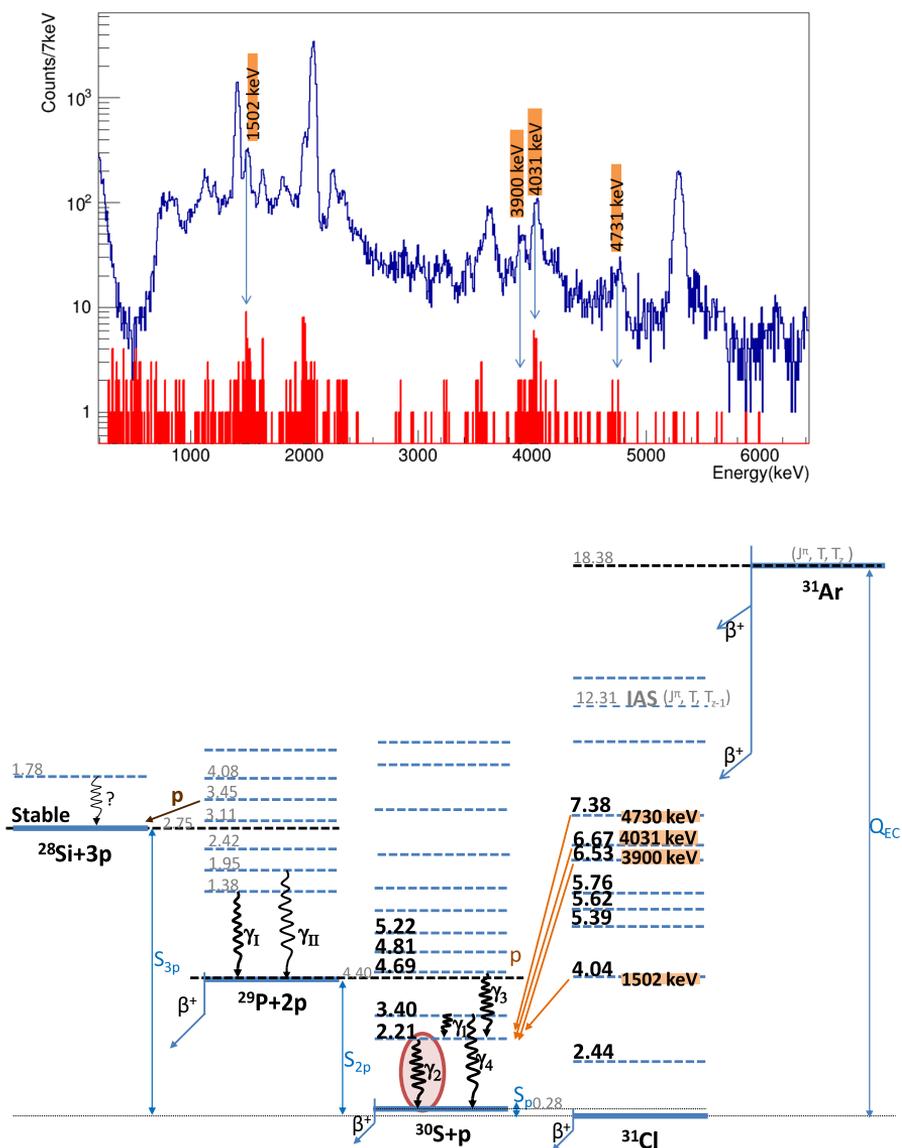
#### Transiciones de protones en coincidencia con el gamma de 2210(4) keV

Las coincidencias con la transición gamma de 2210(4) keV se muestra en las figuras 7.12, 7.13 y 7.14. En cada una de ellas, mostraremos los grupos de transiciones de protones que se asocian a diferentes estados excitados en  $^{30}\text{S}$ .

En la figura 7.12 se muestran los protones en coincidencia con el gamma de 2210(4) keV, coincidencias ya observadas en trabajos previos [FBA<sup>+</sup>00]. En la figura 7.13 se muestran los protones en coincidencia con la gamma de 1194(4) keV que se observan también en coincidencia con la gamma de 2210(4) keV y finalmente en la figura 7.14 se muestran los protones en coincidencia con la gamma de 2210(4) keV que en trabajos previos están mal identificados [FBA<sup>+</sup>00].

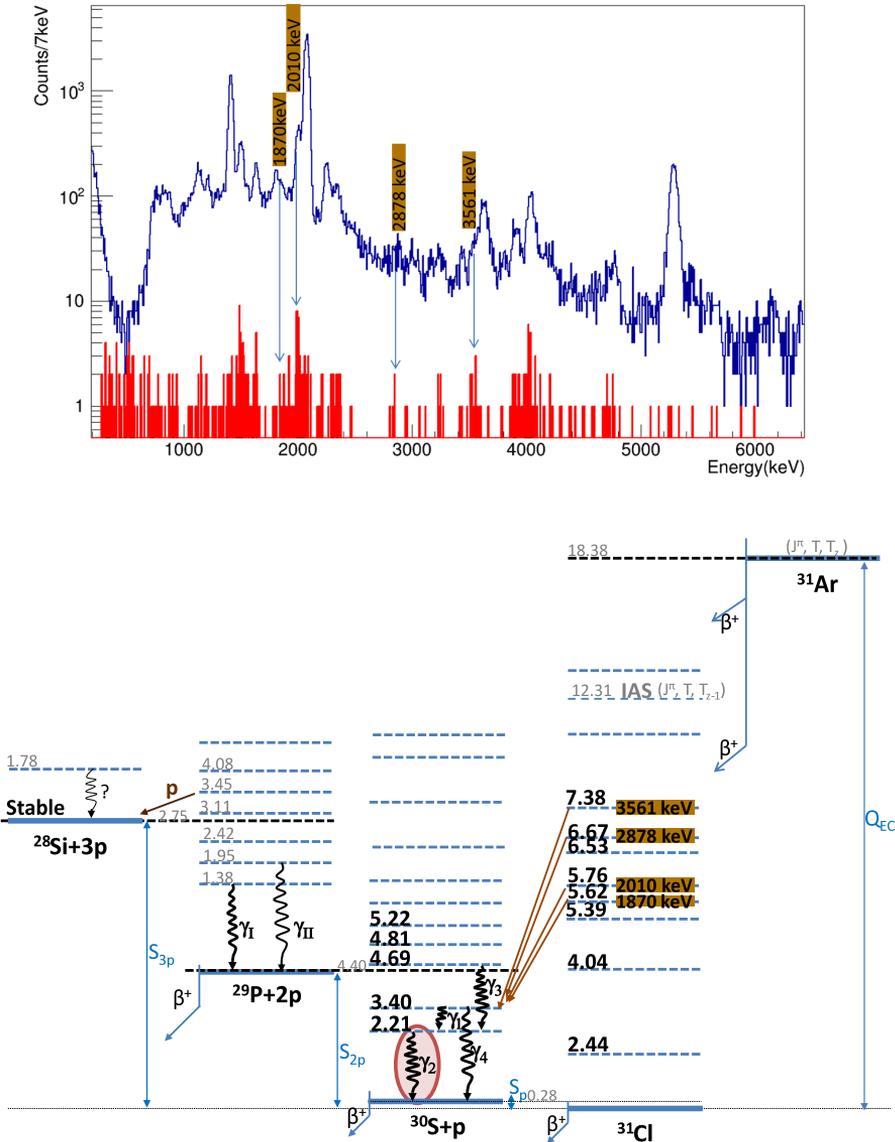
Hay que destacar que no se ha realizado ningún tipo de sustracción, de modo que transiciones de protones que pueblen estados en  $^{30}\text{S}$ , superiores en energía a 2210 keV y que se desexciten con una emisión gamma a dicho estado, aparecen en el espectro gamma en coincidencias. En este caso, tampoco se ha realizado el proceso de sustracción de fondo, puesto que este último es despreciable.

En el cálculo del espectro de coincidencias con las transiciones gamma de 2210(4) keV, 1194(4) keV y 2478(4) keV se incluyen todos los detectores de Ge y todos los detectores de Si del dispositivo experimental.



**Figura 7.12** – En la parte superior, espectro directo de protones de DSSD4+PAD4 (color azul) y espectro de protones de coincidencia (color rojo) con la ventana energética en la transición gamma de 2210(4) keV emitida desde el estado excitado de 2210(4) keV en  $^{30}\text{S}$ . En el cálculo del espectro de coincidencias se incluyen todos los detectores de Ge y todos los detectores de Si del dispositivo experimental. En este espectro, se indican transiciones de protones ya conocidas asociadas este estado excitado de 2210(4) keV en  $^{30}\text{S}$ . En la parte inferior de la figura, se sitúan estas transiciones en el esquema de niveles de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ . La transición gamma indicada con un círculo rojo, es la usada para la realización de la coincidencia

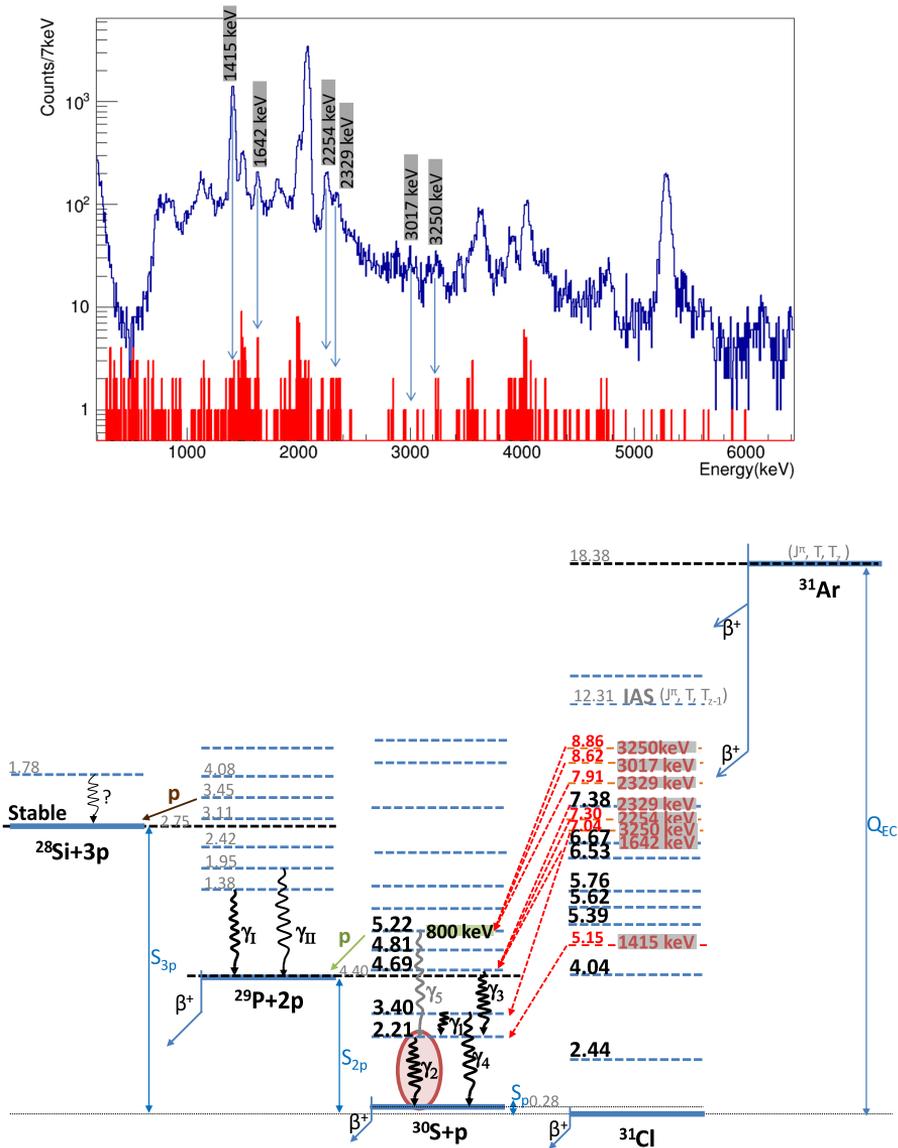
En la figura 7.13, se indican transiciones de protones al estado 3403.6(2) keV, desde el que se emiten gammas de 1194 keV que se dirige al estado 2210.1(2) keV.



**Figura 7.13** – En la parte superior, mismo espectro directo y coincidencias de la figura 7.12. Se indican transiciones de protones ya conocidas a este estado excitado de 3404 keV en  $^{30}\text{S}$ . En la parte inferior de la figura, se sitúan estas transiciones en el esquema de niveles de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ . Se identifican transiciones de protones que van a este estado en  $^{30}\text{S}$ , ya que no se ha hecho sustracción en la construcción del espectro de coincidencias.

Por último, en la figura 7.14 se indican las transiciones de protones mal identificadas en anteriores trabajos, que pueden emitirse desde estados ya conocidos, o bien desde estados nuevos que se proponen para encajar de manera satisfactoria las transiciones en el esquema de niveles. Por ejemplo, la transición de protón de 3017(7) keV en el trabajo previo [FBA<sup>+</sup>00] se asocia al estado a 2210.1(2) keV de  $^{30}\text{S}$ . Sin embargo, en nuestro trabajo la transición de protón de 3017(7) keV no se halla en coincidencia con la transición gamma de 2210(4) keV, de manera que el estado asociado a 2210.1(2) keV en  $^{30}\text{S}$  para dicha transición no es correcto. En nuestro trabajo esta transición de protón de 3017(7) keV se asocia con el nivel a 5220(7) keV, porque se ha observado en coincidencia con el segundo protón emitido (800(7) keV) de dicho estado (su asociación al nivel de 5220(7) keV se estudia en la sección 7.8.2). Nótese que muchas de estas transiciones de la figura 7.14 fueron identificadas en anteriores trabajos [FBA<sup>+</sup>00] como emisiones hacia el estado fundamental en  $^{30}\text{S}$ , en concreto 1415(3) keV, 2329(7) keV, 2254(4) keV y 3250(7) keV.

También se muestra como a un mismo protón de energía 2329(7) keV se le pueden asociar dos estados finales de  $^{30}\text{S}$  a energías de 5220(7) keV y 4960(7) keV, ya que se ha observado en coincidencia con el segundo protón emitido (800(7) keV) del estado a 5220(7) keV (figura 7.21) y en coincidencia con la transición gamma de 2478(4) keV emitida desde el estado a 4960(7) keV (figura 7.16). La transición de protón de 3250(7) keV también es asociada a dos estados finales en  $^{30}\text{S}$  a 5220(7) keV y 3404.6(2) keV.



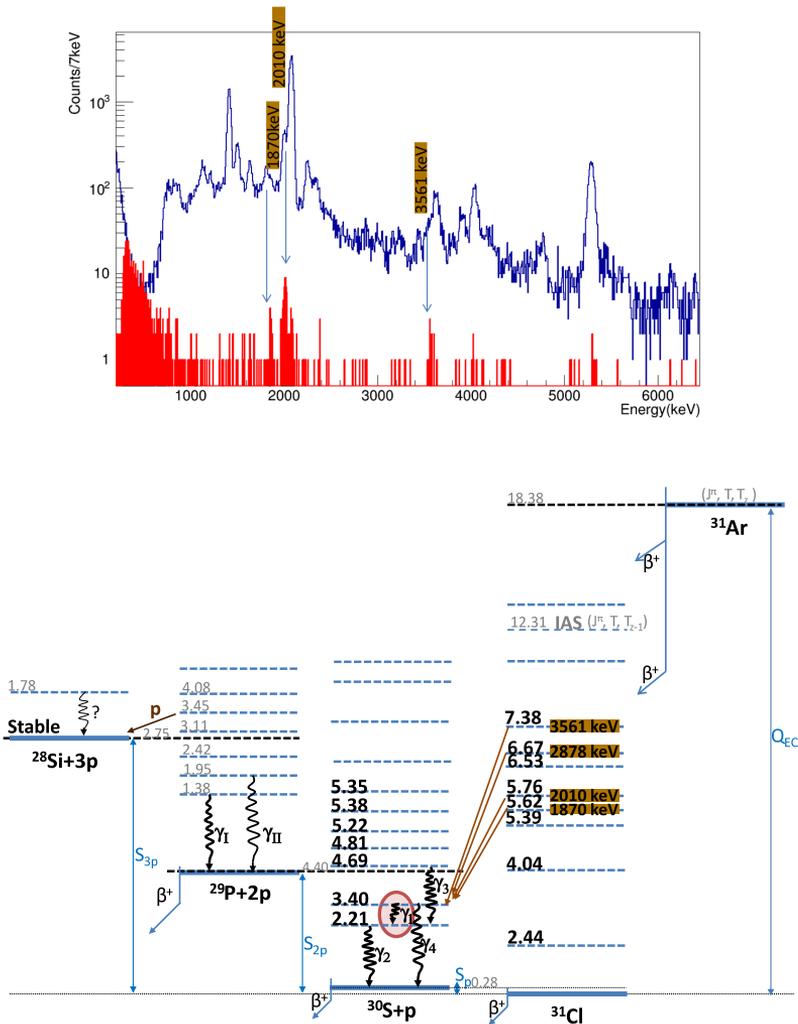
**Figura 7.14** – En la parte superior, mismo espectro directo y coincidencias de la figura 7.12. Se indican transiciones de protones en  $^{30}\text{S}$  mal identificadas. En la parte inferior de la figura, se sitúan estas transiciones en el esquema de niveles de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ . Hay dos transiciones de protones de energías de 2329(7) keV y 3250(7) keV que tienen dos componentes; las que pueblan el estado 5220(7) keV se han visto realizando coincidencias próton-protón, como veremos más adelante en la figura 7.21. La transición de protón de 3017(7) keV, se marca para demostrar que no se halla en coincidencia con la gamma de 2210(4) keV, ya que en anteriores trabajos se determina que sí lo está [FBA<sup>+</sup>00]. Se asocia con el nivel a 5220(7) keV, porque también se ha observado en coincidencia con el segundo protón emitido de dicho estado. La mayoría de las transiciones de la figura 7.14 fueron identificadas en anteriores trabajos [FBA<sup>+</sup>00] como emisiones hacia el estado fundamental en  $^{30}\text{S}$ .

### Transiciones de protones en coincidencia con el gamma de 1194(4) keV

Si la ventana energética se centra en el pico gamma de 1194(4) keV, el espectro en coincidencias que resulta podemos verlo en la figura 7.15. Se marcan las transiciones ya conocidas asociadas al estado de 3403.6(2) keV de trabajos previos [FBA<sup>+</sup>00].

En el espectro de coincidencias de la figura 7.15 se ve una acumulación de cuentas en torno a 2878 keV, correspondiente a la transición de protón de 2878(7) keV identificada en este trabajo. Para confirmar que la transición de protón de 2878(7) keV está en coincidencia con esta transición gamma de 1194(4) keV, se han realizado coincidencias con la ventana energética centrada en dicha transición de protón de 2878(7) keV: efectivamente, encontramos la transición gamma de 1194(4) keV en coincidencia con la transición de protón de 2878(7) keV.

Otro aspecto a comentar sobre la figura 7.15 es que al igual que en los espectros de coincidencia con la transición gamma de 2210(4) keV, no se ha realizado sustracción de otras transiciones gamma, pero es poco importante en este caso, puesto que no hemos detectado transiciones gamma a más alta energía de excitación (transiciones gamma situadas en estados excitados de más energía), que participan en la desintegración de este estado a 3403.6(2) keV en  $^{30}\text{S}$ .

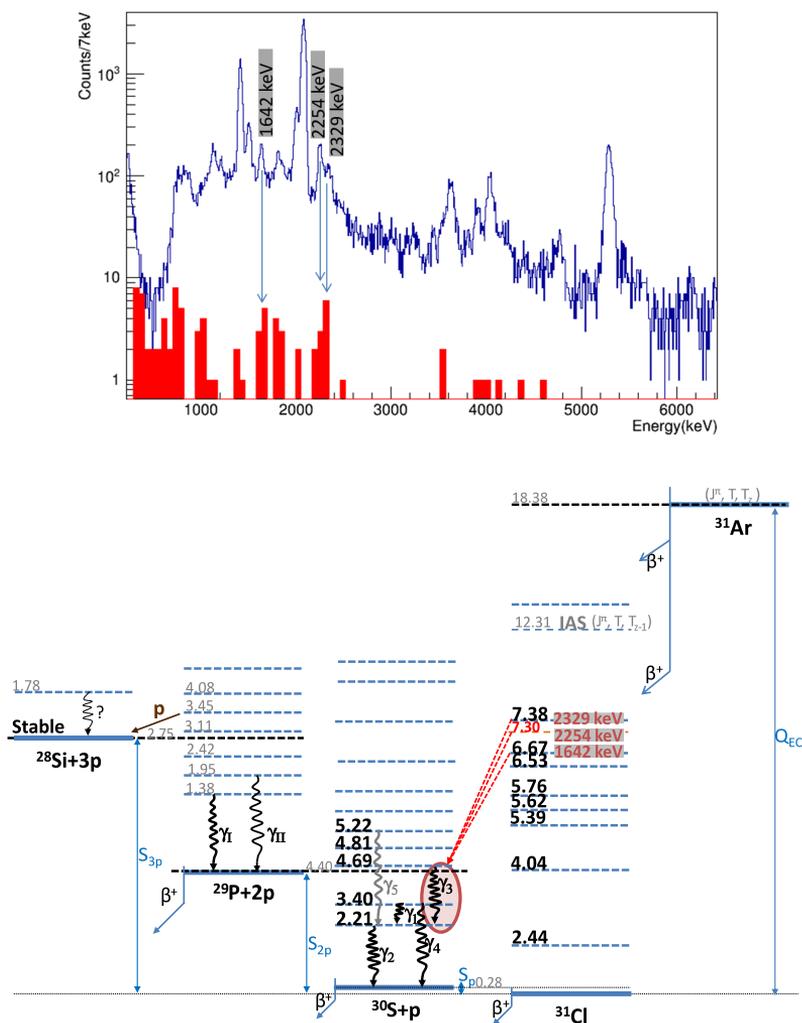


**Figura 7.15** – En la parte superior, espectro del detector delgado DSSD4+PAD4 y espectro de protones en coincidencias resultante de poner como ventana energética la centrada en el gamma a 1194(4) keV. En la parte inferior de la figura, se sitúan estas transiciones en el esquema de niveles de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ . Los picos más intensos del espectro de coincidencias, corresponden a las transiciones observadas en la figura 7.13, confirmando que estas transiciones de protones van al estado excitado a 3403.6(2) keV en  $^{30}\text{S}$ . La transición de protón de 2878(7) keV, no indicada en esta figura, se ha confirmado que también va al estado de 3403.6(2) keV. Al igual que en los espectros de coincidencia con la gamma de 2210(4) keV, no se ha realizado sustracción de otras transiciones, poco importante en este caso.

### Transiciones de protones en coincidencia con el gamma de 2478(4) keV

Por último, escogemos el tercer pico gamma observado en la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  de 2478(4) keV y determinamos el espectro de protones en coincidencia, que se muestra en la figura 7.16. Para sustraer el fondo, se han tomado dos ventanas energéticas a ambos lados de la ventana inicial centrada en la transición gamma de 2478(4) keV y se han obtenido los espectros de protones en coincidencia. Restando ambos espectros al obtenido con la ventana centrada en

la transición de 2478(4) keV, obtenemos el espectro final de coincidencias de protones 7.16. El pico de 2081(4) keV asociado al estado fundamental de  $^{30}\text{S}$ , presente en el fondo, desaparece al realizar el proceso de sustracción de fondo, como se observa en la figura 7.16.



**Figura 7.16** – En la parte superior de la figura, se muestra el espectro del detector delgado DSSD4+PAD4 y espectro de protones en coincidencias resultante de poner como ventana energética la centrada en el gamma a 2478(4) keV. En la parte inferior de la figura, se sitúan estas transiciones en el esquema de niveles de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ . Se han visto tres transiciones de protones de 1642(3) keV, 2254(4) keV y 2329(7) keV en coincidencia con esta gamma de 2478(4) keV.

## 7.5 Energía de excitación $^{31}\text{Cl}$

Los resultados anteriores de las coincidencias, se encuentran recopilados en la tabla 7.5 y se comparan con los de medidas anteriores [FBA<sup>+</sup>00] y [KBB<sup>+</sup>14] :

$E_{^{31}\text{Cl}}^*$ (keV)	$E_{^{31}\text{Cl}}^*$ (keV) [FBA <sup>+</sup> 00]	$E_{^{31}\text{Cl}}^*$ (keV) [KBB <sup>+</sup> 14]
-	1754(3)	-
2434(4)	2444(2)	-
-	2619(2)	-
-	2695(2)	-
-	3649(4)	-
3956(3)*	-	-
4045(3)	4052(3)	-
5149(3)	5149(3)	-
-	5390(3)	-
5619(7)	5625(3)	-
5764(3)	5764(3)	-
6524(7)	6534(3)	-
6674(3)	6668(2)	6674(6)
6733(7)*	-	-
6846(13)	6841(5)	-
7047(7)*	-	-
7302(4)*	-	-
7380(7)	7386(4)	7380(6)
7490(7)	7496(4)	7512(7)
-	7602(10)	-
7910(7)	-	7919(8)
8620(7)*	-	-
8860(7)*	-	-
9176(7)*	-	-
9254(7)*	-	-
9434(7)	9455(5)	9434(9)
12112(7)*	-	-
12229(7)	12322(2)	12313(4)
-	12.547(30)	-

**Tabla 7.5** – Energías de excitación de  $^{31}\text{Cl}$  junto con las energías obtenidas en otros estudios previos de desintegración beta de  $^{31}\text{Ar}$  ([FBA<sup>+</sup>00],[KBB<sup>+</sup>14]). Los asteriscos indican los estados excitados nuevos identificados.

Como vemos en la tabla 7.5 se han identificado en este trabajo 9 nuevos estados excitados en  $^{31}\text{Cl}$  a media y alta energía.

## 7.6 Energía de excitación $^{30}\text{S}$

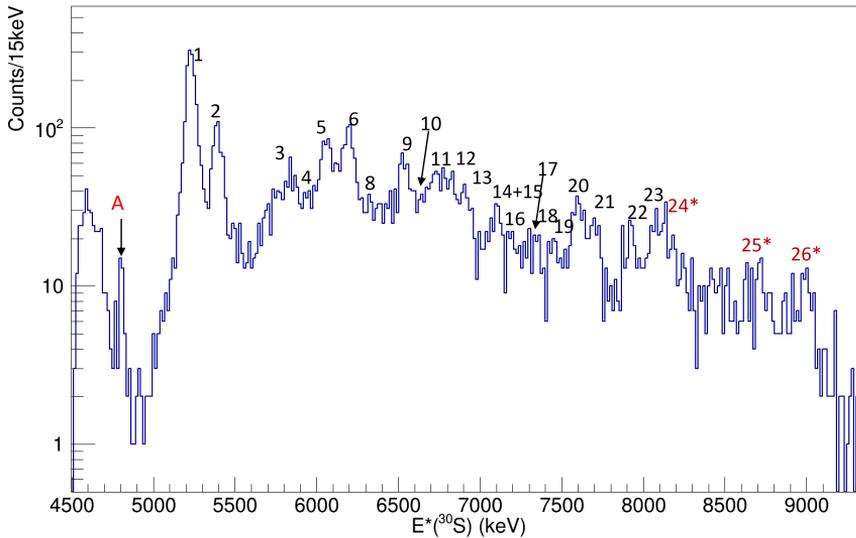
Otra forma de determinar los estados excitados de  $^{30}\text{S}$  poblados en la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , en concreto para identificar aquellos estados implicados en transiciones de 2 protones (no ligados), es utilizar el valor  $Q_{2p}$ . Para cada suceso de dos protones, la energía y el ángulo relativo entre dichos protones son usados para obtener la energía de retroceso del núcleo hijo que queda tras la emisión y de esta forma, determinar la energía total disponible del suceso. Para el cálculo de  $Q_{2p}$  solo se aplican las leyes de conservación de la energía y momento y el valor obtenido no depende del tipo de emisión. Todas las parejas de protones emitidas que tengan el mismo valor  $Q_{2p}$  conectan los mismos estados inicial de  $^{31}\text{Cl}$  y final de  $^{29}\text{P}$ ; siendo éstos últimos conocidos, podemos obtener el valor de los estados intermedios de  $^{30}\text{S}$  poblados en la desintegración. La energía de excitación de  $^{30}\text{S}$  viene dada por la ecuación 7.4:

$$E_{30\text{S}} = Q_{2p} + E_{29\text{P}} - \frac{M_{30\text{S}} + M_{1p}}{M_{30\text{S}}} E_{1p} + S_{2p} \quad (7.4)$$

donde  $Q_{2p}$  viene dado por la ecuación 1.32,  $E_{1p}$  es la energía del primer protón emitido y  $S_{2p}$  la energía de separación de dos protones.

La ecuación 7.4 es independiente de los estados de  $^{31}\text{Cl}$ , pero sí depende de los estados finales en  $^{29}\text{P}$ . Para el cálculo usando dicha ecuación, hemos asumido que para las transiciones Gamow Teller (valores de  $Q_{2p} < 5$  MeV) y aquellas desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  hasta el estado fundamental de  $E_{29\text{P}}$  (línea de  $Q_{2p}$  a 7.62 MeV, ver figura 7.25 de la sección 7.12) la energía  $E_{29\text{P}}$  es cero, así como para transiciones desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  hasta los dos primeros estados excitados de  $E_{29\text{P}}$  (líneas de  $Q_{2p}$  de 6.7 MeV y 5.68 MeV), la energía  $E_{29\text{P}}$  es 1.38 MeV (energía del primer estado excitado de  $E_{29\text{P}}$ ) y en el otro 1.95 MeV (energía del segundo estado excitado de  $E_{29\text{P}}$ ).

Los estados excitados de  $^{30}\text{S}$  se identifican en la figura 7.17 y en la tabla 7.6 se muestran los niveles excitados de  $^{30}\text{S}$  de la figura 7.17 junto con las energías de excitación a baja energía obtenidas mediante las coincidencias protón-gamma. Además comparamos dichos valores con los obtenidos en trabajos previos de reacciones ([Pad72, YFI+82, LWW+12, SCK+13]) y de desintegración beta ([FBA+00, KBB+14]). En [Pad72, SCK+13] se obtuvo información sobre los estados excitados de  $^{30}\text{S}$  a través de la reacción  $^{32}\text{S}(^3\text{He}, t)^{32}\text{S}$ , en [YFI+82] se utilizó  $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, np)^{30}\text{S}$  y por último en [LWW+12, SCK+13] se usó la reacción  $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, n\gamma)^{30}\text{S}$ . Los trabajos más antiguos de reacciones [Pad72, YFI+82] determinaron estados excitados hasta energías de 7.5 MeV y además en [YFI+82] se obtuvo información sobre el espín y paridad de los estados. En los trabajos más recientes [LWW+12, SCK+13] se realizaron medidas de mayor precisión para la identificación de los niveles 4689 y 4810 keV, resonancias de interés astrofísico. En los trabajos de desintegración beta [FBA+00, KBB+14], el procedimiento de identificación de los niveles de  $^{30}\text{S}$  es el mismo que el que se sigue en este trabajo, con la diferencia de que en este trabajo se cuenta con más estadística de sucesos de protones.



**Figura 7.17** – Energía de excitación de  $^{30}\text{S}$  calculada a partir de transiciones de dos protones usando la ecuación 7.4. La letra A indica el estado de 4810 keV, visto por primera vez en la representación de la energía de excitación. En trabajos previos no había sido posible observar estados por debajo de 5220 keV; de esta forma confirmamos rotundamente la existencia de este estado. Los números en rojo con asterisco indican los nuevos estados identificados a alta energía, ampliando el rango energético de conocimiento de los estados de  $^{30}\text{S}$ .

De la figura 7.17 y la tabla 7.6, podemos extraer varias conclusiones:

En primer lugar, se observa una profunda alimentación al estado de 5.22 MeV (línea 1 de la figura 7.17) en el canal de desintegración de dos protones. Desde este estado se emite un protón de 800 keV al estado fundamental de  $^{29}\text{P}$ . Como hemos visto en la parte de coincidencias, se han identificado numerosas transiciones que pueblan este estado, no solo desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$ , sino también desde otros estados poblados por transiciones Gamow-Teller. Esto mismo ha sido comprobado, representando para diferentes valores de  $Q_{2p}$  la energía frente al ángulo; esta transición de protón de 800 keV está implicado en numerosos sucesos de dos protones. En la tabla 7.6 este estado a 5.22 MeV se identifica en todos los trabajos salvo en [YFI<sup>+</sup>82], que no pudo identificarse debido a la resolución de los detectores (100 keV).

En segundo lugar, con nuestros datos de espectroscopía de partículas cargadas, somos capaces de identificar niveles de alta energía (a partir de 8 MeV) que no se han visto en trabajos previos tanto de reacciones nucleares como de desintegración beta.

En tercer lugar, niveles por debajo de 5.22 MeV han podido ser identificados en la figura 7.17 por primera vez en trabajos de desintegración beta; la buena limpieza de betas, nos ha permitido ver el estado a 4810 keV (pico A de la figura 7.17). En [FBA<sup>+</sup>00, KBB<sup>+</sup>14] esta misma figura, mostraba en ambos casos, una clara contaminación beta, que en nuestro trabajo se ha conseguido reducir notablemente. Niveles por debajo de 4810 keV, que siguen

sin ser visibles, se han determinado gracias al cálculo de las coincidencias gamma-protón, ver sección 7.4.1.

En cuarto y último lugar, el nivel a 8077 keV fue observado en el trabajo previo [FBA<sup>+</sup>00] gracias a otros parámetros, tales como el valor  $Q_{2p}$ , pero no pudo ser identificado en la figura 7.17. En nuestro trabajo, somos capaces de resolver dicho estado de otro a más alta energía, este último no observado en ningún trabajo previo.

Peak number	$E_{30S}^*$ (keV) (this work)	$E_{30S}^*$ (keV) [FBA <sup>+</sup> 00]	$E_{30S}^*$ (keV) [Pad72]	$E_{30S}^*$ (keV) [YFI <sup>+</sup> 82]	$E_{30S}^*$ (keV) [KBB <sup>+</sup> 14]	$E_{30S}^*$ (keV) [LWW <sup>+</sup> 12]	$E_{30S}^*$ (keV) [SCK <sup>+</sup> 13]
-	2210.1(2)	2210.6(5)	2239(18)	-	2210.2(1)	2210.6(3)	2210.1(1)
-	3403.6(2)	3402.6(5)	3438(14)	-	3404.1(1)	3403.6(6)	3404.1(1)
-	3667	3670(13)	3707(25)	-	3667.7(3)	3667.0(5)	3668.0(4)
-	-	3676(3)	-	-	3677.0(3)	3677.0(4)	3677.1(4)
-	4690(7)	-	-	-	4687.7(2)	4688.1(4)	4688.0(4)
A	4810(7)	-	-	-	4809.0(3)	4809.8(6)	4810.4(6)
-	5136(7)	5136(2)	-	5145(10)	-	5132.6(8)	5132.7(4)
1	5222(7)	5217.4(7)	5207(22)	-	5227(3)	5221(2)	5218.8(3)
-	-	-	5306(25)	5288(10)	-	5314(4)	-
2	5395(7)	5389(2)	5426(25)	5425(10)	5390(4)	5391(2)	-
3	5842(7)	5842(4)	-	-	5845(5)	5847(2)	5848.0(4)
4	5941(7)	(5945(3))	5897(27)	5912(10)	-	5946(3)	-
5	6063(7)	6064(3)	6108(29)	6117(10)	-	-	-
6	6197(7)	6202(3)	(6223(30))	6223(10)	-	-	-
7	-	6280.1(12)	-	-	-	-	-
8	6327(7)	6338.6(14)	6415(40)	6393(10)	-	-	-
9	6523(7)	6541(4)	-	6584(10)	-	-	-
10	6640(7)	(6643(3))	-	-	-	-	-
11	6775(14)	6762(4)	-	6810(10)	-	-	-
12	6835(14)	6855(4)	6861(40)	6838(10)	-	-	-
13	6904(7)	6927(4)	-	-	-	-	-
14	-	7078(7)	-	-	-	-	-
15	7104(7)	7123(10)	7185(35)	7133(10)	-	-	-
16	7207(14)	(7237(5))	-	-	-	-	-
17	7295(7)	7295(14)	-	7294(10)	-	-	-
18	7348(7)	7352(8)	-	7338(10)	-	-	-
19	7456(7)	7485(4)	-	7475(10)	-	-	-
20	7596(7)	7598(4)	7570(45)	-	-	-	-
21	7695(7)	7693(4)	-	-	-	-	-

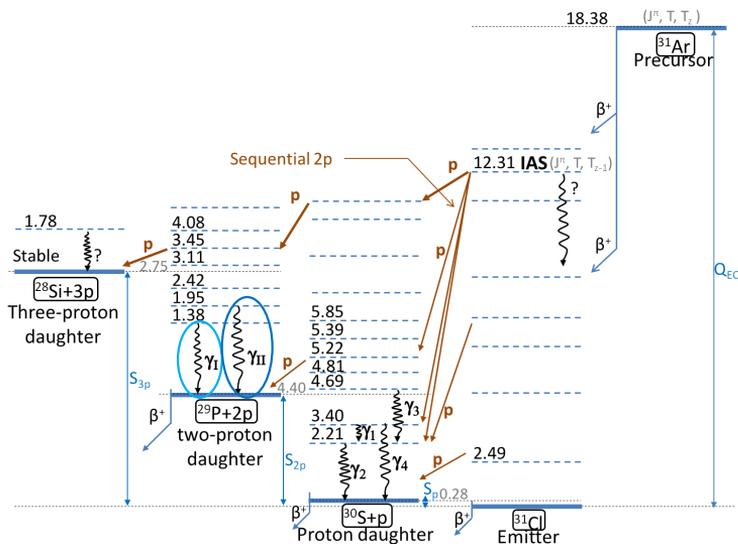
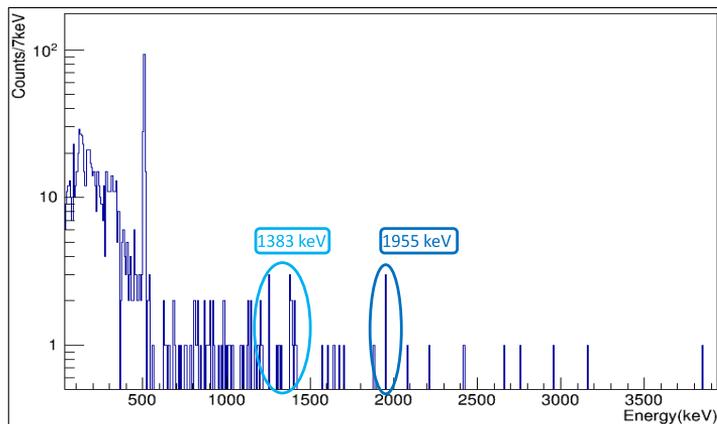
22	7929(7)	7924(5)	-	-	-	-	-
23	8077(7)	8077(6)	-	-	-	-	-
24	8138(7)	-	-	-	-	-	-
25	8720(14)	-	-	-	-	-	-
26	9000(14)	-	-	-	-	-	-

**Tabla 7.6** – Energías de excitación de  $^{30}\text{S}$  identificadas en la figura 7.17, junto con las energías de excitación de baja energía (2-4 MeV), determinadas gracias a las coincidencias protón-gamma (ver sección 7.4.1. Se muestran los resultados de este trabajo, junto con los obtenidos en otros estudios previos de desintegración beta de  $^{31}\text{Ar}$  ([FBA+00],[KBB+14]) y de reacciones nucleares ([Pad72, YFI+82, LWW+12, SCK+13]. Con A, se indica el nivel a 4810 keV observado por primera vez calculando las energías de excitación en trabajos de desintegración beta. Las energías de excitación no han podido obtenerse por ajustes gaussianos por la forma que muestra la imagen 7.17, sino que hemos determinado visualmente el centroide de las transiciones y el error viene dado por la anchura de las divisiones del eje de energías.

## 7.7 Coincidencias 2proton-gamma: estados $^{29}\text{P}$

En esta sección, también se tratan las coincidencias entre detectores de Si y de Ge como en la sección 7.4. En este caso, las coincidencias son entre cualquier par de DSSD y cualquier detector de Ge. De esta forma, identificamos los estados excitados de  $^{29}\text{P}$ . En concreto, se han identificado los dos primeros estados excitados en  $^{29}\text{P}$  a 1383.55(7) keV y a 1953.91(17) keV.

El primer estado excitado de  $^{29}\text{P}$  a 1383.55(7) keV ya ha sido identificado en el apartado 7.4, a partir de las coincidencias proton-gamma: poniendo una ventana energética amplia que comprenda todo el rango de protones y viendo los gammas en coincidencia, se identificó una transición gamma a 1383(4) keV. Sin embargo, el segundo estado excitado de  $^{29}\text{P}$  a 1953.91(17) keV solo es visto en este caso, completando la identificación de los estados de  $^{29}\text{P}$ . Estas coincidencias completan la información obtenida por las coincidencias proton-gamma, como vemos en la figura 7.18.



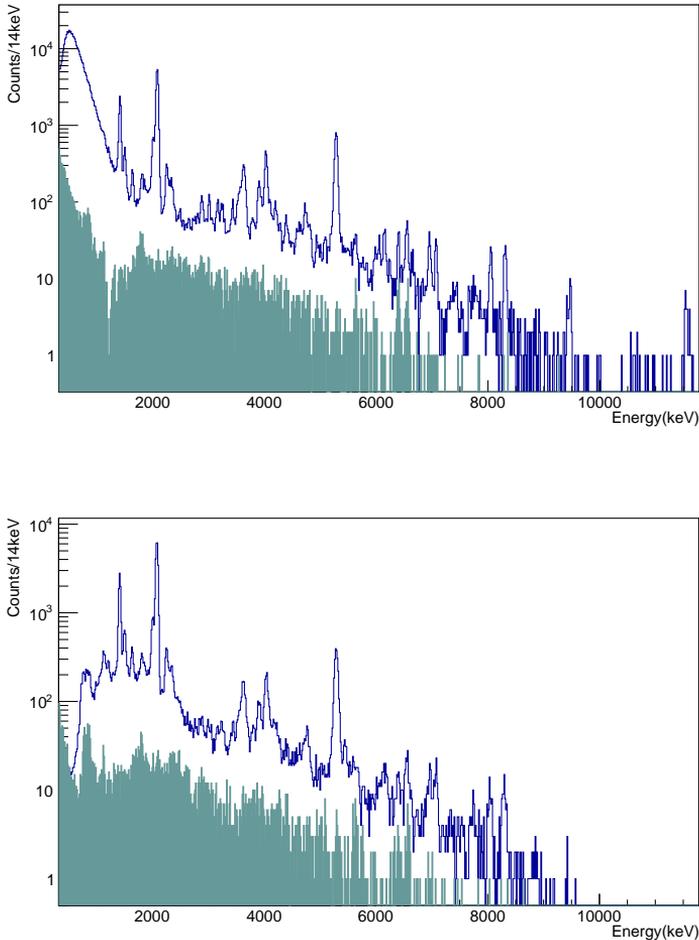
**Figura 7.18** – En la parte superior, espectro gamma resultante de la coincidencia de 2 protones con cualquier gamma. Las transiciones gamma de 1383(4) keV y 1954(4) keV han sido identificadas en el esquema de niveles de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , mostrado en la parte inferior de la figura.

## 7.8 Coincidencias proton-proton: estados $^{30}\text{S}$

Las coincidencias entre partículas, nos van a dar información sobre los estados de  $^{29}\text{P}$ . En este caso, el primer protón emitido, generalmente, tiene más energía que el segundo emitido de la misma pareja de protones, energéticamente se ve favorecido a ello, aunque no siempre tiene por qué ser así. Sabemos cuál es el protón emitido porque su anchura es menor en el espectro de protones. El recoil del estado en  $^{31}\text{Cl}$  se debe al positrón que produce un retroceso en el estado de  $^{31}\text{Cl}$  del orden de centenares de eV. El estado de  $^{30}\text{S}$  se puebla mediante un protón y la energía de retroceso del estado de  $^{30}\text{S}$  es alta. Por ello, la emisión del segundo protón da

lugar a un pico más ancho en el espectro medido.

En la figura 7.19, vemos el espectro de coincidencias protón-protón, resultante de poner una ventana energética amplia que cubra el intervalo de los protones detectados en un telescopio y ver todos los protones en coincidencia de los demás detectores.



**Figura 7.19** – En la parte superior de la figura se muestra el espectro del telescopio DSSD2+PAD2 junto con el espectro en coincidencias que contiene los todos los protones de los demás detectores en coincidencia con los protones detectados en dicho telescopio. En la parte inferior de la figura, lo mismo para el telescopio DSSD4+PAD4

### 7.8.1 Identificación de emisión de protón desde el estado a 4690(7) keV de $^{30}\text{S}$

Gracias a las coincidencias protón-protón hemos sido capaces de poder determinar el segundo protón emitido desde el estado excitado de 4690(7) keV en  $^{30}\text{S}$  con una energía de 480 keV. Las coincidencias se han realizado con la ventana energética centrada en la transición de

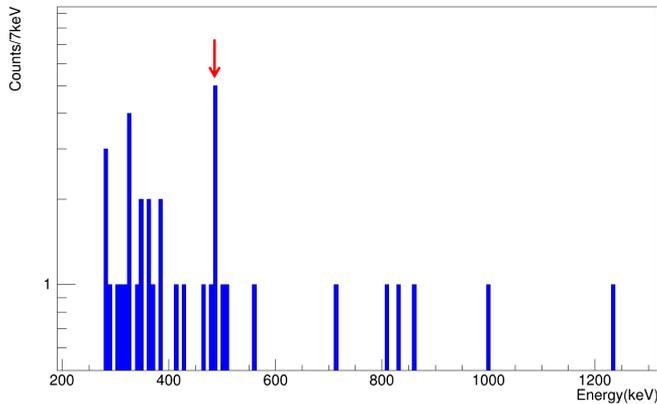
protones a 6959(7) keV. Esta transición de protones de 6959(7) keV se ha asociado al canal de emisión de un protón [FBA<sup>+</sup>00] y en el último estudio [KBB<sup>+</sup>14] se ha observado que se halla en coincidencia con la emisión gamma a 2478(4) keV, por lo que se le identificó como un posible candidato en la emisión 2p. Sin embargo, no se ha observado el segundo protón emitido, pareja en la emisión de dicho protón de 6959(7) keV. En este trabajo hemos observado realizando coincidencias protón-protón que la transición de protón 6959(7) keV tiene como pareja de emisión a un segundo protón de 480(7) keV emitido desde la resonancia intermedia de  $^{30}\text{S}$  a 4690(7) keV, figura 7.20. Además, este resultado se confirma al representar la energía disponible de la reacción para la emisión de dos protones, frente al ángulo de emisión (sección 7.13).

La energía umbral utilizada durante todo el análisis ha sido de 278 keV para todos los detectores, salvo para U5 (excluido en este cálculo debido a su gran contribución de betas) puesto que gracias a todas las condiciones de limpieza aplicadas, hemos sido capaces de poder bajar dicho umbral, y así ser capaces de distinguir protones de baja energía.

La energía del segundo protón emitido viene dado por la ecuación 7.5:

$$E_{2p} = Q_{2p} \frac{M_{29P}}{M_{29P} + M_{1P}} + \left( \frac{M_P}{M_{30S}} \right)^2 - 2 \frac{M_P}{M_{30S}} \sqrt{Q_{2p} \frac{M_{29P}}{M_{29P} + M_{1P}} E_{1P} \cos\theta_{2p}} \quad (7.5)$$

donde  $Q_{2p} = E_{30S}^* - S_{2p} - E_{29P}^*$

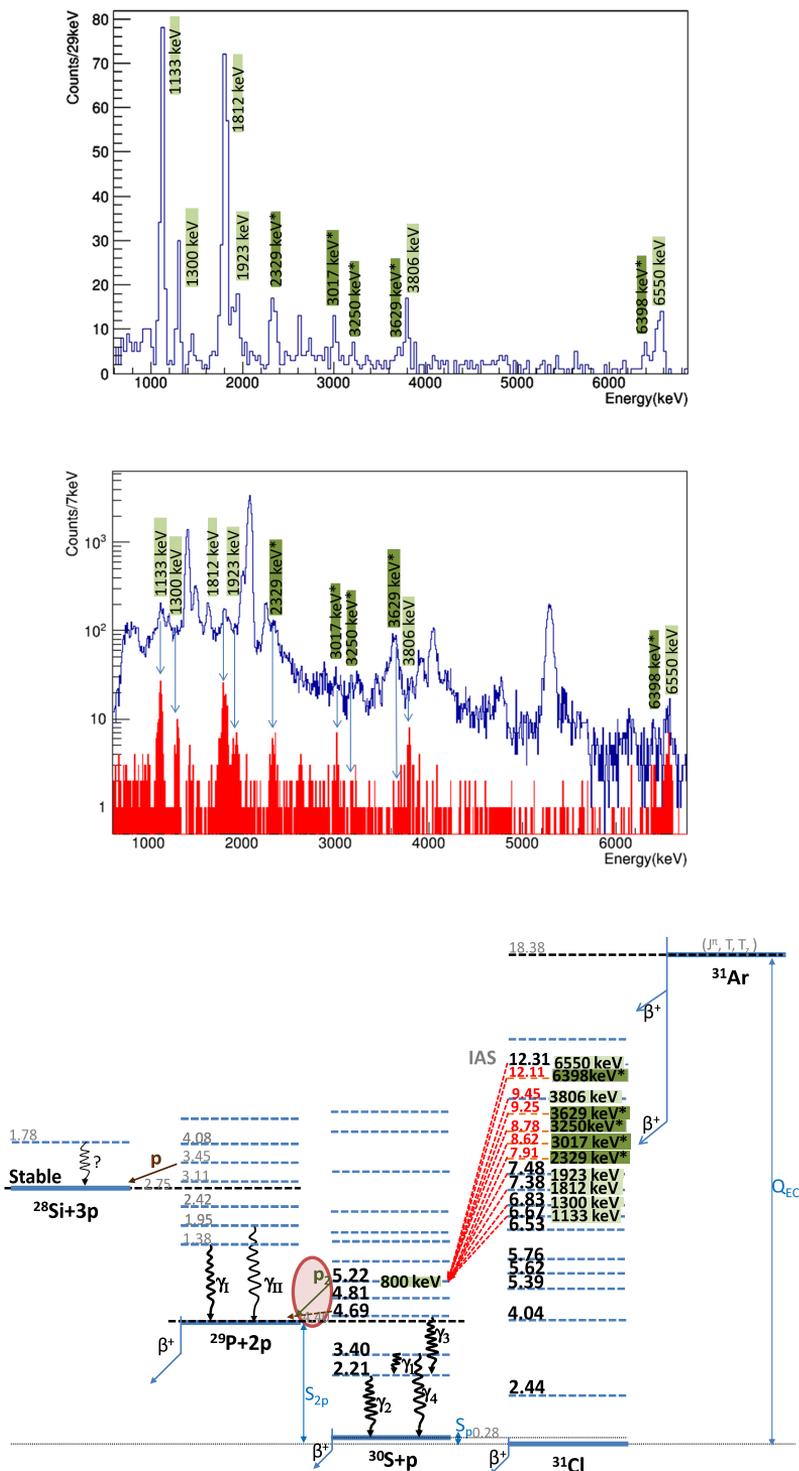


**Figura 7.20** – Espectro de coincidencias que resulta de poner una ventana energética centrada en el protón de 6959(7) keV en los detectores de Si. Las coincidencias se realizan por parejas de detectores y al final se suman las contribuciones de dichas parejas. La flecha roja indica la transición de protones desde el estado 4690(7) keV de  $^{30}\text{S}$  al estado fundamental de  $^{29}\text{P}$ .

### 7.8.2 Coincidencias con la transición de protón de 800(7) keV

En el espectro de protones de los telescopios con DSSD delgados, se observa la transición de 800(7) keV figura 7.3. Podemos observar un gran ensanchamiento de esta línea ya que según vemos en la figura 7.21 numerosas transiciones provenientes de distintos estados de  $^{31}\text{Cl}$  contribuyen. El retroceso y ensanchamiento del pico del segundo protón depende de la energía del primero. Esto es una novedad, ya que en trabajos anteriores solo se ha observado dicha transición de 800(7) keV en el espectro de coincidencias. Poniendo la ventana energética en esta transición, el espectro de protones que obtenemos se muestra en la figura 7.21.

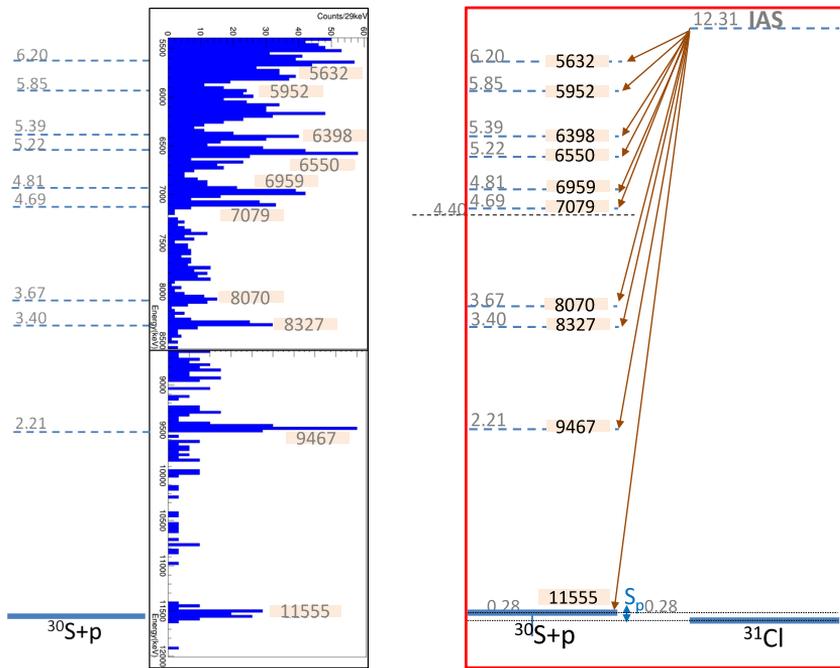
Se han encontrado nuevas transiciones de protones en coincidencia con la transición de protón de 800(7) keV, asociadas a nuevos estados propuestos de  $^{31}\text{Cl}$  mostrados en la tabla 7.5. Dichas transiciones de protones, de energías 2329(7) keV, 3017(7) keV, 3250(7) keV, 3629(4) keV y 6398(7) keV están asociadas a los estados a 7910(7) keV, 8620(7) keV, 8860(7) keV, 9254(7) keV, 9434(7) keV y 12112(7) keV de  $^{31}\text{Cl}$ , respectivamente (indicados en línea roja discontinua en la figura 7.3) . Las transiciones de protones de 1133(3) keV, 1300(14) keV, 1812(7) keV y 1923(7) keV encontradas también en coincidencia con la transición de protón de 800(7) keV en este trabajo, ya se identificaron en coincidencia con esta transición de protón de 800(7) keV en trabajos previos [FBA<sup>+</sup>00], [KBB<sup>+</sup>14].



**Figura 7.21** – En la parte superior y central, espectro directo de protones de DSSD4+PAD4 (color azul) y espectro de protones de coincidencia (color rojo) con la ventana energética en la transición de protones a 800 keV. En el cálculo del espectro de coincidencias la ventana solo se aplicó en los detectores delgados, donde vemos dicha transición. El color verde oscuro con el símbolo \*, indica las nuevas transiciones encontradas en coincidencia, erróneamente asignadas en estudios anteriores. Las transiciones en verde claro son las transiciones ya conocidas. Esta información, permite confirmar algunos aspectos de las coincidencias gamma-protón de la sección 7.4.3.

## 7.9 Fragmentación del IAS de $^{31}\text{Cl}$

Uno de los objetivos de este trabajo es el estudio de la desintegración del estado IAS del núcleo hijo de  $^{31}\text{Ar}$  ( $^{31}\text{Cl}$ ). Como ya se ha explicado en la sección 1.3.1, el espectro de protones presentará una forma u otra dependiendo de la posición del estado IAS en la ventana de la energía disponible en la reacción. En las figuras 7.2 y 7.1, no se observa un pico dominando todo el espectro como ocurría en el caso de  $^{33}\text{Ar}$ ; esto quiere decir que desde este estado se emite una gran cantidad de protones que van a todos los estados de  $^{30}\text{S}$  (núcleo hijo de  $^{31}\text{Cl}$ ). Esto se ha observado experimentalmente gracias a la buena resolución de los espectros a altas energías. En previas medidas ya se sospechaba de que esto podría ser así [Kol15], sin embargo, en este trabajo tenemos una clara y mejor demostración de este hecho.



**Figura 7.22** – A la izquierda espectro a altas energías del detector horizontal DSSD5 y a la derecha los niveles correspondientes desde los que los protones son emitidos. Vemos que el IAS muestra una gran fragmentación, su desintegración va a numerosos estados finales del núcleo hijo  $^{30}\text{S}$ . Esto hace que los espectros directos de protones presenten una ausencia del pico que domina el espectro y proviene de la desintegración del IAS, a diferencia del caso de  $^{33}\text{Ar}$ .

La desintegración del IAS ocurre a través de los tres canales de desintegración:  $\beta 1p$ ,  $\beta 2p$  y  $\beta 3p$ . En la figura 7.22 se incluyen todos los protones del canal  $\beta 1p$  que se emiten desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  con los estados de  $^{30}\text{S}$  asociados a dichas transiciones, así como algunos de los protones de canal  $\beta 2p$  que se emiten también desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  con los estados asociados en  $^{30}\text{S}$  y  $^{29}\text{P}$ . En la tabla 7.7 aparece toda la información relacionada con la desintegración del IAS a través de los canales  $\beta 1p$  y  $\beta 2p$ . Además, como se explica en la sección 7.15, se

producen numerosas emisiones de tres protones desde el IAS y van al estado fundamental  $^{28}\text{Si}$ , teniendo como estados intermedios niveles de alta energía de  $^{30}\text{S}$  entre 8 y 9 MeV y el nivel de 3447 keV de  $^{29}\text{P}$ . Por tanto, el canal  $\beta 3p$  también contribuye a la fragmentación del IAS de  $^{31}\text{Cl}$ .

$E_{29P}^*$ (keV)	$E_{30S}^*$ (keV)	Canal	$E_p$ (keV)	I	$E_{IAS}$ (keV)
-	0	1p	11555(7)	0.36(3)	12260(7)
-	2210.1(2)	1p	9467(7)	0.31(2)	12280(7)
-	3403.6(2)	1p	8327(7)	0.53(2)	12293(2)
-	3677(3)	1p	8070(7)	0.45(5)	12301(7)
-	4689(7)	1p	7079(7)	0.46(5)	12289(7)
0	4810(7)	2p	6959(7)	0.68(6)	12286(7)
0	5220(7)	2p	6550(7)	0.89(7)	12273(7)
0	5389(7)	2p	6398(7)	0.53(5)	12285(7)
0	5842(7)	2p	5952(7)	0.30(9)	12289(7)
0	6197(7)	2p	5632(7)	0.49(5)	12301(7)
0 1383(4) 1955(4)	7190(7)	2p	4630(7)	1.13(8)	12301(2)
0	7470(7)	2p	4390(7)	0.94(4)	12301(2)
0 1383(4) 1955(4)	7580(7)	2p	4288(7)	0.30(4)	12301(2)
0 1383(4) 1955(4)	7667(2)	2p	4200(7)	1.10(9)	12301(2)
1955(4)	7910(14)	2p	3950(14)	0.61(3)	12228(7)
0 1383(4) 1955(4)	8077(7)	2p	3806(7)	0.79(3)	12294(7)

**Tabla 7.7** – Energías de los protones emitidos desde el IAS de  $^{30}\text{S}$  junto con sus intensidades relativas y los estados excitados finales asociados a dichas emisiones de protones en  $^{30}\text{S}$  y  $^{29}\text{P}$ . El valor final de la energía del IAS, media ponderada de los valores de la última columna de la tabla es 12297(1) keV.

## 7.10 Método para sumar las energías del PAD cuando hay dos eventos en Si

En el caso de  $^{31}\text{Ar}$ , la suma de las energías de un DSSD y su correspondiente PAD trasero, se complica un poco más que en el caso de  $^{31}\text{Ar}$ , dado que cuando tengamos emisión de dos partículas que tengan energía suficiente y ambos atraviesen el DSSD y lleguen al PAD, tendremos dos sucesos registrados en el DSSD y uno solo en el PAD (ya que solo tiene un canal

electrónico). Tendremos entonces, que dividir la energía del PAD de manera proporcional entre los dos protones, de forma que tengamos la suma correcta. El protón de la pareja que deposite más energía en el DSSD le corresponderá menos energía del PAD y viceversa. El procedimiento lo explicamos a continuación.

En un telescopio de Silicio la energía depositada por las partículas depende de su carga y de su naturaleza (para el DSSD) o bien es independiente, siendo proporcional a su velocidad al cuadrado y a su masa:

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (7.6)$$

$$E \propto \frac{1}{2}mv^2 \quad (7.7)$$

Donde  $\Delta E$  es la energía depositada en el DSSD y  $E$ , la energía depositada en el PAD.

Si representamos la energía de un detector frente a otro, obtenemos curvas hiperbólicas, que son diferentes para cada valor de  $Z$  (cada tipo de partícula vendrá dada por una curva diferente). La ecuación que siguen estas hipérbolas son:

$$\Delta E \cdot E \propto MZ^2 \quad (7.8)$$

Para un suceso de dos protones, ambos estarían en la misma curva hiperbólica, por lo tanto:

$$\Delta E_1 \cdot E_1 \propto MZ^2 \quad (7.9)$$

$$\Delta E_2 \cdot E_2 \propto MZ^2 \quad (7.10)$$

donde  $\Delta E_1$  y  $\Delta E_2$  son las energías de los dos protones emitidos en los DSSD y  $E_1$  y  $E_2$  son las energías de ambos protones en el PAD.

Si dividimos una ecuación 7.9 entre la otra 7.10 tenemos:

$$\Delta E_1 \cdot E_1 = \Delta E_2 \cdot E_2 \quad (7.11)$$

Por otro lado, la energía total que depositan estos dos protones en el PAD,  $E$  (que es la que obtenemos en las medidas experimentales), es la suma de las energías individuales  $E_1$  y  $E_2$ :

$$E = E_1 + E_2 \quad (7.12)$$

Por tanto, el sistema de ecuaciones que vamos a utilizar lo forman las ecuaciones 7.11 y 7.12:

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_1 \cdot E_1 &= \Delta E_2 \cdot E_2 \\ E &= E_1 + E_2 \end{aligned} \right\} \quad (7.13)$$

La solución a este sencillo sistema nos proporcionan las energías individuales de dos protones en el PAD. Consideramos que:

$$E_1 = \frac{E \cdot \Delta E_2}{\Delta E_1 + \Delta E_2} \quad (7.14)$$

$$E_2 = E - \frac{E \cdot \Delta E_2}{\Delta E_1 + \Delta E_2} \quad (7.15)$$

En el la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  también tenemos sucesos de tres protones, sin embargo, la probabilidad de tener tres sucesos en el mismo DSSD es casi nula, por tanto solo es necesario aplicar este método a los sucesos de dos protones. Este sencillo pero efectivo método, no se ha utilizado en ningún trabajo previo con este tipo de detectores. Por tanto, es una técnica nueva, que puede aplicarse en estudios de desintegraciones de emisión de más de una partícula.

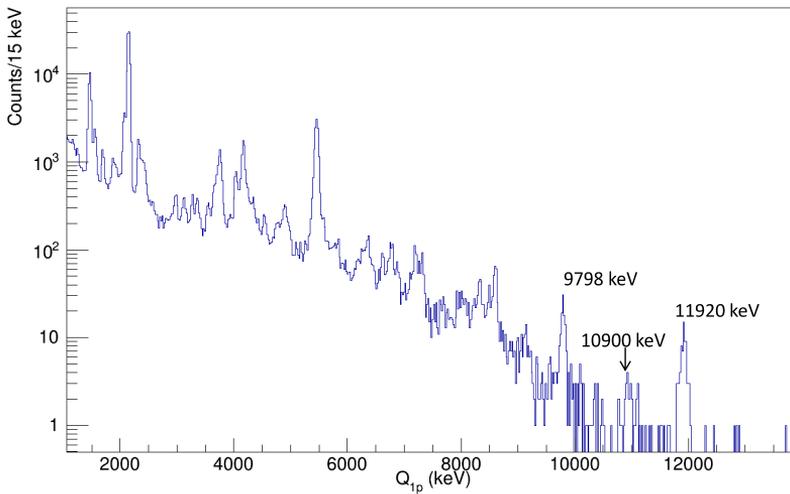
Para comprobar que con este método las energías se suman correctamente, se puede escoger un suceso de dos protones en el que cada protón haya sido detectado en un DSSD diferente y que atraviese el PAD. En este caso, tendremos las energías experimentales de ambas transiciones de protones, tanto en el DSSD como en el PAD. Además, hay dos detectores con espesores muy parecidos DSSD4 (65  $\mu\text{m}$ ) y DSSS6 (67  $\mu\text{m}$ ), de manera que este suceso se asemeja mucho a un suceso de dos protones en el mismo detector. Utilizando las fórmulas anteriores, podemos calcular las energías individuales que depositarían en el PAD, según nuestro procedimiento, y compararlas con las experimentales. En este punto, tenemos que tener en cuenta el efecto de las capas muertas de los detectores; el protón que atraviesa el PAD deja parte de su energía en la capa muerta trasera del DSSD y en la frontal del PAD, no siendo detectada. Como consecuencia, tendremos que sumar a la energía experimental del PAD la energía perdida por capa muerta para hacer una correcta comparación con las energías calculadas.

Escogiendo eventos en coincidencia de DSSD4 y DSSD6 de alta energía que atraviesan el PAD, con unas capas muertas de 800 nm de espesor, los valores calculados con nuestro método, se desvían de los valores experimentales un 10%, totalmente asumible.

## 7.11 Energía disponible para la emisión de un protón: $Q_{1p}$

La energía disponible para la emisión de un protón  $Q_{1p}$  viene dada por la ecuación 1.29. Si representamos los valores de  $Q_{1p}$  para los sucesos de protones de multiplicidad 1, es decir, aquellos sucesos registrados con solo una energía en los detectores, excluyendo a sucesos de dos protones y tres protones, obtenemos el espectro de emisión de 1p tal y como se muestra en la figura 7.23. Dicha figura nos da  $Q_{1p}$  en función de cómo se han poblado los estados.

Lo más interesante es sacar información sobre la estructura de  $^{31}\text{Cl}$  o de  $^{30}\text{S}$ . Lo que se muestra a continuación es el estudio de la población de estados en  $^{31}\text{Cl}$ . A altas energías, tenemos claramente más estadística que en trabajos previos [Kol15]; es una oportunidad para determinar si se pueblan estados de  $^{31}\text{Cl}$  a altas energías. En el espectro que obtenemos no podemos determinar que se pueblan estados de más alta energía que el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  (12.29 MeV). Sin embargo, se observa un pico a 10.9 MeV, correspondiente a una energía de protón a 10.6 MeV, que no ha podido ser identificado en el espectro de protones y en cambio, con el valor  $Q_{1p}$  confirmamos su emisión. Se trata de un protón no observado en trabajos previos y le correspondería un nivel nuevo a 11.18 MeV, suponiendo que su estado final es el fundamental de  $^{30}\text{S}$ . Los otros dos picos indicados en la figura 7.23 corresponden a las transiciones de protones ya conocidas de energías 9467 keV y 11.55 MeV, ver tabla 7.1.



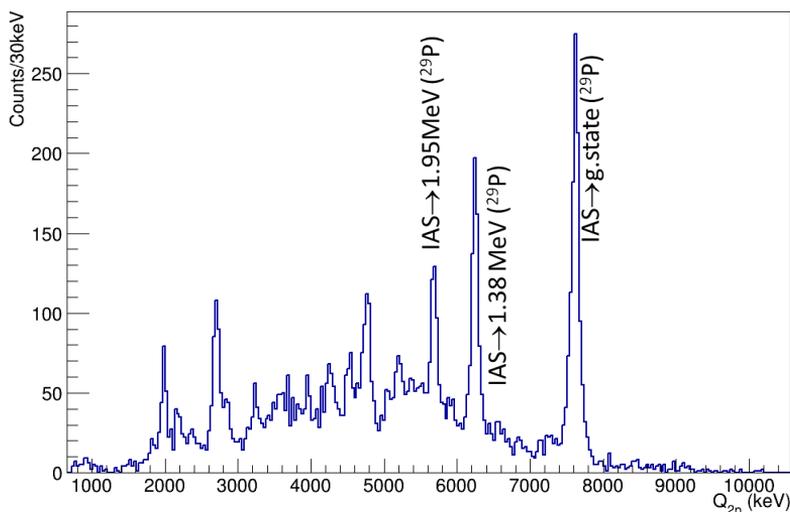
**Figura 7.23** – Representación de la energía disponible  $Q_{1p}$  para las emisiones de un solo protón. A altas energías tenemos mucha más estadística que en otros trabajos previos [Kol15]. El pico a 10.9 MeV corresponde a una transición no identificada por otros métodos como las coincidencias. El nivel nuevo propuesto es 11.18(7) MeV.

## 7.12 Energía disponible para la emisión de dos protones: $Q_{2p}$

Con nuestro dispositivo experimental, en el que tenemos detectores segmentados de Si, podemos estudiar con detalle las correlaciones angulares entre los pares de protones emitidos en la desintegración. Para ello, necesitamos el ángulo de emisión de cada pareja de protones y sus respectivas energías. De esta forma, se puede calcular la energía total disponible  $Q_{2p}$  (ver sección 1.7) para que se produzca la emisión de una pareja de protones, con independencia del tipo de emisión. Las energías de las transiciones ya han sido medidas y presentadas anteriormente, a través de los espectros de protones. Para determinar el ángulo, seguimos el siguiente procedimiento: en cada suceso, sabemos los píxeles (del mismo o de diferentes

detectores) en que han sido detectados los dos protones, con el sistema tridimensional de coordenadas y las medidas reales del dispositivo de la sección 3.3, podemos asociar a cada píxel (en concreto a su centro) sus coordenadas dentro de dicho sistema de referencia. Teniendo como punto de origen de coordenadas nuestro blanco de implantación, podemos calcular un vector desde dicho punto hasta cada píxel. El ángulo de los dos protones es el que hay entre los dos vectores calculados anteriormente.

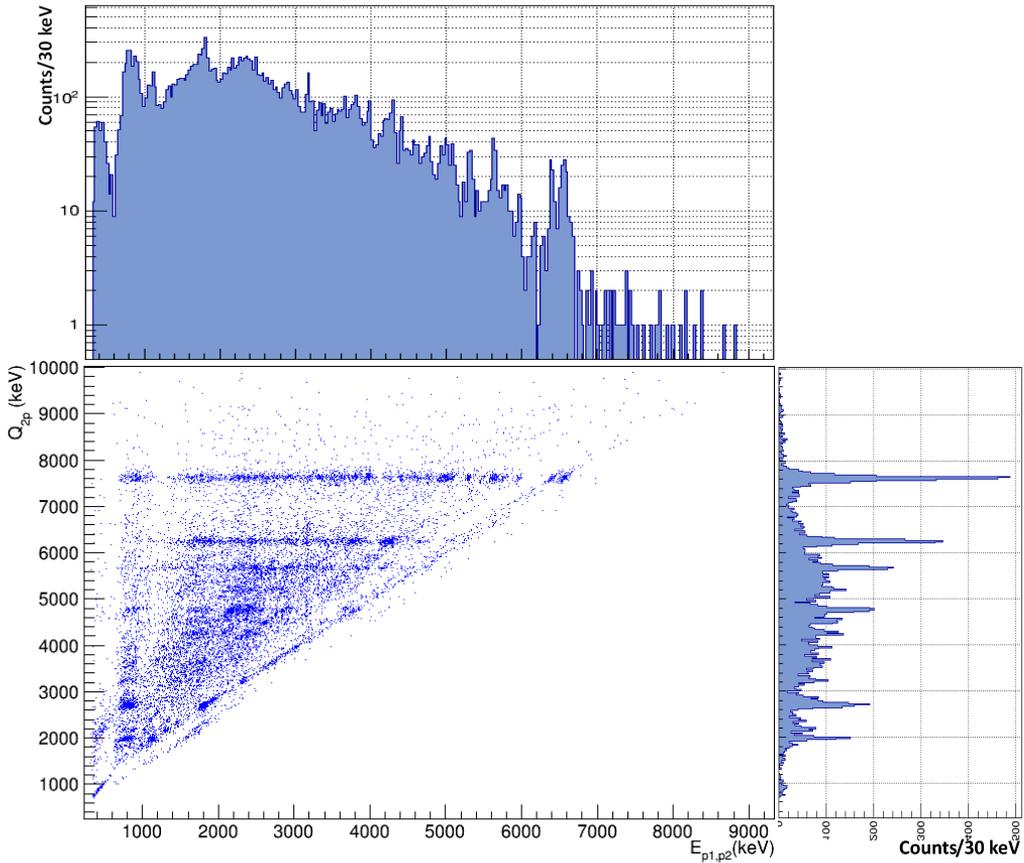
Los valores  $Q_{2p}$  obtenidos con los sucesos de emisión de dos protones, para todos los detectores del dispositivo experimental están representados en la figura 7.24. En esta figura, vemos como las líneas más intensas corresponden a transiciones desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$ ; es esperable, puesto que en este tipo de núcleos la intensidad beta se concentra principalmente en este estado, alimentado por una transición tipo Fermi desde el estado fundamental de  $^{31}\text{Ar}$  así como la emisión desde el mismo muestra una gran fragmentación (ver sección 7.9). Los picos de valores pequeños de  $Q_{2p}$  (hasta 3-4 MeV) corresponden a transiciones desde estados de  $^{31}\text{Cl}$  de menor energía que el IAS, poblados por transiciones beta tipo Gamow Teller. Para transiciones desde estados de  $^{31}\text{Cl}$  de alta energía tipo Gamow Teller, cuyos valores  $Q_{2p}$  son grandes, los estados intermedios accesibles son muy numerosos, por lo que no estarán localizadas en un pico. Sin embargo, pueden ser identificadas, gracias la siguiente figura 7.25.



**Figura 7.24** – Valores de  $Q_{2p}$  para sucesos de emisión de dos protones. Hemos aplicado una energía umbral alta en los detectores para eliminar la contribución beta:  $E(\text{DSSD1}) > 629$  keV,  $E(\text{DSSD2}) > 1020$  keV,  $E(\text{DSSD5}) > 2040$  keV,  $E(\text{DSSD4}) > 346$  keV y  $E(\text{DSSD6}) > 321$  keV. Las líneas más intensas corresponden a las transiciones desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$ . El resto de líneas corresponden a transiciones desde estados de  $^{31}\text{Cl}$  alimentados por desintegración beta tipo Gamow-Teller, y la mayoría de dichas transiciones tienen como estado final el fundamental de  $^{29}\text{P}$ .

Por cada pareja de transiciones de protones tenemos un único valor de  $Q_{2p}$ . Teniendo esto en cuenta, podemos representar  $Q_{2p}$  en función de las energías de las parejas de protones, figura 7.25. El solo análisis de este gráfico, nos va a proporcionar información sobre el

mecanismo de emisión. Además, las proyecciones de la figura bidimensional sobre sus ejes también serán útiles: por un lado, tendremos un espectro con todos los sucesos de dos protones y por otro los valores  $Q_{2p}$ , correspondientes a la figura 7.24.

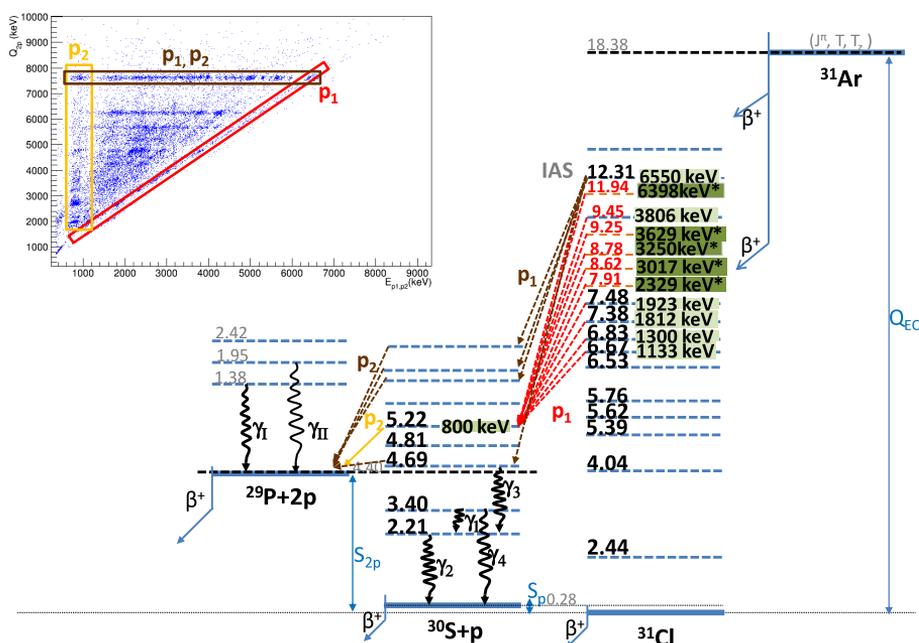


**Figura 7.25** – Representación de la energía disponible para la emisión beta-retardada de dos protones en la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  en función de las energías de las parejas de protones emitidas. A la derecha del gráfico bidimensional se muestra la proyección sobre el eje vertical, es decir, histograma con los valores de  $Q_{2p}$ . En la parte superior se muestra la proyección sobre el eje horizontal, que es el espectro de energías de las parejas de protones emitidos.

La gráfica bidimensional muestra líneas verticales anchas a la izquierda de la figura y líneas diagonales más finas en la parte derecha de la misma. Las diagonales corresponden a las energías de las primeras transiciones emitidas desde diferentes estados de  $^{31}\text{Cl}$  al mismo estado intermedio de  $^{30}\text{S}$ . A cada línea diagonal le corresponde una vertical; Las líneas verticales corresponden a las energías de las segundas transiciones emitidas desde los estados de  $^{30}\text{S}$  de cada diagonal hasta los estados de  $^{29}\text{P}$ . Además, dichas líneas verticales son más anchas, puesto que en un suceso de emisión de dos protones, el segundo protón es emitido en movimiento, por tanto, la transición se verá afectada de un efecto Doppler que se traduce en un ensanchamiento de las líneas. Dicho efecto aumenta al aumentar el valor  $Q_{2p}$ . Las líneas horizontales que se muestran en el gráfico, corresponden a las parejas de protones con el

mismo valor de  $Q_{2p}$  que van a diferentes estados  $^{30}\text{S}$ ; por tanto, dichas transiciones se emiten desde el mismo de  $^{31}\text{Cl}$  y pueblan el mismo estado final de  $^{29}\text{P}$ . En la siguiente sección, se mostrarán las transiciones de protones que tienen el mismo valor de  $Q_{2p}$  frente a su ángulo y podremos identificar algunas de estas parejas. La proyección de dichas horizontales es la que vemos en la parte derecha de la figura 7.25 y en 7.24. El grosor de las líneas horizontales nos da también información sobre las transiciones; si son muy anchas, quiere decir que hay tal densidad de estados que no será posible distinguir las transiciones que salen desde un mismo estado de  $^{31}\text{Cl}$ . En ese caso, los valores  $Q_{2p}$  formarán un continuo, y sus proyecciones no serán picos. Esto es lo que ocurre con las transiciones desde estados de  $^{31}\text{Cl}$  poblados por transiciones tipo Gamow Teller, como hemos descrito anteriormente.

La restante proyección sobre el eje horizontal, es el espectro con las energías de las parejas de protones emitidas. Este es el fondo que hemos comentado en otras secciones, que junto con otros factores, afecta al espectro de protones de los detectores. Como hemos realizado anteriormente, tenemos que sustraer este espectro de sucesos de dos protones al espectro directo de protones, para quedarnos con las transiciones en las que solo se emite un protón. Así se puede realizar una correcta identificación de las transiciones de protones de los canales de desintegración  $\beta p$  y  $\beta 2p$ .



**Figura 7.26** – Representación de la energía disponible para la emisión beta-retardada de dos protones en la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  en función de las energías de las parejas de protones emitidas, junto con el esquema de niveles.

### 7.13 Mecanismo de emisión de dos protones en $^{31}\text{Ar}$

En el canal de desintegración en el que se emiten dos protones, el ángulo relativo que forman las parejas de protones emitidos nos proporciona información sobre el tipo de mecanismo de emisión. Partimos con una distribución uniforme de espín, y si hay un estado intermedio poblado por el primer protón y desde el que es emitido el segundo, habrá una dirección privilegiada de emisión, por tanto existirá una correlación angular entre los dos protones. Sin embargo, cuando la emisión es espontánea, sin estado intermedio, tienden a ir en la misma dirección, atraídos por la fuerza nuclear dentro del núcleo y repelidos por la fuerza de Coulomb fuera del mismo. Ambos son observados en un mismo detector y la distribución angular esperada se aleja de ser una distribución isotrópica, a diferencia de la emisión secuencial.

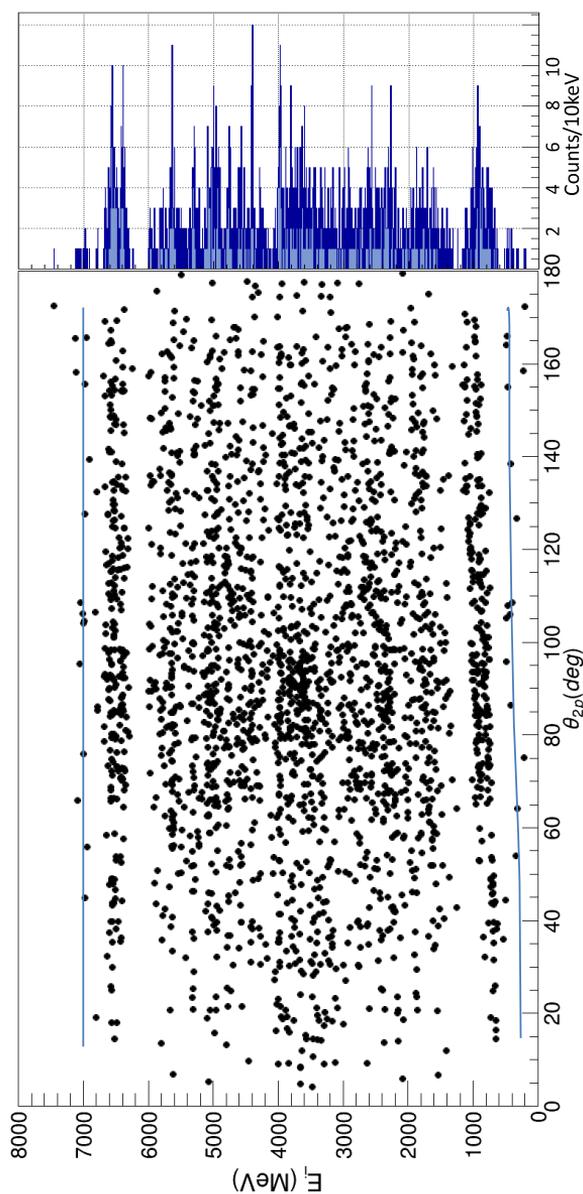
En el mecanismo secuencial de emisión de dos protones en la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , se da la alimentación a estados resonantes en su núcleo hijo  $^{30}\text{S}$ . En el espectro de protones, se verán dos transiciones individuales y la perteneciente al segundo protón emitido mostrará una cierta anchura, puesto que éste se emite desde un núcleo en movimiento. Según las ecuaciones de la sección 1.7, la energía del primer protón emitido es constante y viene determinada por la posición del estado inicial en  $^{31}\text{Cl}$  e intermedio en el núcleo hijo  $^{30}\text{S}$  que es poblado por dicho protón; el segundo protón emitido tendrá a menudo menor energía y mostrará una dependencia en el ángulo relativo de la pareja de protones.

En las figuras 7.27 y 7.30 se muestran las correlaciones angulares para estados intermedios de  $^{30}\text{S}$  poblados por Fermi, es decir, transiciones desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  y en las figuras 7.34 y 7.35 se muestran las correlaciones angulares para estados de  $^{31}\text{Cl}$  poblados por transiciones beta tipo Gamow-Teller. Para seleccionar los estados intermedios de  $^{30}\text{S}$  ponemos una condición en el pico correspondiente en el espectro total de  $Q_{2p}$  que se muestra en la figura 7.24. Por ejemplo para seleccionar todos los estados intermedios que conectan el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  con el estado fundamental de  $^{29}\text{P}$  escogeremos el pico de 7.62 MeV y con esta condición representaremos la energía de las parejas de los protones emitidos en función de su ángulo relativo, ver figura 7.27.

#### 7.13.1 Estados de $^{30}\text{S}$ : Estados poblados por transiciones tipo Fermi

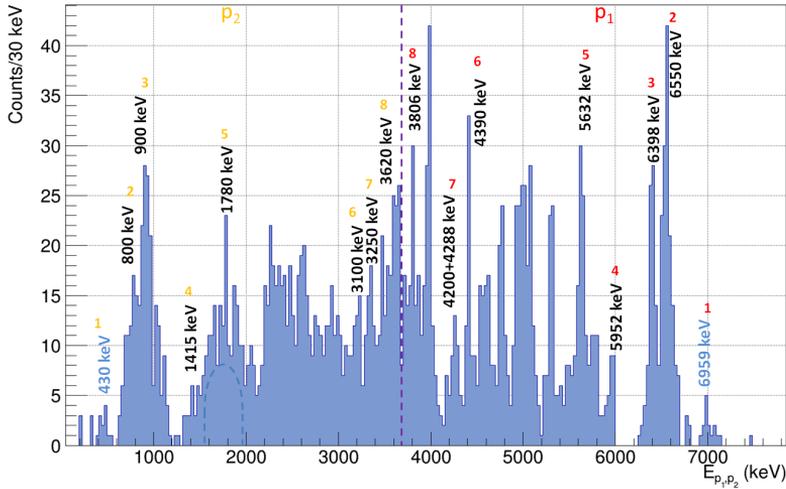
##### Transiciones tipo Fermi desde IAS a nivel fundamental de $^{29}\text{P}$

La figura 7.27, muestra la energía de los pares de protones en función de sus ángulos relativos para un intervalo determinado de  $Q_{2p}$ . También se muestra la proyección sobre el eje donde se representan las energías de las transiciones de protones. Los datos indican que la emisión de dos protones es claramente secuencial; mientras hay transiciones de protones cuya energía es constante con el ángulo (primer protón emitido), otros muestran una curva cinemática que depende del ángulo relativo (segundo protón emitido) siguiendo el comportamiento esperado según la ecuación 7.5. Además, podemos ver, que cuanto mayor es el valor de  $Q_{2p}$ , más estados intermedios son accesibles y más transiciones de protones observamos. Para el caso del IAS no es sorprendente, puesto que está situado a alta energía y presenta una alta fragmentación de emisión hacia los estados de  $^{30}\text{S}$  (ver sección 7.9).



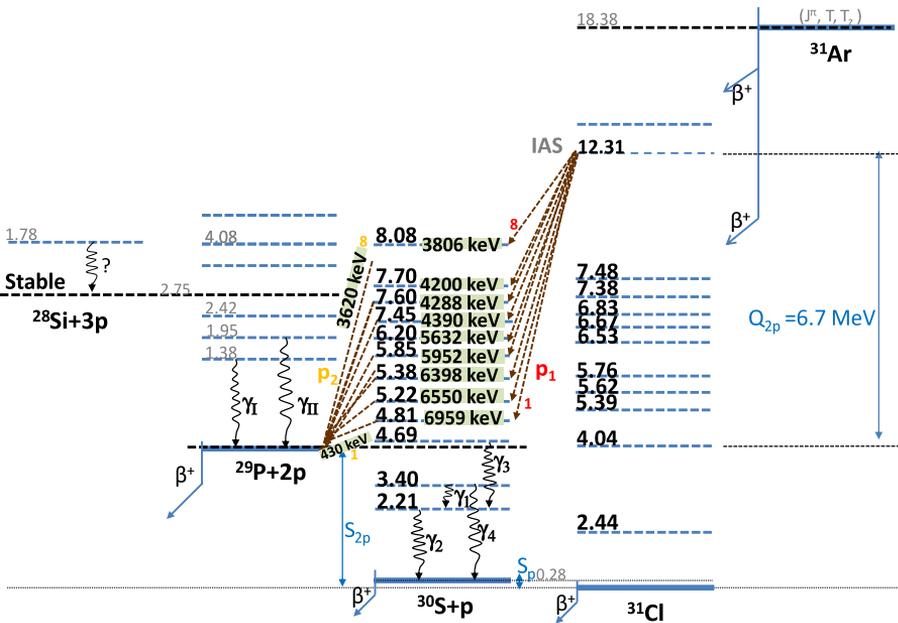
**Figura 7.27** – Energía frente al ángulo de las parejas de protones que se emiten desde el mismo estado de  $^{31}\text{Cl}$  (IAS), acceden a diferentes estados intermedios de  $^{30}\text{S}$  y tienen como estado final el mismo nivel de  $^{29}\text{P}$  (el fundamental). El valor  $Q_{2p}$  para estas transiciones es 7.62 MeV (pico más intenso de la figura 7.24). También se muestra la proyección de los datos sobre el eje de las energías. Se ha marcado la pareja de protones emitidos a 6.98 MeV (línea recta azul en la parte superior) y 330 keV (línea curva en la parte inferior), ya que es la primera vez que se observa el segundo protón emitido de la misma; es de baja energía, y gracias a la calidad de nuestro dispositivo y sus bajos umbrales de detección, hemos sido capaces de observarlo. El umbral de software utilizado para la obtención de la imagen ha sido de 200 keV para los detectores delgados

Si analizamos la proyección de la figura anterior con detalle, podemos realizar la identificación de los protones observados, como se muestra en la figura 7.28. Como podemos observar, la energía y el ángulo entre los sucesos de dos protones y sus representaciones nos dan mucha información.



**Figura 7.28** – Proyección de las energías de los sucesos de dos protones de la figura 7.27. Las transiciones salen del mismo estado de  $^{31}\text{Cl}$  (IAS) y van al fundamental de  $^{29}\text{P}$ . Se puede observar como la distribución de energías es simétrica tomando como eje la línea punteada morada, que separa los primeros protones emitidos (en color rojo) de los segundos transiciones que pueblan los estados de  $^{29}\text{P}$  (color amarillo). Las transiciones de protones de un mismo suceso se han marcado con el mismo número. La pareja nueva identificada, indicada con líneas en color azul en la anterior figura 7.27, tiene sus energías también indicadas en color azul.

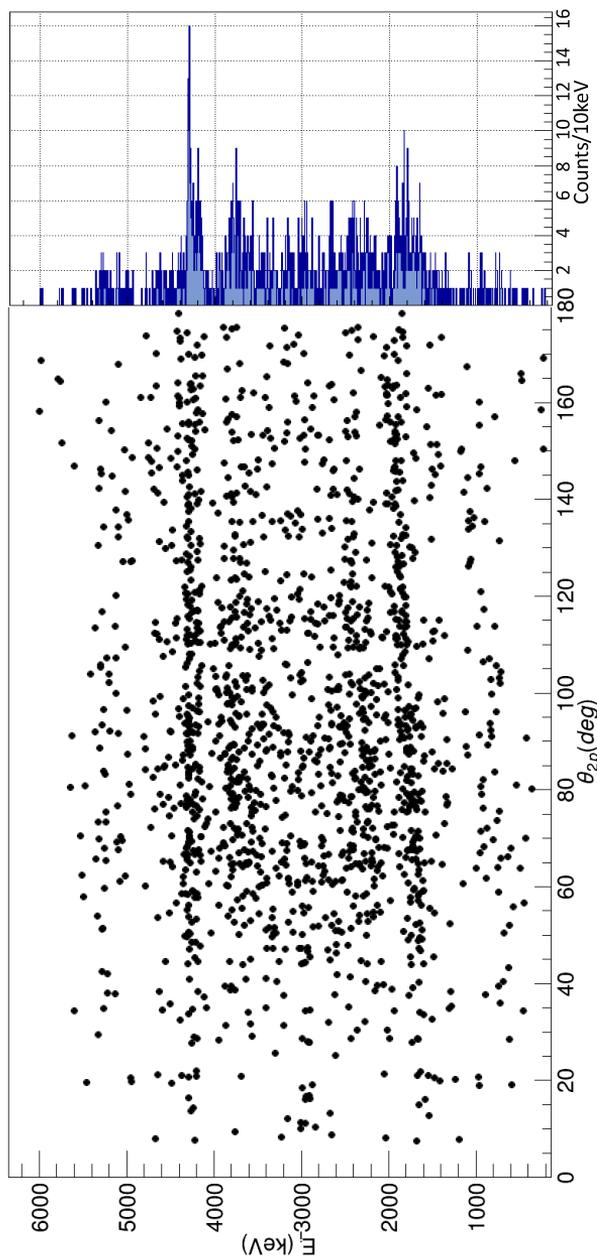
Estas transiciones están situadas en el esquema de niveles como se muestra la figura 7.29:



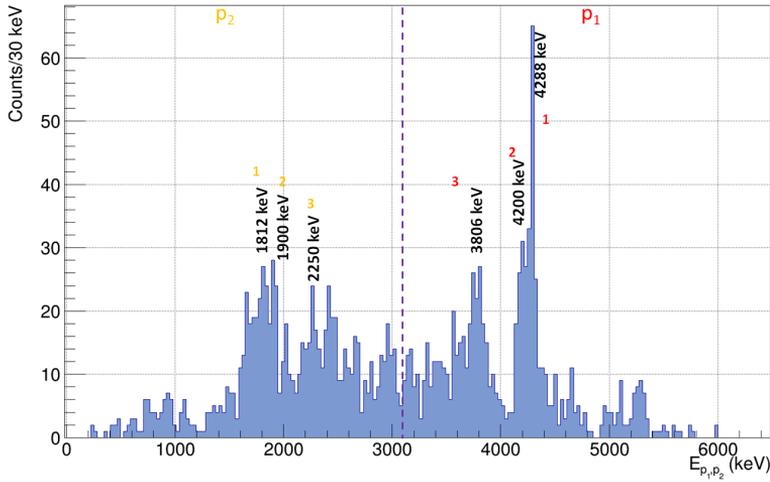
**Figura 7.29** – Sucesos de emisión de dos protones de las figuras 7.27 y 7.25 con un valor de  $Q_{2p}$  de 6.7 MeV. Se pueblan estados hasta 8 MeV en  $^{30}\text{S}$ .

### Transiciones tipo Fermi desde IAS al primer nivel excitado de $^{29}\text{P}$

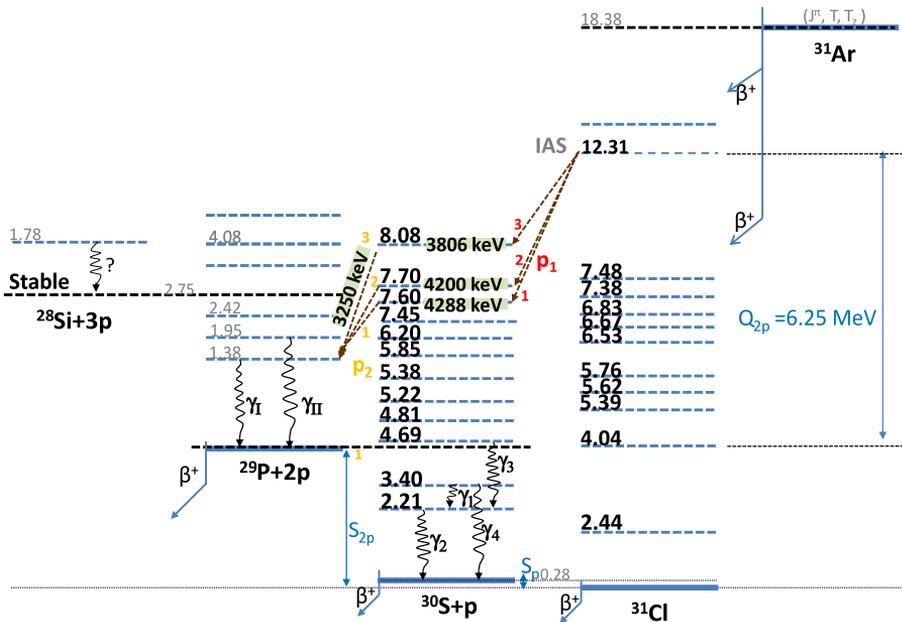
Para seleccionar los estados intermedios de  $^{30}\text{S}$  de transiciones que tienen como estado inicial el IAS y como estado final el primer excitado de  $^{29}\text{P}$ , representamos las energías de los protones frente al ángulo para valores de  $Q_{2p}$  de 6.25 MeV (segundo pico más intenso de la figura 7.24) como se muestra en la figura 7.30:



**Figura 7.30** – Energía frente al ángulo de las parejas de protones con valor  $Q_{2p}$  de 6.25 MeV. Las transiciones de protones se emiten desde el mismo estado de  $^{31}\text{Cl}$  (IAS), acceden a diferentes estados intermedios de  $^{30}\text{S}$  y tienen como estado final el primer estado excitado de  $^{29}\text{P}$ . También se muestra la proyección de los datos sobre el eje de las energías. El valor  $Q_{2p}$  es más pequeño que en el caso anterior y como se puede observar hay menos sucesos de dos protones implicados en la desintegración.



**Figura 7.31** – Proyección de las energías de los sucesos de dos protones de la figura 7.30 con  $Q_{2p}$  de 6.25 MeV. Las transiciones salen del mismo estado de  $^{31}\text{Cl}$  (IAS) y van al primer estado excitado de  $^{29}\text{P}$ . Se puede observar como la distribución de energías es simétrica tomando como eje la línea punteada morada, que separa los primeros protones emitidos (en color rojo) de los segundos transiciones que pueblan los estados de  $^{29}\text{P}$  (color amarillo). Las transiciones de protones de un mismo suceso se han marcado con el mismo número.

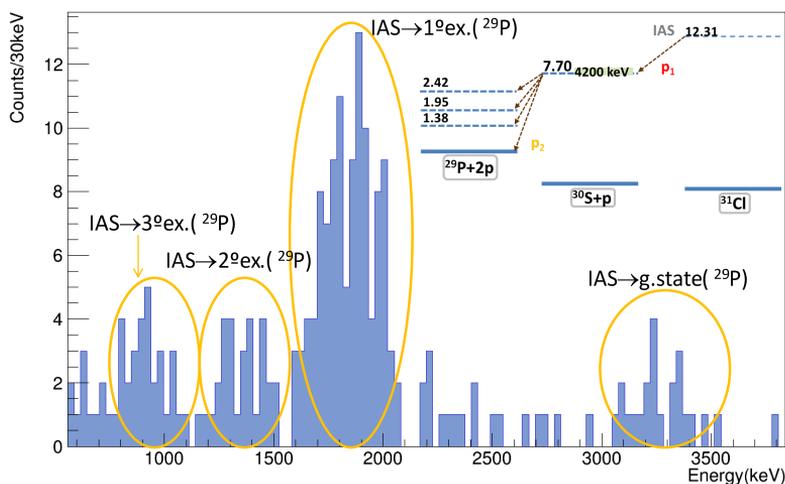


**Figura 7.32** – Transiciones desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  hasta el primer estado excitado de  $^{29}\text{P}$  situadas en el esquema de niveles de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ .

### Transiciones tipo Fermi desde IAS a segundo y tercer nivel excitado de $^{29}\text{P}$

Si representamos la energía de los pares de protones en función de sus ángulos relativos y obtenemos la proyección de las energías de la misma forma que en las secciones 7.13.1 y 7.13.1, pero para valores de  $Q_{2p}$  menores en energía, como 5.68 MeV o 5.2 MeV, podemos estudiar las transiciones tipo Fermi desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  al segundo y tercer nivel excitado de  $^{29}\text{P}$ , respectivamente. También podemos estudiar dichas transiciones de protones mediante las coincidencias protón-protón. Ambos métodos son complementarios y los resultados de las correlaciones angulares pueden ser confirmados por las coincidencias protón-protón y viceversa.

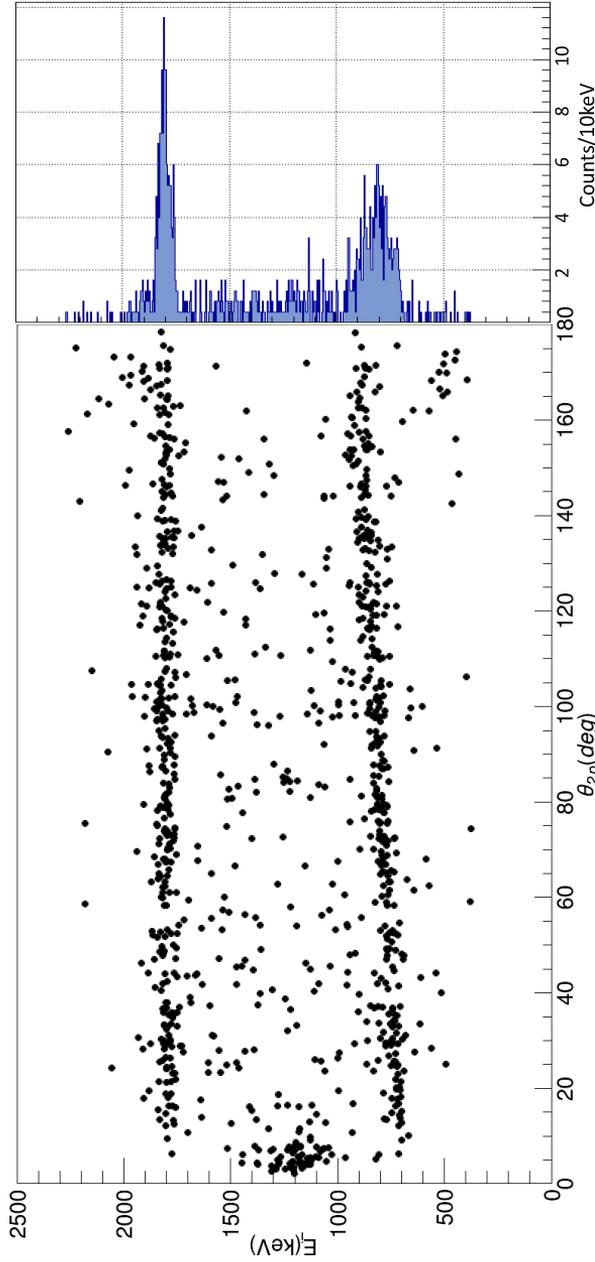
Por ejemplo, si nos fijamos en el pico de energía de 4200 keV, se encuentra en las tres proyecciones de las energías de los sucesos de dos protones con  $Q_{2p}$  de 7.62 MeV (figura 7.28, 6.25 MeV (figura 7.31) y 5.68 MeV, correspondientes a las transiciones desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  al estado fundamental, primer excitado y segundo excitado de  $^{29}\text{P}$ , respectivamente. Es decir, mediante correlaciones angulares, se ha observado que la transición de protón de energía de 4200 keV que se emite desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  tiene como estados finales el estado fundamental, primer excitado y segundo excitado de  $^{29}\text{P}$ . Por otro lado, realizando coincidencias protón-protón con dicha transición de 4200 keV, figura 7.33, se puede identificar población al estado fundamental y al primer excitado de  $^{29}\text{P}$ . Ahora bien, los protones de 900 keV y 1350 keV no pueden ir al mismo estado de  $^{29}\text{P}$ , resultando en que la transición de 4220 keV desde el IAS no solo va al segundo estado excitado de  $^{29}\text{P}$ : los protones de 1350 keV van al segundo estado excitado de  $^{29}\text{P}$  y los protones de 900 keV van al tercer estado excitado de  $^{29}\text{P}$ .



**Figura 7.33** – Transiciones de protones en coincidencia con la transición de 4200 keV. Se muestran cuatro distribuciones anchas, ya que son los segundos protones emitidos a los tres estados excitados de  $^{29}\text{P}$  desde el estado intermedio de  $^{30}\text{S}$  poblado por la transición desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  por la transición de protón de 4200 keV.

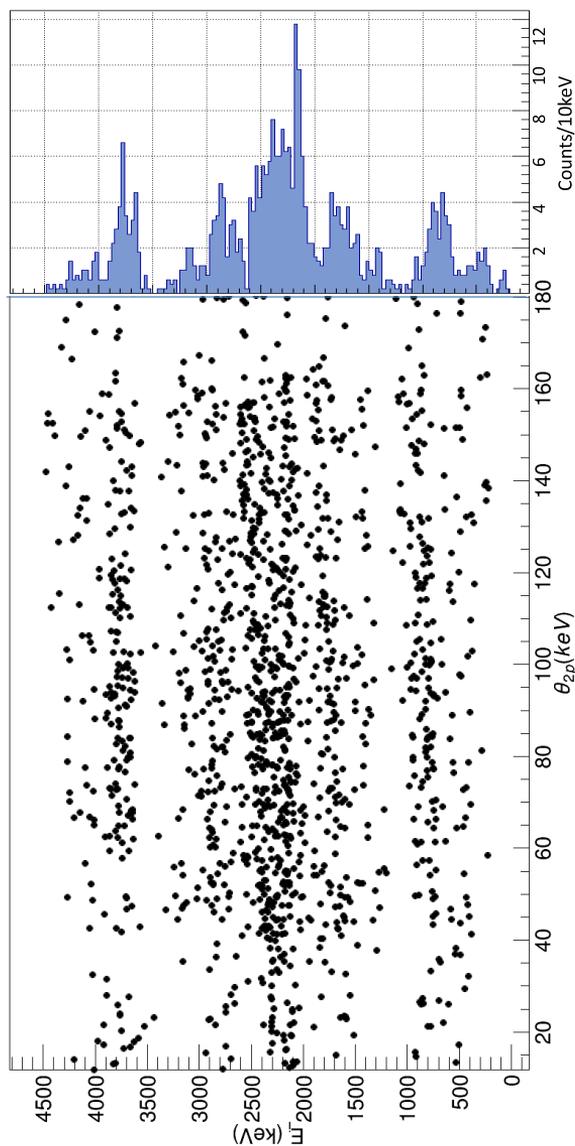
### 7.13.2 Estados de $^{30}\text{S}$ Estados poblados por transiciones tipo Gamow-Teller

En la figura 7.34 se muestra el ángulo relativo entre las parejas de protones emitidas frente a su energía para un valor de  $Q_{2p}$  de 2.7 MeV.



**Figura 7.34** – Energía frente al ángulo de las parejas de protones con valor  $Q_{2p}$  de 2.7 MeV. En este caso, solo hay una pareja de protones implicada en la emisión

Como en los estados poblados por transiciones tipo Fermi, sección 7.13.1, se ve que la emisión es claramente secuencial; el protón de más baja energía a 800 keV presenta una dependencia angular, mientras que el protón de 1812 keV es independiente del ángulo de emisión. En este caso, solo hay implicado un estado intermedio de  $^{30}\text{S}$  en la emisión a 5520 keV (ver sección 7.8.2). En la figura 7.35 el valor de  $Q_{2p}$  es 4.77 MeV y más estados son accesibles.



**Figura 7.35** – Energía frente al ángulo de las parejas de protones con valor  $Q_{2p}$  de 4.77 MeV. En este caso, el valor  $Q_{2p}$  más alto hace accesibles más estados, con lo que más transiciones participan en la desintegración.

## 7.14 Estudio de niveles en $^{30}\text{S}$ y $^{31}\text{Cl}$ próximos al umbral de emisión de partículas relevantes en astrofísica

En la tabla 7.6 se muestran los niveles identificados de  $^{30}\text{S}$  en este trabajo. En ella hay tres niveles justo por encima de la separación de protones, en los que se da competición entre la desexcitación por gamma o por emisión de protones ( $S_p=282.4(4)$  keV [KBB<sup>+</sup>14]); 4689(7) keV, 4810(7) keV y 5220(7) keV. Los dos primeros estados son de interés astrofísico, ya que dominan la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$ , reacción nuclear presente en novae; determinar las anchuras parciales de estas resonancias se vuelve importante por este motivo. En trabajos previos [SCK<sup>+</sup>13], [RB13], [ACTA<sup>+</sup>12] se han determinado las anchuras parciales de manera teórica y en el más reciente [KBB<sup>+</sup>13] solo se han podido establecer límites superiores o inferiores; lo nuevo que aporta este trabajo, es que podemos determinarlas por primera vez de manera experimental. Necesitamos las intensidades de las transiciones de protones emitidos desde estos estados de  $^{30}\text{S}$ , las intensidades de las transiciones de protones que pueblan dichos estados de  $^{30}\text{S}$ , las intensidades de las transiciones gamma que parten de dichos estados y las eficiencias de detección. La motivación e implicaciones astrofísicas del estudio de los niveles en  $^{30}\text{S}$  próximos al umbral de emisión de partículas se explica con más detalle en la sección 7.14.2.

### 7.14.1 Anchuras parciales relativas gamma y protón

#### Nivel 5220(7) keV en $^{30}\text{S}$

Numerosas transiciones de protones emitidos desde distintos estados de  $^{31}\text{Cl}$  pueblan este estado a 5220 keV. De todas estas transiciones de protones, una de las más intensas es la transición de protón de 1133(3) keV que se emite desde el estado a 6674(3) keV de  $^{31}\text{Cl}$  y puebla dicho estado a 5220 keV en  $^{30}\text{S}$ . Por otro lado, desde este estado excitado a 5220(7) keV se emite un protón de 800(7) keV. Este protón ha sido observado tanto en el espectro de protones, sección 7.1 como en los resultados de las correlaciones angulares, sección 7.13.2. Estas transiciones de protones de 1133(3) keV y 800(7) keV se han observado en coincidencia, poniendo como condición energética una ventana centrada en el protón de 800(7) keV, sección 7.8.2, es decir, hemos medido su correlación.

Podemos hallar la anchura parcial relativa gamma y proton, a partir de la intensidad de la transición de protón de 1133(3) keV y la intensidad de la transición de protón de 800(7) keV. Podemos determinar el área del pico de la transición de 1133(3) keV en los espectros de protones de los detectores DSSD1, DSSD4 y DSSD6, donde es visible. Asimismo, podemos calcular el área del pico de 800(7) keV en el espectro de coincidencias obtenido con la condición energética de una ventana centrada en la transición de protón de 1133(3) keV. Además, tenemos que corregir estas áreas por la eficiencia de detección; en el caso del área del pico del protón de 1133(3) keV tenemos que utilizar el ángulo sólido de los DSSD1, DSSD4 y DSSD6  $\Omega_{DSSD}$ , y en el caso de la transición de protón de 800(7) keV, tendremos que corregir por la eficiencia dada en la ecuación 7.16:

$$\epsilon_{pp} = \sum \Omega_{\text{DSSD}_i} \Omega_{\text{DSSD}_j} \quad (7.16)$$

donde  $i \neq j$  indican las parejas de los detectores incluidas en la coincidencia.

La diferencia de cuentas entre las dos áreas de las transiciones de protones de 1133(3) keV y 800(7) keV es la intensidad de la transición gamma que se emite desde estado, identificada en [LWW<sup>+</sup>12] con una energía de 3008.5(2) keV, que con nuestro montaje experimental no ha sido posible detectarla. De este modo, teniendo la intensidad gamma ( $I_\gamma$ ) y la intensidad del protón emitido desde este estado a 5220(7) keV ( $I_p$ ), podemos determinar la anchura parcial relativa gamma y protón, según la ecuación 7.22:

$$I_{\text{total}} = \frac{\text{Area}_{1133\text{keV}}}{\Omega_{\text{DSSD}}} \quad (7.17)$$

$$I_p = \frac{\text{Area}_{800\text{keV}}}{\epsilon_{pp}} \quad (7.18)$$

$$I_\gamma = I_{\text{total}} - I_p \quad (7.19)$$

$$\Gamma_p = \frac{I_p}{I_p + I_\gamma} \quad (7.20)$$

$$\Gamma_\gamma = \frac{I_\gamma}{I_p + I_\gamma} \quad (7.21)$$

$$\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_p} = \frac{I_\gamma}{I_p} \quad (7.22)$$

El valor que obtenemos para la anchura parcial es  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_p} = 0.89(3)$ . Los valores de trabajos previos están por debajo del valor aquí obtenido ( $0.34 \cdot 10^{-3}$  [SCK<sup>+</sup>13],  $0.7 \cdot 10^{-3}$  [ACTA<sup>+</sup>12] y  $0.93 \cdot 10^{-3}$  [RB13]). Nuestro valor también supera el límite superior de 0.5 del anterior trabajo [KBB<sup>+</sup>13].

### Nivel 4810(7) keV en $^{30}\text{S}$

La transición de protón de 6959(7) keV proveniente del IAS en  $^{31}\text{Cl}$  alimenta este estado a 4810(7) keV. Además, desde este estado hemos observado por primera vez en trabajos de desintegración beta el segundo protón emitido en el canal de sucesos de dos protones 7.8.1. Se ha hallado en el espectro de coincidencias protón-protón, con condición energética una ventana centrada en la transición de protón de 6959(7) keV. Como consecuencia el área de este segundo protón tendrá que ser corregido por la eficiencia dada en la ecuación 7.16: el valor que resulta de esta eficiencia de detección es  $\epsilon_{pp} = 16.37\%$ .

Podemos hallar la anchura parcial relativa gamma y proton, a partir del área del pico de la transición de protón de 6959(7) keV y el área del pico del segundo protón emitido identificado en coincidencia. Podemos determinar el área del pico de la transición de 6659(7) keV en los espectros de protones de los DSSD. Asimismo, podemos calcular el área del pico de 480(7) keV en el espectro de coincidencias obtenido con la condición energética de una

ventana centrada en la transición de protón de 6959(7) keV. La diferencia de cuentas entre el área de la transición de protón de 6959(7) keV y 480(7) keV es la intensidad de la transición gamma que se emite desde estado, identificada en [LWW<sup>+</sup>12] con una energía de 2598.6(4) keV, que con nuestro montaje experimental no ha sido posible detectarla. De este modo, teniendo la intensidad gamma y la intensidad del protón emitido desde este estado a 4810(7) keV, podemos determinar la anchura parcial relativa gamma y protón, según la ecuación 7.22:

$$I_{\text{total}} = \frac{\text{Area}_{6959\text{keV}}}{\Omega_{\text{DSSD}}} \quad (7.23)$$

$$I_{\text{p}} = \frac{\text{Area}_{480\text{keV}}}{\epsilon_{\text{pp}}} \quad (7.24)$$

$$I_{\gamma} = I_{\text{total}} - I_{\text{p}} \quad (7.25)$$

$$(7.26)$$

donde  $\Omega_{\text{DSSD}} = 45.49\%$ . Con este valor y las áreas de los picos de 6959(7) keV y 480(7) keV, obtenemos un valor de  $\frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\text{p}}} = 6.97(97)$ .

Los valores de trabajos previos están por debajo del valor aquí obtenido (1.3 [ACTA<sup>+</sup>12] y 2.3 [SCK<sup>+</sup>13]). Experimentalmente se establece que es menos probable la emisión de un protón de lo que determinan los modelos teóricos.

### Nivel 4690(7) keV en $^{30}\text{S}$

Las transiciones de protones de 2329(7) keV y 2254(4) keV provenientes de los estados a 7380(7) keV y 7302(7) keV en  $^{31}\text{Cl}$  respectivamente, pueblan el estado de 4689(7) keV. Ambas transiciones de protones se hallan en coincidencia con la gamma emitida desde este estado de 2478(4) keV, figura 7.16.

Podemos hallar la anchura parcial relativa gamma y proton, a partir del área del pico de la transición de protón de 2254(4) keV (o 2329(7) keV) y el área del pico de la gamma de 2478 keV identificada en coincidencia. Podemos determinar el área del pico de la transición de 2254(4) keV en los espectros de protones de los detectores DSSD. Asimismo, podemos calcular el área del pico de la gamma de 2478(4) keV en el espectro gamma de coincidencias obtenido con la condición energética de una ventana centrada en la transición de protón de 2254(4) keV. Además, tenemos que corregir estas áreas por la eficiencia de detección; en el caso del área del pico de protón de 2254(4) keV tenemos que utilizar el ángulo sólido de los DSSD  $\Omega_{\text{DSSD}}$  y en el caso de la transición gamma de 2478(4) keV, al ser vista en coincidencia protón-gamma tendremos que corregir por el ángulo sólido y por la eficiencia de los detectores de Germanio ( $\Omega_{\text{DSSD}} \cdot \epsilon_{\gamma}$ ).

La diferencia de cuentas entre el área de la transición de protón de 2254(4) keV y el área de la gamma de 2478(4) keV es la intensidad de la transición de protón que se emite desde estado, no observada en este trabajo. De este modo, teniendo la intensidad gamma

y la intensidad del protón emitido desde este estado a 4689(7) keV, podemos determinar la anchura parcial relativa gamma y protón, según la ecuación 7.22:

$$I_{\text{total}} = \frac{\text{Area}_{2254\text{keV}}}{\Omega_{\text{DSSD}}} \quad (7.27)$$

$$I_{\gamma} = \frac{\text{Area}_{2478\text{keV}}}{\Omega_{\text{DSSD}} \cdot \epsilon_{\gamma_{2478\text{keV}}}} \quad (7.28)$$

donde  $\epsilon_{\gamma_{2478\text{keV}}} = 0.0026$ ,  $\Omega_{\text{DSSD}} = 45.49\%$ . Con estos valores y las áreas de los picos de 2254(7) keV y de la transición gamma de 2478(4) keV, obtenemos un valor de  $\frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_p} = 11.9(30)$ .

Los valores de trabajos previos son 370 [SCK<sup>+</sup>13], 270 [RB13] y >5.3 [KBB<sup>+</sup>13]. Nuestro valor es compatible con el límite inferior dado por [KBB<sup>+</sup>13], alejándose de los resultados de los modelos teóricos.

### 7.14.2 Implicaciones en astrofísica

En entornos estelares explosivos, tales como las novas clásicas y estallidos de rayos X tipo I (XRB o X-ray Burst), tiene lugar la llamada nucleosíntesis explosiva. En las novas clásicas, sistema binario formado por una enana blanca que acumula materia de una próxima estrella compañera de la secuencia principal, se sintetizan elementos de masas intermedia a través del ciclo CNO caliente (T 0.1-0.4 GK) [BE08]. En los estallidos de rayos X, sistema binario formado por una estrella de neutrones y otra estrella compañera también de la secuencia principal, se sintetizan elementos hasta A=100 en tan solo 10-100 segundos gracias a la ruptura del ciclo CNO caliente en favor del proceso rp o captura rápida de protones (T>0.5 GK) [JMPI10, FST08]. Las reacciones nucleares que determinan la producción de los elementos formados en estos dos escenarios astrofísicos, son las reacciones termonucleares de captura radiativa en núcleos inestables [RB13]. Estas suelen estar dominadas por resonancias situadas justo por encima del umbral para la emisión de partículas, por lo tanto, es fundamental conocer las propiedades de dichos estados excitados. En concreto la reacción  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  influye de manera fundamental tanto en la producción de  $^{30}\text{S}$  en los estallidos de rayos X [JMPI10] como en la abundancia de silicio en las novas clásicas, siendo dominada por dos resonancias en  $^{30}\text{S}$  situadas entre 4.5 MeV y 5.5 MeV [SCC<sup>+</sup>10].

Experimentalmente, se ha observado una alta razón isotópica  $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$  y una razón  $^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$  cercana a los valores terrestres en algunos granos presolares [AGN<sup>+</sup>01]. Estos granos presolares son transportados por meteoritos y tienen inusuales abundancias isotópicas, de modo que provienen de entornos estelares previos a la formación del sistema solar (la materia que formó el sistema solar, se homogeneizó antes de su formación, de manera que las abundancias que se observan en el sistema solar, en el sol y planetas son las mismas, y se conocen como abundancia solar). Una alta acumulación de  $^{30}\text{Si}$ , escaso en la tierra, indica que estos granos pueden provenir de novas clásicas [AGN<sup>+</sup>01]. Teóricamente, con estudios de sensibilidad de la nucleosíntesis en novas, se puede explicar estas razones isotópicas considerando que la reacción  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  es más rápida que la desintegración beta de  $^{29}\text{P}$ , por lo que se acu-

mulará más cantidad de  $^{30}\text{Si}$  a través de la cadena de reacciones  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}(\beta^+)^{30}\text{P}(\beta^+)^{30}\text{Si}$  mientras que la cantidad de  $^{29}\text{P}$  decrecerá [ICJ<sup>+</sup>02]. Sin embargo, las incertidumbres altas con las que se calculan las tasas de reacción, resultan en cambios significativos en las abundancias por un factor 3 [ICJ<sup>+</sup>02]. Es por ello, que necesitamos un conocimiento más profundo de la reacción  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  y en concreto un estudio de las dos resonancias justo por encima del umbral de emisión de dos protones en  $^{30}\text{S}$ .

En el proceso rp presente en RXB,  $^{30}\text{S}$  es considerado un punto de espera [FTW04]: el bajo valor  $Q=284(7)$  keV [WCC<sup>+</sup>09] en la reacción  $^{30}\text{S}(p,\gamma)^{31}\text{Cl}$  establece un equilibrio  $^{30}\text{S}(p,\gamma)^{31}\text{Cl}(\gamma,p)^{30}\text{S}$  que lleva a la acumulación de  $^{30}\text{S}$  y la relativa larga vida media de  $^{30}\text{S}$  ( $t_{1/2}=1.178\text{s}$ ) es comparable con los tiempos de estallido de XRB, de varios segundos. Los puntos de espera influyen en la escala temporal de la explosión, la energía generada durante el estallido y las abundancias finales.  $^{30}\text{S}$  es producido por las secuencias,  $^{27}\text{Si}(p,\gamma)^{28}\text{P}(\gamma,p)^{29}\text{S}(\beta^+)^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  y  $^{26}\text{Si}(\alpha,\gamma)^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  [FST08]. Por tanto, la reacción  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  se convierte en una reacción fundamental para el flujo de reacción en este tipo de escenarios astrofísicos.

Por otro lado, en esta situación, una posible reacción  $^{30}\text{S}(\alpha,p)^{33}\text{Cl}$  puede servir para seguir con el proceso rp [LLA<sup>+</sup>14] y superar el punto de espera, sin embargo, a las temperaturas típicas de XRB ( $T=1\text{-}2\text{GK}$ ) dicha reacción ( $\alpha,p$ ) está inhibida por la barrera coulombiana [WCC<sup>+</sup>09]. Como consecuencia, se produce la desintegración beta  $^{30}\text{S}(\beta^+)^{30}\text{P}$ . De este modo, el flujo nuclear se detiene hasta el final de dicha desintegración beta. La propia reacción  $^{30}\text{S}(p,\gamma)$  puede servir para continuar con el proceso rp, dependiendo fuertemente de los estados excitados a baja energía de  $^{31}\text{Cl}$  [LLA<sup>+</sup>14]. Por tanto, es crucial obtener información sobre la estructura nuclear de  $^{31}\text{Cl}$  a bajas energías.

Iliadis et al. [IDS<sup>+</sup>01] encontró que la reacción  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  a temperaturas estelares está dominada por dos estados excitados en  $^{30}\text{S}$  con espines  $3^+$  y  $2^+$  y energías 4733(40) keV y 4888(40) keV. Experimentalmente, Bardayan et al. [BBF<sup>+</sup>07] observó un estado excitado a 4704(5) keV con un espín asignado  $3^+$ . Setoodehnia et al. [SCK<sup>+</sup>13] identificó dos estados a 4688.1(4) keV y 4809.8(6) keV con espines  $3^+$  y  $2^+$ , respectivamente y Lotay et al. [LWW<sup>+</sup>12] observó dos estados a 4687.6(2) keV y 4810.4(6) keV con espines  $3^+$  y  $2^+$ . El trabajo más reciente de desintegración beta solo confirmó la existencia de un estado a 4689.2(24) keV. Sin embargo, fue el primer trabajo en dar límites superiores o inferiores de las anchuras parciales relativas gamma y protón de las resonancias en  $^{30}\text{S}$  de manera experimental [KBB<sup>+</sup>13]: la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  se calcula con estas anchuras parciales de las resonancias (además de con la energía y espín de las mismas) y es preferible que sus valores sean experimentales. En este trabajo, hemos identificado dos estados a 4690(7) keV y 4810(7) keV y además hemos determinado de manera experimental las anchuras parciales relativas gamma y protón de dichos estados (no solo dando límites). Como consecuencia, nuestros valores tanto de la energía como de las anchuras parciales de estas dos resonancias justo por encima del umbral para la emisión de dos protones, pueden reducir la incertidumbre en la tasa de

reacción de  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  y dar valores más exactos de las abundancias isotópicas de silicio.

La reacción  $^{30}\text{S}(p,\gamma)^{31}\text{Cl}$  está dominada por el primer estado a más baja energía en  $^{31}\text{Cl}$  [WCC<sup>+</sup>09]. Axelsson et al. [AAB<sup>+</sup>98b] en un experimento de desintegración beta de  $^{31}\text{Ar}$  identificó un estado a 747 keV, a partir de una transición de protón de 446(15) keV, pero dicho nivel es excluido del cálculo de la distribución de intensidad Gamow Teller, por ser poblado por una transición beta prohibida. También se identificó un segundo estado excitado a 1749(5) keV a partir de la transición de un protón de 1415 keV asociado al estado fundamental en  $^{30}\text{S}$ . Fynbo et al. [FBA<sup>+</sup>00] también a través de la medida de la desintegración beta de  $^{31}\text{Ar}$  situó el primer estado excitado de  $^{31}\text{Cl}$  a 1754(3) keV a partir de la misma transición de protón de 1416(2) keV. En este trabajo, no se observó el estado a 747 keV. Langer et al. [LLA<sup>+</sup>14] a través del breakup de coulomb a altas energías en cinemática inversa, identificó dos estados a 782(32) keV y 1793(26) keV. Sin embargo, en nuestro trabajo, no hemos identificado estos estados a baja energía: la transición de protón de baja energía de 480(7) keV es asociada al canal 2p y la transición de protón de 1415(3) keV es asociada al estado a 3956 keV en  $^{31}\text{Cl}$  (no identificado previamente) y no al estado a 1754(3) keV. Por tanto, nuestro primer nivel excitado se encuentra a 2434(4) keV y el segundo a 3956(3) keV. La consideración de la distribución de estados en  $^{31}\text{Cl}$  a baja energía de este trabajo, puede modificar el cálculo de la tasa de reacción  $^{30}\text{S}(p,\gamma)^{31}\text{Cl}$  y como consecuencia puede cambiar la abundancia isotópica de silicio, calculada en [LLA<sup>+</sup>14] con los estados a 782(32) keV y 1793(26) keV, en [IDS<sup>+</sup>01] con los estados a 620(70) keV y 1400 keV y en [WCC<sup>+</sup>09] con los estados a 461(15) keV y 1462(5) keV.

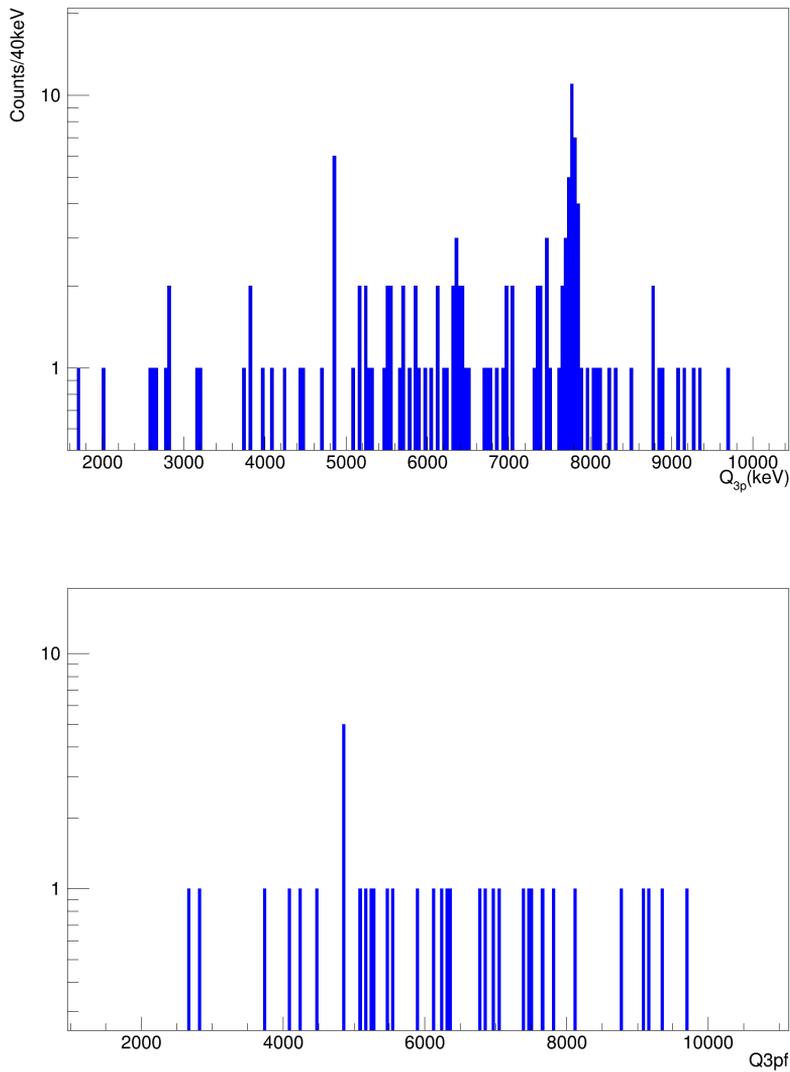
## 7.15 Emisión de tres protones

El canal de emisión de tres protones ha sido estudiado previamente mediante espectroscopía de protones en tres medidas experimentales [BDMD<sup>+</sup>92, FAA<sup>+</sup>99, KBB<sup>+</sup>14]. En el primero de estos estudios [BDMD<sup>+</sup>92], se realizaron simulaciones Monte Carlo para la estimación del valor de  $Q_{3p}$  y se determinó, basado únicamente en el análisis de energías, que la emisión de tres protones se daba fundamentalmente desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  al estado fundamental de  $^{28}\text{Si}$  con una razón de ramificación de 2.1(10)%. En el segundo trabajo [FAA<sup>+</sup>99], no se pudo determinar una razón de ramificación para el canal de desintegración de  $\beta 3p$ , sino que se dió un límite superior de  $1.1 \cdot 10^{-3}$ . Además, se observó que había muchos sucesos  $\beta$ -p-p que contaminaban el espectro de  $Q_{3p}$ . En el tercer trabajo [KBB<sup>+</sup>14], el más reciente, con más estadística que los anteriores, se ha determinado una razón de ramificación para este canal de 0.07(2)% y se ha visto por primera vez, como la emisión de tres protones no solo ocurre desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$ , sino que se da desde estados por encima de dicho nivel, con lo que hay una contribución a la intensidad Gamow-Teller desde dicho canal de emisión. Además de estos trabajos, existe otro estudio [PDF<sup>+</sup>12, LMD<sup>+</sup>15] en el que se ha fotografiado directamente la emisión, utilizando la cámara óptica OTPC, confirmando por primera vez que el canal de desintegración de tres protones está presente en  $^{31}\text{Ar}$ . Asimismo, se determinaron las razones de ramificación de los canales  $\beta p$ ,  $\beta 2p$  y  $\beta 3p$  de una manera más precisa pues se conoce el número de  $^{31}\text{Ar}$  que llegan a la cámara, es decir, se mide simultáneamente el número de

iones y los canales de desintegración. Sin embargo, no se obtiene información espectroscópica.

En este trabajo, siguiendo el procedimiento de los estudios anteriores, seleccionamos todos los posibles sucesos de tres protones, y calculamos la energía disponible para la emisión de tres protones,  $Q_{3p}$  con la ecuación 1.39. Esta ecuación es independiente del tipo de emisión y no necesitamos conocer los niveles resonantes intermedios de  $^{30}\text{S}$  o  $^{29}\text{P}$  (si la emisión es secuencial). El valor  $Q_{3p}$  se calcula a partir de las energías de los tres protones y los ángulos relativos entre los tres protones.

A continuación en la figura 7.36 mostramos dos espectros con el valor  $Q_{3p}$  obtenidos con dos tipos de umbrales de energía en los detectores; en un caso, para evitar al máximo la presencia de sucesos  $\beta$ -p-p, los umbrales de los detectores son altos y en otro caso, para no perder estadística, los umbrales elegidos fueron más bajos.



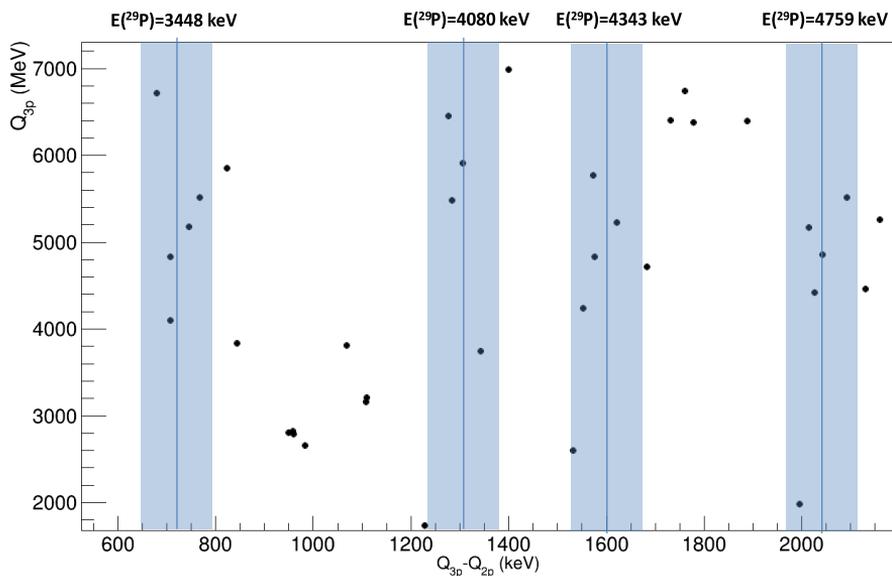
**Figura 7.36** – En la parte superior se muestran los valores  $Q_{3p}$  con los umbrales de energía de los detectores bajos,  $E_{DSSD4,DSSD6} > 200$  keV. Vemos como hay contaminación de sucesos en los que una beta está en coincidencia con un suceso de dos protones a una energía de 7.6 MeV (coincide con el pico a esta misma energía en el histograma de  $Q_{2p}$ , figura 7.24). A 4.89 MeV hay un claro pico que corresponde a los sucesos de emisión de tres protones. En la parte inferior se muestran los valores de  $Q_{3p}$  con los umbrales altos  $E_{DSSD4,DSSD6} > 500$  keV. La contribución de sucesos  $\beta$ -p-p desaparece, sin embargo, perdemos estadística debido al corte tan alto en energía. A pesar de esto, el pico a 4.85 MeV permanece dominando el espectro de  $Q_{3p}$ .

En ambas figuras se mantiene el pico de  $Q_{3p}$  en torno a 4.89 MeV. Si hacemos un cálculo rápido, este valor de  $Q_{3p}$  corresponde a la energía disponible desde transiciones del IAS hasta el estado fundamental de  $^{28}\text{Si}$ . En un principio se podría pensar que este pico se debe a suce-

tos  $\beta$ -p-p, ya que tenemos en el canal de desintegración de dos protones valores de  $Q_{2p}$  a 4.77 MeV. Sin embargo, con los umbrales muy altos, donde la contribución beta es nula, sigue estando presente. Además, en la figura con los umbrales más bajos, no se conserva la intensidad relativa de los picos a 7.6 MeV y 4.77 MeV que muestra la figura con los valores de  $Q_{2p}$ . Esto quiere decir que los sucesos cuyo valor  $Q_{3p}$  es 4.89 MeV son emisiones reales de tres protones, y no debido a la contaminación de sucesos  $\beta$ -p-p. Las energías de las transiciones de los tres protones que corresponden a este  $Q_{3p}$  a 4.89 MeV, tienen valores alrededor de 0.7 MeV para uno de los protones emitidos. Esto encaja con la energía de la transición de protón que se emite desde el estado 3447 keV de  $^{29}\text{P}$ . Por tanto, podemos inferir de los datos analizados, que la mayoría de las emisiones de tres protones suceden desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  y van al estado fundamental de  $^{28}\text{Si}$ , teniendo como estados intermedios niveles de alta energía de  $^{30}\text{S}$  entre 8 y 9 MeV y el nivel de 3447 keV de  $^{29}\text{P}$ . Los nuevos estados observados de  $^{30}\text{S}$  se encuentran en ese rango energético, por lo que pueden jugar un papel importante en la emisión de tres protones.

Podemos estimar el número de sucesos de tres protones que esperamos obtener; el número de iones  $^{31}\text{Ar}$  total es  $2.84 \cdot 10^5$  ( $2.84 \cdot 10^5$  corregido por ángulo sólido) y según [LMD<sup>+</sup>15] la razón de ramificación para este canal de desintegración es 0.07%, por tanto esperamos un total de 44 eventos. Entre 4.3 MeV y 5.5 MeV, región que corresponde a las transiciones de tres protones desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$ , tenemos 23 cuentas de las 40 totales (eliminando la mayor parte de sucesos ( $\beta$ -p-p), por lo que hay sucesos de emisión de tres protones, que se emiten desde estados por encima del IAS de  $^{31}\text{Cl}$  poblados por transiciones beta tipo Gamow-Teller. Esto ya ha sido observado por [KBB<sup>+</sup>14], en este trabajo lo confirmamos con más evidencia experimental.

Otra alternativa de determinar los estados intermedios de  $^{29}\text{P}$ , es representando el valor de  $Q_{3p}$  en función de la diferencia  $Q_{3p}-Q_{2p}$ , donde  $Q_{2p}$  es calculado para estos sucesos de tres protones con todas las posibles combinaciones, ya que no sabemos cuál de los tres ha sido emitido primero. En principio, las primeras dos partículas emitidas deberían tener las energías más altas, sin embargo, esta suposición no tiene que ser cierta para todos los sucesos. Dicha diferencia en energías, nos dará los niveles excitados de  $^{29}\text{P}$  que participan en este canal de desintegración. Podemos ver este cálculo en la figura 7.37.



**Figura 7.37** –  $Q_{3p}$  en función de la diferencia  $Q_{3p} - Q_{2p}$ . Las líneas junto con las regiones sombreadas en azul corresponden a los estados excitados en  $^{29}\text{P}$ , cuya energía es indicada en la parte superior de la imagen.

En la figura 7.37, los puntos tienden a agruparse en valores de  $Q_{3p} - Q_{2p}$  que coinciden con cuatro estados excitados de  $^{29}\text{P}$ . Por tanto, hay evidencias de que estos cuatro estados participan en el mecanismo de emisión de tres protones.



---

## Capítulo 8

### Conclusiones

El estudio presentado en este trabajo ha aportado nuevos datos sobre la desintegración de los núcleos exóticos  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ , núcleos emisores de protones tras la desintegración beta. Los objetivos de este trabajo han sido determinar las resonancias de  $^{29}\text{P}$ ,  $^{30}\text{S}$ ,  $^{31}\text{Cl}$  y  $^{33}\text{Cl}$  pobladas en la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ , respectivamente, así como estudiar el mecanismo de emisión múltiple de protones para el caso de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ . Para alcanzar dichos objetivos, la metodología seguida ha sido la preparación, selección de detectores atendiendo a su respuesta y resolución, estudio de la geometría, realización de un experimento en ISOLDE-CERN, su posterior análisis y la interpretación física de los resultados.

En el experimento IS577 se han utilizado cinco detectores de Silicio segmentados (DSSD) para la detección de protones, cuatro de ellos en combinación con cuatro detectores no segmentados (PAD) en configuración telescopio. Este sistema de detección rodea al blanco de implantación de carbono, donde los núcleos de interés, en este caso  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$  se detienen y se desintegran. Para la realización de este experimento se ha diseñado una cámara de implantación/detección, denominada MAGISOL Si-plugin Chamber, diseñada por nosotros dentro de la colaboración internacional MAGISOL. Lo novedoso de esta cámara es el uso de PCB (Printed Circuit Board) evitando el cableado (minimizando el ruido electrónico) y la flexibilidad de poder cambiar la configuración de los detectores, tan solo cambiando una de las PCB. Esta geometría rígida delimitada por la PCB añade fiabilidad y reproducibilidad al sistema. Alrededor de la cámara se colocaron 4 detectores de Germanio también segmentados (cada detector tiene 4 cristales) para la detección de radiación gamma. Con esta configuración de detectores ha sido posible realizar coincidencias protón-gamma y coincidencias protón-protón, para la identificación de los estados excitados de los núcleos hijo de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ . La necesidad de haces puros e intensos, nos ha hecho recurrir a ISOLDE, instalación de producción de haces radioactivos tipo ISOL (Isotope Separation On Line) localizada en el CERN. La cámara MAGISOL Si-plugin ha sido instalada en la estación permanente ISOLDE Decay Station (IDS), situada en ISOLDE. Esta estación permanente dedicada a estudios de desintegración beta es de tipo modular y permite realizar diferentes tipos de medidas, cambiando los detectores que rodean al punto de implantación y manteniendo al menos los 4 detectores de HPGe. IS577 es el primer experimento de emisión de partículas cargadas en

coincidencia con radiación gamma que se ha llevado a cabo con éxito en la estación IDS. El experimento, tuvo una duración de 6 días y se midieron diferentes isótopos del argón, así como  $^9\text{C}$ , también emisor de protones.

El análisis de los datos de la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$  objeto de este trabajo de tesis tiene dos partes bien diferenciadas. La primera parte se centra en la calibración energética y geométrica de los detectores, así como en la obtención de la eficiencia del sistema y su respuesta a distinto tipo de coincidencias. Estos resultados se comparan con los esperados usando el programa de simulación GEANT4; comprobar y corroborar los resultados experimentales con lo esperado por las simulaciones nos da confianza en nuestro sistema experimental. En la segunda parte, se explican las condiciones de selección de sucesos aplicados a los espectros de protones de los detectores de Silicio así como las técnicas de análisis utilizadas: coincidencias protón-gamma, protón-protón, correlaciones angulares, etc. Gracias a la eficiencia del dispositivo experimental, se han podido obtener espectros de protones de gran calidad, con baja contribución de positrones y con gran resolución en los que hemos podido identificar nuevas transiciones de protones tanto a bajas como a altas energías. Los detectores de partículas utilizados en este experimento fueron el resultado de un estudio exhaustivo de los mismos realizado en nuestro laboratorio de Madrid, donde se investigó su respuesta a partículas cargadas (con una fuente  $\alpha$  priorizando aquellos de mayor eficiencia y mejor resolución).

Los resultados obtenidos han sido la observación de nuevas transiciones de protones y la identificación de nuevos estados excitados de  $^{30}\text{S}$ ,  $^{31}\text{Cl}$  y  $^{33}\text{Cl}$  con sus correspondientes asignaciones de espín, la obtención de la distribución de la intensidad Gamow-Teller para  $^{33}\text{Cl}$ , el cálculo de las vidas medias de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$  así como la determinación del mecanismo de emisión de dos protones estudiado para diversas transiciones en el caso de  $^{31}\text{Ar}$ . A continuación, explicamos con más detalle dichos resultados:

### $^{33}\text{Ar}$

- Se ha obtenido la vida media de  $^{33}\text{Ar}$  a partir de las transiciones de protones, de modo que estamos seguros que no hay contribución de otras componentes y que toda la variación temporal se debe únicamente a la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ . Su valor, (173.4(9) ms) se ha comparado con otros valores obtenidos en otras medidas experimentales (182(5) ms, 178(10) ms, 178(5) ms, 173(2) ms y 174.1(11) ms) corroborando resultados previos.
- Se han identificado las transiciones de protones más intensas confirmando los resultados previos. El rango de identificación de protones se sitúa entre 0.5 MeV y 10 MeV para el caso de  $^{33}\text{Ar}$ .
- Se han identificado un total de 13 nuevas transiciones de protones de baja energía y de media energía en la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ . El estudio de las coincidencias protón/gamma en  $^{33}\text{Cl}$  ha permitido, asociar dos estas transiciones a estados de  $^{33}\text{Cl}$  ya

conocidos y las otras restantes se han asociado a 11 nuevas resonancias en  $^{33}\text{Cl}$  en el rango de energías de 2.5 MeV a 10 MeV. Las nuevas resonancias en  $^{33}\text{Cl}$  se sitúan a 3308(7) keV, 4197(4) keV, 5497(7) keV, 6082(4) keV, 7209(2) keV, 8497(7) keV, 9311(7) keV, 9378(7) keV, 9627(7) keV, 9706(7) keV y 9915(7) keV.

- Se ha realizado la asignación de espín y paridad de estas nuevas resonancias de  $^{33}\text{Cl}$  en base a las energías de los protones emitidos desde dichas resonancias, barrera coulombiana y los valores de logft de dichos estados excitados en  $^{33}\text{Cl}$ .
- Hemos obtenido la distribución de intensidad Gamow-Teller para el núcleo de  $^{33}\text{Ar}$  y la hemos comparado con la obtenida en el trabajo experimental más reciente sobre este núcleo y ambas son compatibles y muy similares, aunque en este trabajo hemos podido aumentar la distribución a energías de excitación superiores.
- Se ha discutido el posible efecto de mezcla de isospín en el estado análogo (IAS) en  $^{33}\text{Cl}$  del estado fundamental de  $^{33}\text{Ar}$  con otros estados concluyéndose que con la información disponible, no existe ningún nivel del mismo espín-paridad suficientemente próximo en energía para que la mezcla de isospín pueda ser significativa con niveles adyacentes.

---

### $^{31}\text{Ar}$

- Gracias a las coincidencias protón-gamma en la desintegración de  $^{31}\text{Ar}$ , ha sido posible establecer seis nuevos estados resonantes en  $^{31}\text{Cl}$  comprendidos entre 7 y 9 MeV de energía de excitación. En concreto las energías de estos seis estados son 3956(6) keV, 6733(7) keV, 7047(7) keV, 7302(4) keV, 8620(7) keV, 8860(7) keV, 9176(7) keV, 9254(7) keV y 12112(7) keV.
- Mediante dos métodos distintos, coincidencias protón-protón por un lado y utilizando el valor  $Q_{2p}$  por otro, se han determinado los estados de  $^{30}\text{S}$ . Se han visto tres niveles nuevos de  $^{30}\text{S}$  a altas energías por encima de 8 MeV ampliando el rango energético de conocimiento de la estructura de  $^{30}\text{S}$ . Las energías de estos estados son 8138(7) keV, 8720(14) keV y 9000(14) keV.
- Se ha observado una gran fragmentación en la desintegración desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  a los estados de  $^{30}\text{S}$ . 17 transiciones de protones son emitidas desde el IAS de  $^{31}\text{Cl}$ , de las cuales, 5 pertenecen al canal  $\beta 1p$ , 11 pertenecen al canal  $\beta 2p$  y 1 al canal  $\beta 3p$ .
- Gracias a la alta estadística se han obtenido correlaciones angulares de numerosas transiciones y hemos podido estudiar el mecanismo de emisión de dos protones, observándose que es principalmente secuencial.
- Se ha confirmado la emisión de un protón de tan sólo 480 keV desde el estado 4810 keV de  $^{30}\text{S}$  poblado por la transición de protón de 6959 keV. Es la primera vez que se observa emisión protónica desde este estado, en el que se da competición entre la desexcitación por emisión gamma (ya observada). Nótese que es un protón de muy baja

energía. Su determinación ha sido solo posible gracias a la calidad de los detectores, el cuidado en la determinación de los umbrales de detección y una gran elaboración de análisis desarrollada en el trabajo de esta tesis.

- Hemos determinado por primera vez de manera experimental la anchura parcial de protones y gammas en los estados de  $^{30}\text{S}$  situados justo por encima de la energía de separación de protón a energías de 5220(7) keV, 4810(7) keV y 4689(7) keV. El estado a 5220(7) keV es poblado por numerosas transiciones de protones provenientes de distintos estados de  $^{31}\text{Cl}$ , de energías 1133(3) keV, 1300(14) keV, 1812(7) keV, 1923(7) keV, 2329(7) keV, 3017(7) keV, 3250(7) keV, 3629(4) keV, 3806(7), 6398(7) y 6550(7) keV. El estado a 4810(7) keV es poblado a través de la transición de protón de energía 6959(7) keV asociada al IAS de  $^{31}\text{Cl}$  y el estado a 4689(7) keV es poblado a través de la transición de protón de energía 7079(7) keV también asociada al IAS de  $^{31}\text{Cl}$ . El valor de la anchura parcial en el estado a 5220(7) keV es 0.89(3) superior a los valores obtenidos en trabajos previos ( $0.34 \cdot 10^{-3}$   $0.7 \cdot 10^{-3}$   $0.93 \cdot 10^{-3}$  de los modelos teóricos y límite superior de 0.5 en la medida más reciente experimental). El valor de la anchura parcial en el estado a 4810(7) keV es 6.97(97) también superior a los valores obtenidos los modelos teóricos (1.2 y 2.3). Por último el valor de la anchura parcial del estado a 4689(7) keV es 11.9(30), alejándose también de los valores de los modelos teóricos (370, 270) y compatible con el límite inferior de la más reciente medida experimental  $>5.3$ . Experimentalmente se establece que es menos probable la emisión de un protón en los estados a 5220(7) keV y 4810(7) keV de lo que determinan los modelos teóricos, mientras que es más probable dicha emisión de un protón en el estado a 4689(7) keV de lo que determinan dichos modelos, siendo compatible este hecho con las medidas previas experimentales (para el caso de 4689(7) keV).
- El estudio de las propiedades de estos estados en  $^{30}\text{S}$  justo por encima del umbral para la emisión de partículas es muy importante para la astrofísica nuclear, puesto que se ha comprobado que dominan la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  presente en entornos estelares como novae. Nuestra determinación experimental de los valores de las anchuras parciales puede reducir la incertidumbre en los valores de la tasa de reacción de  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$ , previamente calculada con valores teóricos de las anchuras parciales. Como consecuencia, podemos reducir también el error en los valores de las abundancias isotópicas de Silicio. También es importante estudiar los niveles a baja energía en  $^{31}\text{Cl}$ , puesto que a temperaturas estelares dominan la reacción de  $^{30}\text{S}(p,\gamma)^{31}\text{Cl}$  presente en escenarios astrofísicos como XRB tipo I. En este trabajo, no ha sido posible identificar ningún nivel en  $^{31}\text{Cl}$  a muy baja energía, de manera que esto afectará a la tasa de reacción de  $^{30}\text{S}(p,\gamma)^{31}\text{Cl}$ , y por ende al cálculo de las abundancias isotópicas de Silicio.
- Con respecto al canal de emisión de tres protones de  $^{31}\text{Ar}$ , se ha observado que conecta el IAS de  $^{31}\text{Cl}$  con el estado fundamental de  $^{28}\text{Si}$  teniendo como estado intermedio el nivel a 3447(7) keV de  $^{29}\text{P}$ , a partir de la determinación de la energía disponible para la emisión de tres protones  $Q_{3p}$ . Al mismo tiempo, tenemos evidencias de que el segundo protón emitido pueda poblar los 2 siguientes estados excitados de  $^{29}\text{P}$  a 4080(7) keV y

---

4759(7) keV, así como el nivel de  $^{29}\text{P}$  justo por encima de la energía de separación de protón, a 3110(7) keV, gracias a la diferencia  $Q_{3p}-Q_{2p}$ , que corresponde a la energía del nivel poblado en  $^{29}\text{P}$  menos la energía de separación de protón de  $^{28}\text{Si}$ .

-----

Podemos concluir que este trabajo ha cumplido sobradamente los objetivos planteados inicialmente. Por una parte hemos mejorado notablemente nuestro conocimiento de la estructura de los dos isótopos de interés,  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$ : se han obtenido sus vidas medias, se han identificado nuevas transiciones de protones en la desintegración de ambos núcleos, se han identificado nuevos estados en los núcleos hijo de  $^{31}\text{Ar}$  y  $^{33}\text{Ar}$  y se han asignado sus correspondientes espines y paridades, se ha calculado la distribución de intensidad Gamow-Teller, se ha estudiado el mecanismo de emisión múltiple de partículas, siendo principalmente secuencial, etc. Esto es de vital importancia para contrastar y limitar los estudios teóricos de los distintos modelos nucleares e interacciones. Y por último y no menos importante, hemos aportado nuevos datos nucleares de especial relevancia en los cálculos de los procesos de nucleosíntesis explosiva (proceso rp) cerca de la línea de goteo de protones.



---

## Conclusions

The study presented in this work has provided new information on the decay of the exotic nuclei  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ , beta-delayed proton emitters. The aims of this work were to determine the resonances of  $^{29}\text{P}$ ,  $^{30}\text{S}$ ,  $^{31}\text{Cl}$  and  $^{33}\text{Cl}$  populated in the decay of  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ , respectively, as well as the study of the mechanism of multiple emission of protons in  $^{31}\text{Ar}$ . In order to achieve these objectives, the methodology followed was the preparation, selection of detectors attending to their response and resolution, setup and execution of an experiment in ISOLDE-CERN, the corresponding analysis and the physical interpretation of the results.

In the IS577 experiment, five Double Sided Silicon Strip detectors (DSSD) were used for the proton detection, four of them backed by un-segmented silicon detectors (PAD) in telescope configuration. This detection system surrounds the implantation target, where the nuclei of interest,  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ , decay at rest. This Si-array was located inside the new implantation/detection chamber, MAGISOL Si-plugin Chamber, designed by us within the international collaboration MAGISOL. The laboratory work was performed in Madrid (CSIC) mounting, optimizing and checking the set-up. With this novel system the use of cabling is avoided by fitting the detectors directly in the optimum positions onto a Printed Circuit Board PCB. Further, in this way, different detector layouts can easily be used and rapidly exchanged just by exchanging the different PCB of each layout. The use of PCB adds reliability and reproducibility to the system. To complete the set-up, 4 segmented Germanium detectors (each detector has 4 crystals) surround the chamber to provide high  $\gamma$ -ray detection efficiency. With this detector array it has been possible to do proton-gamma and proton-proton coincidences, for the search of the excited states in the daughter nuclei of  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ . The need for pure and intense beams has led us to take advantage of ISOLDE, an ISOL (Isotope Separation On Line) facility for the production of radioactive beams located at CERN. The MAGISOL Si-plugin Chamber has been installed in the permanent station ISOLDE Decay Station (IDS), located in ISOLDE. This permanent station is dedicated to beta decay studies. It is modular and different kind of measurements can be done just by changing the detectors surrounding the point of implantation. IS577 is the first multi-particle emission experiment performed successfully at the IDS. The experiment runned for 6 days and different isotopes of argon were measured.

The analysis of the data of the decay of  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ , consists of two well differentiated parts. The first part focuses on the energy and geometrical calibration of the detectors, as well

as on the efficiency of the system and its response to different types of coincidences. These results are compared with those expected using the GEANT4 simulation toolkit. In the second part, the conditions of the event selection applied to the proton spectra of the silicon detectors are explained. In addition the analysis techniques used are described: proton-gamma and proton-proton coincidences, angular correlations, etc. Thanks to the efficiency of the set-up, it has been possible to obtain high quality spectra, with low positron contribution and with high resolution. Therefore, we have been able to identify new transitions of protons both at low and high energies. The particle detectors used in this experiment were the result of an exhaustive study carried out in our laboratory at Madrid.

The results obtained have been the observation of new proton transitions and the identification of new excited states of  $^{31}\text{Cl}$  and  $^{33}\text{Cl}$  with their corresponding spin assignments. As a consequence, we are able to determine the distribution of the Gamow-Teller intensity for  $^{33}\text{Cl}$ . Besides this, the calculation of the half-lives of  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$  and the determination of the emission mechanism of two protons are determined. In detail:

### $^{33}\text{Ar}$

- The half-life of  $^{33}\text{Ar}$  has been obtained from the proton transitions, with no contribution from other components. This value (173.4(9) ms) has been compared with those obtained in other experimental measurements (182(5) ms, 178(10) ms, 178(5) ms, 173(2) and 174.1(11) ms) corroborating previous results.
- The most intense proton transitions have been identified, confirming the previous results. The proton energy range is between 0.5 MeV and 10 MeV for the case of  $^{33}\text{Ar}$ .
- A total of 13 new transitions of low and medium energy protons in the decay of  $^{33}\text{Ar}$  have been identified. The study of the proton/gamma coincidences in  $^{33}\text{Cl}$  has allowed associating two of these transitions to states of  $^{33}\text{Cl}$  already known and the other remaining ones have been associated with 11 new resonances in  $^{33}\text{Cl}$  ranging from 2.5 MeV to 10 MeV. The energies of these resonances are 3308(7) keV, 4197(4) keV, 5497(7) keV, 6082(4) keV, 7209(2) keV, 8497(7) keV, 9311(7) keV, 9378(7) keV, 9627(7) keV, 9706(7) keV and 9915(7) keV.
- The spin and parity assignment of these new resonances of  $^{33}\text{Cl}$  has been made. The discussion as a function of proton energies, logft values and coulomb/centrifugal barriers has been presented.
- We have obtained the Gamow-Teller strength for the nucleus  $^{33}\text{Cl}$  and we have compared it with the distribution obtained in the last experimental work on this nucleus; both are compatible and very similar.
- The effect of isospin-mixing in the analog state (IAS) in  $^{33}\text{Cl}$  has been discussed. We conclude that with the available information, there is no state with the same spin-parity close enough in energy to produce this effect.

- - -

### <sup>31</sup>Ar

- Thanks to the proton-gamma coincidences in the decay of <sup>31</sup>Ar, it has been possible to establish six new resonant states in <sup>31</sup>Ar in the range from 7 up to 9 MeV of excitation energy. The energies of these resonant states are 3956(6) keV, 6733(7) keV, 7047(7) keV, 7302(4) keV, 8620(7) keV, 8860(7) keV, 9176(7) keV, 9254(7) keV and 12112(7) keV.
- By means of two different methods, proton-proton coincidences on the one hand and using the value  $Q_{2p}$  on the other hand, the states of <sup>30</sup>S have been determined. Three new levels of <sup>30</sup>S at high energies above 8 MeV have been observed extending the known energy range in the <sup>30</sup>S structure. The energies of these new states are 8138(7) keV, 8720(14) keV and 9000(14) keV.
- A large fragmentation has been observed in the decay from the IAS of <sup>31</sup>Cl to the states of <sup>30</sup>S. 17 proton transitions are emitted from the IAS of <sup>31</sup>Cl; 5 belong to the  $\beta 1p$  decay channel, 11 belong to the  $\beta 2p$  decay channel y 1 belong to the  $\beta 3p$  channel.
- Thanks to the high statistics, angular correlations of numerous transitions have been obtained and we have been able to study the emission mechanism of two protons, observing that it is mainly sequential.
- The emission of a proton of only 480 keV has been confirmed from the 4810 keV state of <sup>30</sup>S populated by the proton transition of 6959 keV. It is the first time that proton emission is observed from this state, in which there is competition between de-excitation by gamma emission (already observed). Note that it is a very low energy proton. Its determination has only been possible thanks to the high quality of the detectors, the low energy thresholds and a complex elaboration of analysis developed in the work of this thesis.
- We have experimentally determined for the first time the partial width of protons and gammas in the states of <sup>30</sup>S located just above the proton separation energy at energies of 5220(7) keV, 4810(7) keV and 4690(7) keV. The value of the partial width of the 5220-keV level is 0.89(3) higher than the values obtained in previous works ( $0.34 \cdot 10^{-3}$   $0.7 \cdot 10^{-3}$   $0.93 \cdot 10^{-3}$  from theoretical models and the experimental upper limit of 0.5). The value of the partial width of the 4810-keV level is 6.97(97) higher than the values obtained in the theoretical models (1.2 and 2.3). Finally, the value of the partial width of the 4690-keV level is 11.9(30). This value deviates from the values of the theoretical models (370, 270) and it is compatible with the experimental upper limit (>5.3). It has been shown experimentally that the emission of a proton from the 5220-keV level and 4810-keV level is less likely than what is determined by the theoretical models, while the proton emission from the 4690 keV-level is more likely. This fact is compatible with the previous experimental measurements (for the case of 4690-keV level).

- The study of the properties of these states in  $^{30}\text{S}$  just above the proton threshold is very important for nuclear astrophysics, since they have been found to dominate the reaction rate of the  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  reaction present in stellar environments as novae. Our experimental determination of the values of partial widths can reduce the uncertainty in the values of the reaction rate of the  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  reaction. The reaction rate has been previously calculated using partial widths based on the shell model and experimental values are clearly preferred. As a consequence, we can also reduce the error in the values of silicon isotopic abundances. It is also important to study the low energy levels in  $^{31}\text{Cl}$ , since at stellar temperatures they dominate the  $^{30}\text{S}(p,\gamma)^{31}\text{Cl}$  reaction present in astrophysical scenarios as XRB type I. In this work, it has not been possible to identify any low energy level in  $^{31}\text{Cl}$ , so that this will influence the rate of the  $^{30}\text{S}(p,\gamma)^{31}\text{Cl}$  reaction, and therefore it will influence to the calculation of silicon isotopic abundances.
- With respect to the three-proton emission channel of  $^{31}\text{Ar}$ , it has been observed that it connects the IAS of  $^{31}\text{Ar}$  with the ground state of  $^{28}\text{Si}$  going through the level at 3447(7) keV in  $^{29}\text{P}$ . At the same time, we have evidence that the second proton emitted can populate the next 2 excited states at 4080(7) keV and 4759(7) keV and the excited state at 3110(7) keV just above the proton threshold in  $^{29}\text{P}$ .

-----

We can conclude that this work has largely fulfilled the initial objectives. On the one hand, we have significantly improved our knowledge of the nuclear structure of the two isotopes of interest,  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ : their half-lives have been determined, new transitions of protons have been identified in the disintegration of both nuclei, new states have been identified in the daughter nuclei of  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$  and their corresponding spins and parities have been assigned, the Gamow-Teller intensity distribution has been calculated, the mechanism of multiple emission of particles has been studied, being mainly sequential, etc. This is of vital importance to contrast and to constrain the theoretical studies of the different nuclear models and interactions. And last but not least, we have provided new nuclear data of special relevance in the calculations of explosive nucleosynthesis processes (rp process) near the proton dripline.

---

## Capítulo 9

# Apéndice

### 9.1 Sistemas de post-aceleración de haz en ISOLDE

#### 9.1.1 REX-ISOLDE

El proyecto REX-ISOLDE fue aprobado en 1994 y es operacional desde 2001. Reacelera los haces radiactivos producidos en ISOLDE hasta una energía de  $3MeV/u$  y masa  $A=220$  [Bor16]. Se han producido más de 100 haces radiactivos diferentes, desde He hasta Ra. Por medio de REXTRAP (Penning trap) y REXEBIS (fuente de ionización por haz de electrones), el haz de iones radiactivos en carga inicial  $1^+$  se compacta (se acumula y se enfría) y se ioniza, resultando un haz de iones de alto estado de carga  $n^+$  (llegando a poder estar con todos sus electrones arrancados). Dicho haz pasa por un imán para la separación electromagnética en masas y después se introduce en el acelerador lineal NC-LINAC, de 10 metros, que consta de: un cuadrupolo de radiofrecuencia (RFQ), estructura interdigital tipo H, y resonadores (9-GAP y 7-GAP resonators). Este haz, llega al blanco de la zona experimental y a los detectores. Mayormente, los detectores que se han usado han sido MINIBALL y TREX, principalmente para excitación Coulombiana y reacciones de transferencia.

Sin embargo, estas energías limitan las posibles reacciones de estudio a masas en torno  $A=100$ , de hecho REX-ISOLDE fue concebido para estudiar excitación coulombiana y reacciones de transferencia de neutrones para isótopos ligeros ( $A<52$ ). Con el nuevo proyecto de HIE-ISOLDE, se ha alcanzado energías mucho mayores  $5MeV/u$ , con lo que accedemos a estudiar isótopos más pesados y además accedemos a nuevos canales de reacción. De esta forma, se pretende que los estudios de reacciones nucleares tengan más peso en el programa físico de ISOLDE, que actualmente constituyen tan solo una pequeña parte [ea17a].

Como REX-ISOLDE, hay otras instalaciones de postaceleración con la técnica ISOL, como ISAC1-TRIUMF (Vancouver, Canadá), HRIBF-ORNL (Tennessee, USA) SPIRAL-GANIL (Ganil, Francia), ATLAS-Exotic Beam Facility-ANL (Illinois, USA), CYCLONE (Louvain-la-Neuve, Bélgica), o EXCYT-INFN (Catania, Italia).

### 9.1.2 HIE-ISOLDE

HIE-ISOLDE es un proyecto de expansión y actualización de la existente infraestructura REX-ISOLDE [Col15, BR16]. Los objetivos que dan sentido a dicho proyecto son varios:

- Aumento de la energía hasta 10 MeV/u y posibilidad de deceleración de haces hasta 0.8 MeV/u
- Aumento de la intensidad primaria de haz (LINAC4 y PSB)
- Aumento de la pureza y la calidad del haz

Estos objetivos se traducen en:

- Haz continuo de energías desde 0.8 MeV/u hasta 10 MeV/u, que permite estudiar excitaciones coulombianas y reacciones de transferencia en átomos pesados.
- Un aumento de la producción de los haces radioactivos
- Mayor selectividad en el isótopo de interés.

Fue aprobado por el CERN en el 2009 y en 2014 comenzó el montaje de los primeros elementos que conforman la línea. Es un proyecto complejo, que ha requerido de tres fases de desarrollo y cuya principal novedad es la construcción de un acelerador lineal superconductor, SC-LINAC. Esta técnica fue desarrollada en el CERN, para las cavidades del antiguo acelerador LEP [BCH84] y su diseño está basado en las establecidas en la instalación SPIRAL. Además, dicho proyecto se verá afectado por el reemplazo de LINAC2 (2uA) por LINAC4 (6uA en 2020) y por las mejoras en el PSB (pasaremos de energía de 1.4 GeV a 2 GeV en 2024). Por tanto, se estudian nuevos blancos para una óptima producción, ajustándose a la nueva intensidad.

En la primera fase (2015-2016), se han mantenido todos los elementos anteriores de REX-ISOLDE y se han añadido dos criomódulos o módulos superconductores que contienen las cavidades de RF de aceleración y el solenoide superconductor. Con solo el primer módulo instalado (2015), se aceleró por primera vez un haz en HIE-ISOLDE. Se utilizó Miniball para estudiar excitación Coulombiana en  $^{74,76}\text{Zn}$  con blancos pesados (2.85-4 MeV/u). En 2016 se completó esta primera etapa colocando el segundo criomódulo y la energía máxima alcanzada es de 5.5 MeV/u. En la segunda fase (2017) se instaló el tercer criomódulo y la energía máxima se amplió a 7.3 MeV/u. En la tercera fase (2018), se mantendrán algunos módulos de REX-ISOLDE como la RFQ o la estructura interdigital H, se eliminarán los resonadores 7-gap y 9-gap y se sustituirán por otros tres módulos superconductores que permiten la deceleración del haz.

Las líneas experimentales son tres:

- En una de ellas se seguirá utilizando MINIBALL

- En la segunda de ellas se instalará ISS (ISOLDE Super Solenoid) durante el shutdown del LHC
- En la última se podrá utilizar SEC, una cámara de detección para diferentes intereses y experimentos.

Nuestro grupo está envuelto muy activamente en HIE-ISOLDE, en concreto, en la línea donde está SEC. Hemos instalado en ella la electrónica y diseñado diferentes set-up para esta cámara de detección, en colaboración con otros grupos de investigación (Huelva, Aarhus). Hemos participado en los experimentos realizados en las diferentes fases explicadas anteriormente: IS561 (2016, reacciones de transferencia con  $9\text{Li}$ ), IS619 (efectos del halo en  $^{15}\text{C}$  en energías alrededor de la barrera coulombiana). Además, cinco empresas españolas están implicadas en este proyecto: ANTEC, AVS, CADINOX, ELYTT y TRINOS Vacuum.

Existen otras instalaciones de postaceleración análogas a HIE-ISOLDE, como SPIRAL2-GANIL (Francia), SPES-INFN-LNL (Italia), ISAC2-TRIUMF (Canadá), o MAFF (Alemania). Estas, están colaborando en proyecto común EURISOL, instalación global a nivel europeo que use la técnica ISOL.

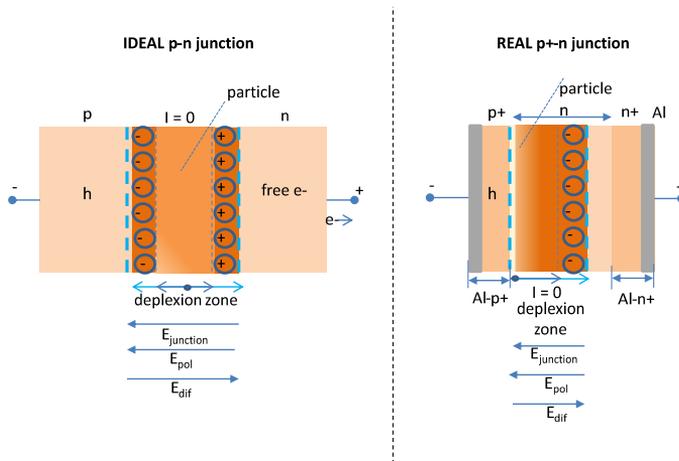
## 9.2 Detectores semiconductores: union p-n

Como es conocido, los materiales semiconductores intrínsecos, no conducen la corriente eléctrica, ya que la banda de valencia y la banda de conducción están separadas por un gap, y los electrones sin ayuda extra, no pueden saltar de una a la otra, como sí sucede en el caso de los metales. Para conseguir que los electrones puedan superar esta energía de separación entre bandas, se los dopa introduciendo átomos o impurezas donadoras o aceptoras, en la red del semiconductor, de tal forma que haya electrones libres de más energía que pueden saltar a la banda de conducción o bien huecos extra a los que puedan saltar los electrones de conducción. Por tanto, dependiendo del tipo de dopante (átomos trivalentes o pentavalentes), tendremos un semiconductor con exceso de electrones, tipo n, o con exceso de huecos, o tipo p. Imaginemos que juntamos físicamente dos materiales de estas características; un tipo n con un tipo p. Al haber exceso de carga en uno de ellos, los electrones van a ir por difusión de la zona con más (tipo p) a la zona donde haya menos (tipo n) y ocupen los numerosos huecos de los dopantes. De este modo, se creará una zona en la unión entre los dos materiales semiconductores, que llamaremos zona de carga espacial o zona de depleción, donde no haya cargas libres, pero que tienen iones positivos y negativos y su número aumentará cuantos más electrones pasen; como resultado, se creará un campo eléctrico que tenderá a frenar el movimiento de los electrones de una zona a otra. Este punto es el fundamental para la detección de las partículas cargadas de nuestro interés; la zona de depleción es sensible a la radiación, al despositar en ella la energía de la partícula, se crearán pares electrón-hueco que son recogidos por los contactos y formarán las señales eléctricas que más tarde se digitalizan y se analizan. Cuanta más grande es la zona de depleción, más zona sensible a la radiación tengo, por lo tanto, nuestro objetivo a la hora de medir, será hacer máximo su ensanchamiento (lo ideal es que ocupe todo el volumen del detector). Para ello, tendremos

que polarizar inversamente al detector, de forma que ayudemos a que los electrones en exceso salgan del tipo n y vayan a ocupar los huecos de la zona n. Por tanto, pondremos una batería cuyo polo positivo esté conectado a la zona n, y atraiga a esos electrones mayoritarios. El polo negativo irá conectado a la zona p y cederá estos electrones libres a los huecos de la zona p. Con esta configuración, el proceso se repite hasta que el potencial de la batería sea igual al potencial de la carga espacial.

Este es el funcionamiento básico de un detector de semiconductor, pero en la realidad, no es posible juntar físicamente dos materiales de este modo para producir la unión semiconductor-semiconductor. Para su fabricación, utilizamos las llamadas uniones de un solo lado n<sup>+</sup>-p o p<sup>+</sup>-n. Son uniones de semiconductores muy asimétricas, en las que una zona, está fuertemente dopada con respecto a la otra (por eso la notación p<sup>+</sup> o n<sup>+</sup>). En esta situación, la zona de depleción principalmente se forma hacia la zona menos dopada y la poca que crea en la zona fuertemente dopada puede ser despreciable. Podemos tomar esta aproximación como buena, dado el fuerte dopaje del material, que casi se comporta como un metal y en ellos no se da carga espacial. La zona menos dopada, será lo que llamaremos sustrato tipo p(n) del detector, y por diferentes técnicas sobre este material base, se depositarán los materiales muy dopados por diferentes técnicas (difusión, implantación de iones...).

Por último, los materiales semiconductores, como hemos mencionado al principio tienen un gap o separación entre la banda de valencia y de conducción; es lo suficientemente grande como para que en estado intrínseco no puedan conducir la electricidad, pero lo suficientemente pequeño, como para que se produzca ruido térmico, o creación de pares electrón-hueco por efecto de la temperatura. Esto hace que haya una pequeña corriente de fuga en la zona de depleción aun polarizado inversamente. Por ello, estos detectores son enfriados con nitrógeno líquido. Esta situación es más crítica para los detectores de germanio, cuyo gap es muy pequeño (0.66 V frente a 1.22 V en silicio).



**Figura 9.1** – Descripción gráfica de la unión p-n básica a la izquierda, a la derecha descripción gráfica de la unión p<sup>+</sup>+n utilizada en la realidad para la construcción de los dispositivos.

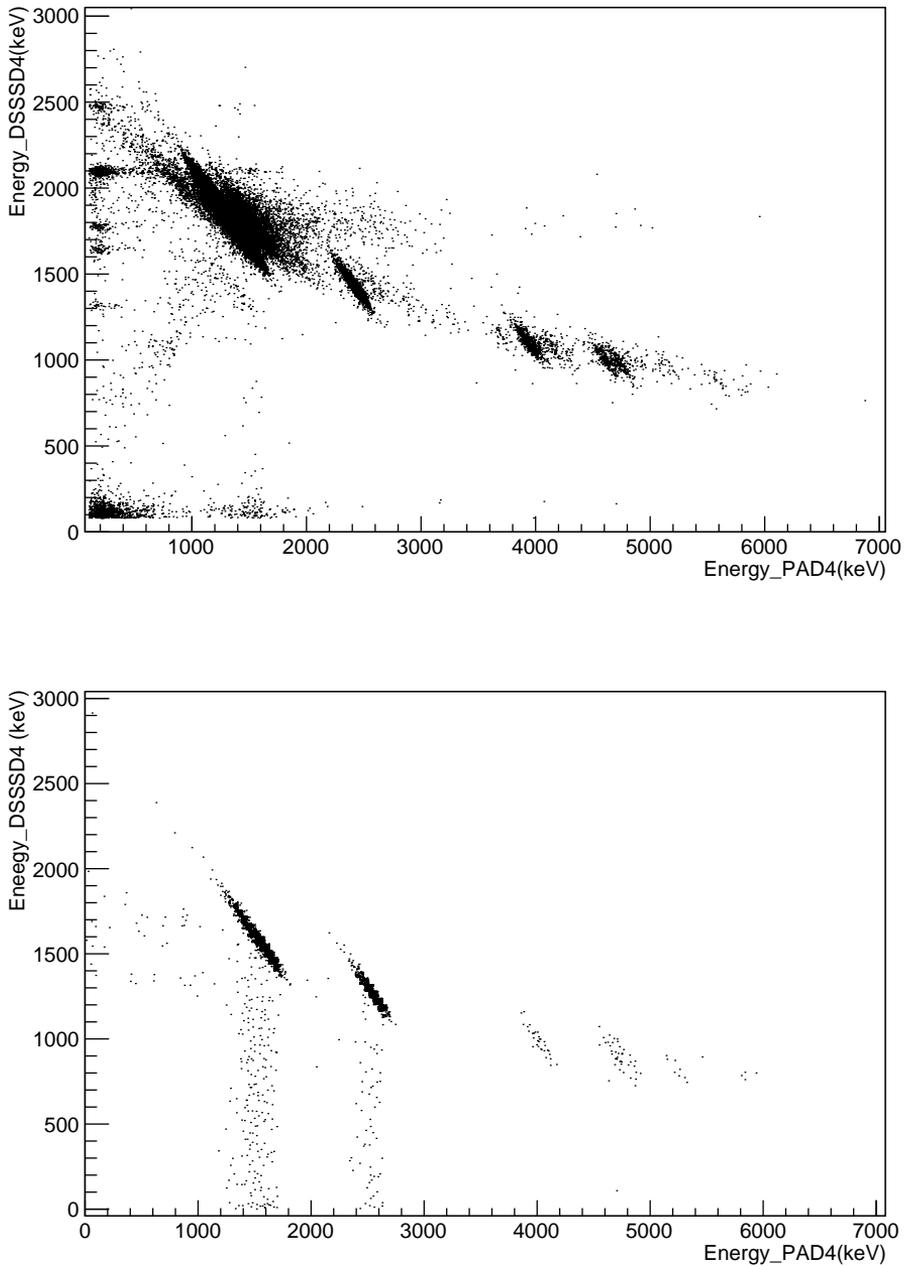
Una vez que se han recogido los pares electrón-hueco que se forman al paso de la radiación es necesario extraerlos del detector, en concreto de la zona de carga espacial. Para eso, se emplean los contactos omhicos antes mencionados, de forma que los electrones y huecos sean transmitidos con facilidad. Se trata de la unión de estas zonas fuertemente dopadas con un metal (como aluminio u oro...) que siguen la ley de Ohm. Cuanto más dopado es el material semiconductor, los contactos ohmicos se forman más rápidamente y los electrones pueden moverse más fácilmente de la banda de conducción del semiconductor al metal (y viceversa) por efecto túnel. En particular, si tenemos un silicio de sustrato tipo n, lo más usual es depositar encima de la capa del semiconductor muy dopado el metal, que normalmente es Aluminio.

### 9.3 GEANT4

GEANT4 [CER15] es una herramienta informática para la simulación del paso de las partículas a través de la materia utilizando métodos de Monte Carlo. Ha sido desarrollada por el CERN en lenguaje C++ y su mantenimiento depende de la colaboración internacional Geant4. Es utilizada tanto para física de altas energías, como para física nuclear, médica o de materiales. Esta herramienta es muy completa, proporciona la posibilidad de tratar con geometrías complejas de dispositivos experimentales, cuenta con las funciones respuesta de los detectores (simula la respuesta del detector como si se tratara de uno real al paso de partículas) e incluye modelos físicos con las interacciones y procesos de desintegración, de manera que se puede realizar un seguimiento de las partículas a través del dispositivo simulado y grabar los detalles de cada suceso ocurrido. Tanto las trayectorias de las partículas como la geometría de los detectores se puede visualizar con programas externos como Open GL u otros. Para la creación de histogramas y espectros de energía, tenemos que recurrir a programas externos como ROOT, también desarrollado por el CERN.

En este trabajo se ha simulado todo el dispositivo experimental para la espectroscopía de partículas cargadas con los DSSD y PAD en sus posiciones reales junto con la lámina de implantación en su soporte. Se han lanzado protones de varias energías contra la lámina de implantación, correspondientes a las observadas en la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$  y  $^{31}\text{Ar}$  y esto nos ha servido para calcular la eficiencia de detectar un protón en nuestro dispositivo, es decir, hemos determinado los ángulos sólidos de los DSSD, ver sección 5.3.1. En la simulación, no se considerado espacio entre bandas en los DSSD, de manera que la superficie simulada para estos detectores es  $49.5 \times 49.5 \text{ mm}^2$ . Además se ha considerado que los PAD son del mismo tamaño.

Con esta configuración de detectores hemos comprobado que a distintas energías de protones la eficiencia apenas varía, como es de esperar para este tipo de detectores y que los ángulos sólidos calculados son los mismos que los calculados de manera geométrica. En la figura 9.2 se muestran dos espectros bidimensionales correspondiente al telescopio DSSD4+PAD4 obtenidos de los datos experimentales y de las simulaciones.



**Figura 9.2** – En la parte superior de la figura se muestra el espectro bidimensional en el que se representan las energías de los detectores que forman el telescopio DSSD4 y PAD4 ( $67 \mu\text{m}$ ) del dispositivo experimental. En la parte inferior de la figura se muestra el mismo espectro bidimensional que resulta de la simulación con GEANT4. Nótese que solo hemos introducido en la simulación los protones más intensos de la desintegración de  $^{33}\text{Ar}$ . Vemos como el espectro simulado reproduce los datos experimentales.

---

## Bibliografia

- [AAB<sup>+</sup>98a] L. Axelsson, J. Aysto, U.C. Bergmann, M.J.G. Borge, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo, A. Honkanen, P. Hornshoj, A. Jokinen, B. Jonson, I. Martel, I. Mukha, T. Nilsson, G. Nyman, B. Petersen, K. Riisager, M.H. Smedberg, and O. Tengblad. Two-proton emission in the decay of  $^{31}\text{Ar}$ . *Nuclear Physics A*, 628(3):345–362, 1998.
- [AAB<sup>+</sup>98b] L. Axelsson, J. Aysto, M.J.G. Borge, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo, A. Honkanen, P. Hornshoj, A. Jokinen, B. Jonson, and P.O. Lipas. Beta decay of  $^{31}\text{Ar}$ . *Nuclear Physics A*, 634(4):475–496, 1998.
- [ACTA<sup>+</sup>12] S. Almaraz-Calderon, W.P. Tan, A. Aprahamian, M. Beard, G.P.A. Berg, B. Bucher, M. Couder, J. Görres, S. O’Brien, D. Patel, et al. Level structure of  $^{30}\text{S}$  and its importance in the  $^{30}\text{S}(\alpha, p)$ ,  $^{29}\text{P}(p, \gamma)^{30}\text{S}$  reaction rates. *Physical Review C*, 86(6):065805, 2012.
- [ADRA<sup>+</sup>10] N. Adimi, R. Dominguez-Reyes, M. Alcorta, A. Bey, B. Blank, M.J.G. Borge, F. de Oliveira Santos, C. Dossat, H.O.U. Fynbo, J. Giovinazzo, et al. Detailed beta-decay study of  $^{33}\text{Ar}$ . *Physical Review C*, 81(2):024311, 2010.
- [AGG<sup>+</sup>70] U. Abbondanno, R. Giacomich, L. Granata, M. Lagonegro, G. Poiani, P. Blasi, and R.A. Ricci. Isospin-forbidden analogue resonances in  $^{33}\text{Cl}$  i.—the lower  $T=3/2$  analogue resonance. *Il Nuovo Cimento A (1965-1970)*, 70(3):391–404, 1970.
- [AGN<sup>+</sup>01] S. Amari, X. Gao, L.R. Nittler, E. Zinner, J. José, M. Hernanz, and R.S. Lewis. Presolar grains from novae. *The Astrophysical Journal*, 551(2):1065, 2001.
- [AHSM76] M.M. Aleonard, P.H. Hubert, L. Sarger, and P. Memnath. Etude des Etats excités du  $^{33}\text{Cl}$  a laide de la reaction  $^{32}\text{S}(p, \gamma)^{33}\text{Cl}$ . *Nuclear Physics A*, 257(3):490–516, 1976.
- [ALP<sup>+</sup>73] U. Abbondanno, M. Lagonegro, G. Pauli, G. Poiani, and R.A. Ricci. Isospin-forbidden analog resonances in  $^{33}\text{Cl}$  ii. levels of  $^{33}\text{Cl}$  and higher  $T=3/2$  resonances. Technical report, Univ., Trieste, Italy, 1973.
- [APB74] U. Abbondanno, G. Poiani, and P. Blasi.  $\gamma$ -decay of the lowest  $T=3/2$  - state of  $^{33}\text{Cl}$ . *Lettere al Nuovo Cimento (1971-1985)*, 11(10):481–485, 1974.

- [Apdg08] C. Amsler and (particle data group). Review of particle physics. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 667(1-5):1–6, 2008.
- [BAB<sup>+</sup>99] U.C. Bergmann, L. Axelsson, M.J.G. Borge, V.N. Fedoseyev, C. Forssén, H.O.U. Fynbo, S. Grévy, P. Hornshøj, Y. Jading, B. Jonson, et al. New information on  $\beta$ -delayed neutron emission from  $^{12,14}\text{Be}$ . *Nuclear Physics A*, 658(2):129–145, 1999.
- [BB08] B. Blank and M.J.G. Borge. Nuclear structure at the proton drip line: Advances with nuclear decay studies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 60(2):403–483, 2008.
- [BB17] M.J.G. Borge and Jonson B. ISOLDE past, present and future. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 44:044011, 2017.
- [BBF<sup>+</sup>07] D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, R.P. Fitzgerald, W.R. Hix, K.L. Jones, R.L. Kozub, J.F. Liang, R.J. Livesay, M. Zhanwen, L.F. Roberts, et al.  $^{30}\text{S}$  studied with the  $^{32}\text{S}(p, t)^{30}\text{S}$  reaction and the  $^{29}\text{P}(p, \gamma)^{30}\text{S}$  reaction rate. *Physical Review C*, 76(4):045803, 2007.
- [BCH84] C. Benvenuti, N. Circelli, and M. Hauer. NIOBIUM FILMS FOR SUPERCONDUCTING ACCELERATING CAVITIES. *Appl. Phys. Lett.*, 45:583–584, 1984.
- [BDE<sup>+</sup>87] M.J.G. Borge, P. Dessagne, G.T. Ewan, P.G. Hansen, A. Huck, B. Jonson, G. Klotz, A. Knipper, S. Mattsson, G. Nyman, et al. Study of the Giant Gamow-Teller Resonance in nuclear beta decay: the case of  $^{33}\text{Ar}$ . *Physica Scripta*, 36(2):218, 1987.
- [BDMD<sup>+</sup>92] D. Bazin, R. Del Moral, J. P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, M. S. Pravikoff, R. Anne, P. Bricault, C. Detraz, M. Lewitowicz, Y. Zheng, D. Guillemaud-Mueller, J. C. Jacmart, A. C. Mueller, F. Pougheon, and A. Richard. Decay modes of  $^{31}\text{Ar}$  and first observation of beta-delayed three-proton radioactivity. *Phys. Rev. C*, 45:69–79, Jan 1992.
- [BE08] M.F. Bode and A. Evans. *Classical novae*, volume 43. Cambridge University Press, 2008.
- [BFT03] U.C. Bergmann, H.O.U. Fynbo, and O Tengblad. Use of Si strip detectors for low-energy particles in compact geometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 515(3):657–664, 2003.
- [BGJ<sup>+</sup>90] M.J.G. Borge, H. Gabelmann, L. Johannsen, B. Jonson, G. Nyman, K. Riisager, and O. Tengblad. The decay of  $^{31}\text{Ar}$ . *Nuclear Physics A*, 515(1):21 – 30, 1990.

- [BJP<sup>+</sup>87] V. Borrel, J.C. Jacmart, F. Pougheon, A. Richard, R. Anne, D. Bazin, H. Delagrangé, C. Detraz, D. Guillemaud-Mueller, A.C. Mueller, E. Roeckl, M.G. Saint-Laurent, J.P. Dufour, F. Hubert, and M.S. Pravikoff. Beta-delayed proton decay of the  $T_z = -5/2$  isotope  $^{31}\text{Ar}$ . *Nuclear Physics A*, 473(2):331 – 341, 1987.
- [BJP<sup>+</sup>91] V. Borrel, J.C. Jacmart, F. Pougheon, R. Anne, C. Detraz, D. Guillemaud-Mueller, A.C. Mueller, D. Bazin, R. Del Moral, J.P. Dufour, F. Hubert, M.S. Pravikoff, and E. Roeckl.  $^{31}\text{Ar}$  and  $^{27}\text{S}$ : Beta-delayed two-proton emission and mass excess. *Nuclear Physics A*, 531(2):353 – 369, 1991.
- [BM98] A. Bohr and B.R. Mottelson. *Nuclear structure*, volume 1. World Scientific, 1998.
- [Bor16] M. J. G. Borge. Highlights of the ISOLDE facility and the HIE-ISOLDE project. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* 376:408–412, 2016.
- [BR97] Rene Brun and Fons Rademakers. ROOT-An Object Oriented Data Analysis Framework,. <https://root.cern.ch/>, Dec 1997. Accessed on 2018-04-29.
- [BR16] M.J.G. Borge and K. Riisager. HIE-ISOLDE, the project and the physics opportunities. *The European Physical Journal A*, 52(11):334, 2016.
- [CAE15] CAEN. Electronic instrumentation. <http://www.caen.it/cssite>, Dec 2015. Accessed on 2018-04-29.
- [CAN14] CANBERRA. IDS clover detectors. <http://www.canberra.com/products/detectors/special-ge-si-li-detectors.asp>, Dec 2014. Accessed on 2018-04-29.
- [cen08] cenbg. Beta-delayed charged particle emission. <http://www.cenbg.in2p3.fr/desir/Beta-delayed-charged-particle>, Dec 2008. Accessed on 2018-04-29.
- [CER15] CERN. Simulation toolkit. <https://geant4.web.cern.ch/>, Dec 2015. Accessed on 2018-04-29.
- [CGCR72] J.M.G. Caraça, R.D. Gill, A.J. Cox, and H.J. Rose. Gamma decay of low-lying states in  $^{30}\text{S}$  and  $^{34}\text{Ar}$ . *Nuclear Physics A*, 193(1):1–13, 1972.
- [Col12a] ISOLDE Collaboration. ISOLDE web page. <http://isolde.web.cern.ch/facility>, Dec 2012. Accessed on 2018-04-29.
- [Col12b] ISOLDE Collaboration. ISOLDE within CERN web page. <https://home.cern/about/experiments/isolde>, Dec 2012. Accessed on 2018-04-29.
- [Col14] ISOLDE Collaboration. IDS web page. <http://isolde-ids.web.cern.ch/isolde-ids/>, Dec 2014. Accessed on 2018-04-29.

- [Col15] HIE ISOLDE Collaboration. HIE-ISOLDE within CERN web page. <https://hie-isolde-project.web.cern.ch/about-hie-isolde>, Dec 2015. Accessed on 2018-04-29.
- [CS11] Jun Chen and Balraj Singh. Nuclear Data Sheets for A= 33. *Nuclear Data Sheets*, 112(6):1393–1511, 2011.
- [DBT<sup>+</sup>99] G Duchêne, FA Beck, PJ Twin, G De France, D Curien, L Han, CW Beausang, MA Bentley, PJ Nolan, and J Simpson. The clover: a new generation of composite Ge detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 432(1):90–110, 1999.
- [ea17a] A Di Pietro et al. Physics with post-accelerated beams at ISOLDE: nuclear reactions. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 44:044013, 2017.
- [ea17b] Y Kadi et al. Post-accelerated beams at ISOLDE. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 44:084003, 2017.
- [EBG<sup>+</sup>88] P.M. Egun, C.E. Brient, S.M. Grimes, S.K. Saraf, and H. Satyanarayana. Spectroscopy of unbound isobaric analog states via  $^{28}\text{Si}(d, n)^{29}\text{P}$  and  $^{32}\text{S}(d, n)^{33}\text{Cl}$  reactions. *Physical Review C*, 38(6):2495, 1988.
- [EGD<sup>+</sup>72] S.A. Elbakr, C. Glavina, W.K. Dawson, V.K. Gupta, W.J. McDonald, and G.C. Neilson. Levels of  $^{33}\text{Cl}$  via the  $^{32}\text{S}(d, n)^{33}\text{Cl}$  reaction. *Canadian Journal of Physics*, 50(7):674–683, 1972.
- [EIR72] M.A. Eswaran, M. Ismail, and N.L. Ragoowansi. Studies on analog states in  $^{33}\text{Cl}$  by isospin-forbidden resonances in the reaction  $^{32}\text{S}(p, \gamma)^{33}\text{Cl}$ . *Physical Review C*, 5(4):1270, 1972.
- [FAA<sup>+</sup>99] H. O. U. Fynbo, L. Axelsson, J. Aysto, M. J. G. Borge, L. M. Fraile, A. Honkanen, P. Hornshøj, Y. Jading, A. Jokinen, B. Jonson, I. Martel, I. Mukha, T. Nilsson, G. Nyman, M. Oinonen, K. Riisager, T. Siiskonen, M. H. Smedberg, O. Tengblad, and F. Wenander.  $^{31}\text{Ar}$  examined: new limit on the beta-delayed three-proton branch. *Phys. Rev. C*, 59:2275–2277, Apr 1999.
- [FBA<sup>+</sup>00] H.O.U. Fynbo, M.J.G. Borge, L. Axelsson, J. Aysto, U.C. Bergmann, L.M. Fraile, A. Honkanen, P. Hornshøj, Y. Jading, A. Jokinen, B. Jonson, I. Martel, I. Mukha, T. Nilsson, G. Nyman, M. Oinonen, I. Piqueras, K. Riisager, T. Siiskonen, M.H. Smedberg, O. Tengblad, J. Thaysen, and F. Wenander. The  $\beta^2p$  decay mechanism of  $^{31}\text{Ar}$ . *Nuclear Physics A*, 677(1):38 – 60, 2000.
- [FP74] L.K. Fifield and A.R. Poletti. A study of excited states in  $^{33}\text{Cl}$  by elastic proton scattering on  $^{32}\text{S}$ . *Nuclear Physics A*, 220(1):183–190, 1974.

- [FST08] J.L. Fisker, H. Schatz, and F.K. Thielemann. Explosive Hydrogen Burning during Type I X-Ray bursts. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 174(1):261, 2008.
- [FTW04] J.L. Fisker, F.K. Thielemann, and M. Wiescher. The nuclear reaction waiting points:  $^{22}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Si}$ ,  $^{30}\text{S}$ , and  $^{34}\text{Ar}$  and bolometrically double-peaked type I X-Ray bursts. *The Astrophysical Journal Letters*, 608(1):L61, 2004.
- [GAO<sup>+</sup>00] A. Garcia, E.G. Adelberger, C. Ortiz, H.E. Swanson, M. Beck, O. Tengblad, M.J.G. Borge, I. Martel, and H. Bichsel. Positron-neutrino correlations in  $^{32}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$  decays: Probes of scalar weak currents and nuclear isospin mixing. *Hyperfine Interactions*, 129(1-4):237–248, 2000.
- [Gar17] R. Garg. *Hoyle state rotational excitation studied via beta-triple-alpha angular correlations*. PhD thesis, University of York, 2017.
- [GBB<sup>+</sup>07] J. Giovinazzo, B. Blank, C. Borcea, G. Canchel, J.C. Dalouzy, C.E. Demonchy, F. de Oliveira Santos, C. Dossat, S. Grévy, L. Hay, et al. First direct observation of two protons in the decay of  $^{45}\text{Fe}$  with a Time-Projection chamber. *Physical review letters*, 99(10):102501, 2007.
- [GBD<sup>+</sup>18] R. Garg, C. Barton, C.A. Diget, S. Courtin, G. Fruet, H.O.U. Fynbo, A. Howard, A. Illana, D.G. Jenkins, I. Marroquin, et al. Rotational excitation of the hoyle state in  $^{12}\text{C}$ . In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 940, page 012043. IOP Publishing, 2018.
- [GK15a] Mesytec GmbH and Co. KG. Electronic instrumentation. <https://www.mesytec.com/>, Dec 2015. Accessed on 2018-04-29.
- [GK15b] Mesytec GmbH and Co. KG. Electronic instrumentation. [https://www.gsi.de/en/work/research/experiment\\_electronics/data\\_processing/data\\_analysis/the\\_go4\\_home\\_page.htm?C=0](https://www.gsi.de/en/work/research/experiment_electronics/data_processing/data_analysis/the_go4_home_page.htm?C=0), Dec 2015. Accessed on 2018-04-29.
- [Gol60] V.I. Goldansky. On neutron-deficient isotopes of light nuclei and the phenomena of proton and two-proton radioactivity. *Nuclear Physics*, 19:482–495, 1960.
- [Gol66] V.I. Goldanskii. Modes of radioactive decay involving proton emission. *Annual review of nuclear science*, 16(1):1–30, 1966.
- [GSI15a] GSI. NURDLIB Library. <http://web-docs.gsi.de/~land/nurdlib/>, Dec 2015. Accessed on 2018-04-29.
- [GSI15b] GSI. TRLO2 firmware. <http://fy.chalmers.se/~f96hajo/trloii/>, Dec 2015. Accessed on 2018-04-29.
- [GSI15c] GSI. VULOM module. [https://www.gsi.de/en/work/research/experiment\\_electronics/digital\\_electronic/digital\\_electronics/modules/vme/vulom/vulom4b.htm](https://www.gsi.de/en/work/research/experiment_electronics/digital_electronic/digital_electronics/modules/vme/vulom/vulom4b.htm), Dec 2015. Accessed on 2018-04-29.

- [HAA<sup>+</sup>96] A. Honkanen, L. Axelsson, J. Aysto, M.J.G. Borge, B. Jonson, A. Jokinen, I. Martel, G. Martinez-Pinedo, I. Mukha, T. Nilsson, et al. Fine structure in the beta-delayed proton decay of <sup>33</sup>Ar. *Nuclear physics A*, 611(1):47–55, 1996.
- [HAW<sup>+</sup>17] W.J. Huang, G. Audi, Meng Wang, F.G. Kondev, S. Naimi, and Xing Xu. The AME2016 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data; and adjustment procedures. *Chinese Physics C*, 41(3):030002, 2017.
- [HESC71] J.C. Hardy, J.E. Esterl, R.G. Sextro, and J. Cerny. Isospin purity and delayed-proton decay: <sup>17</sup>Ne and <sup>33</sup>Ar. *Phys. Rev. C*, 3:700, 1971.
- [HT09] J.C. Hardy and I.S. Towner. Superallowed  $0^+ \rightarrow 0^+$  nuclear  $\beta$  decays: A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model. *Physical Review C*, 79(5):055502, 2009.
- [HV65] J.C. Hardy and R.I. Verrall. Delayed protons following the decay of <sup>33</sup>Ar. *Canadian Journal of Physics*, 43(3):418–421, 1965.
- [IC16] Andreyev A. et al. IDS Collaboration, Lund M.V. Beta-delayed proton emission from <sup>20</sup>Mg. *Eur. Phys. J. A*, 52(11):304, 2016.
- [ICJ<sup>+</sup>02] C. Iliadis, A. Champagne, J. Jordi, S. Starrfield, and P. Tupper. The effects of thermonuclear reaction rate variations on nova nucleosynthesis: a sensitivity study. *Astrophysical Journal Supplement series*, 142(1):105–137, 2002.
- [IDS<sup>+</sup>01] C. Iliadis, J.M. DAuria, S. Starrfield, W.J. Thompson, and M. Wiescher. Proton-induced thermonuclear reaction rates for  $A = 20$ –40 nuclei. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 134(1):151, 2001.
- [ILC<sup>+</sup>10] C. Iliadis, R. Longland, A.E. Champagne, C. Alain, and R. Fitzgerald. Charged-particle thermonuclear reaction rates: II. Tables and graphs of reaction rates and probability density functions. *Nuclear Physics A*, 841(1-4):31–250, 2010.
- [JMPI10] J. José, F. Moreno, A. Parikh, and C. Iliadis. Hydrodynamic Models of Type I X-ray bursts: Metallicity effects. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 189(1):204, 2010.
- [JR10] B. Jonson and K. Riisager. The ISOLDE facility. *Scholarpedia*, 5(7):9742, 2010. revision #90796.
- [KAH73] E. Kuhlmann, W. Albrecht, and A. Hoffmann. The  $\gamma$ -ray decay of levels in <sup>30</sup>S. *Nuclear Physics A*, 213(1):82–96, 1973.
- [KBB<sup>+</sup>13] G.T. Koldste, B. Blank, M.J.G. Borge, J.A. Briz, M. Carmona-Gallardo, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo, J. Giovanazzo, J.G. Johansen, A. Jokinen, B. Jonson, T. Kurturkian-Nieto, J.H. Kusk, T. Nilsson, A. Perea, V. Pseudo, E. Picado, K. Riisager, A. Saastamoinen, O. Tengblad, J.C. Thomas, and J. Van de Walle. Relative proton and gamma widths of astrophysically important states in <sup>30</sup>S studied in the beta-delayed decay of <sup>31</sup>Ar. *Phys. Rev. C*, 87:055808, May 2013.

- [KBB<sup>+</sup>14] G.T. Koldste, B. Blank, M.J.G. Borge, J.A. Briz, M. Carmona-Gallardo, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo, J. Giovannazzo, J.G. Johansen, A. Jokinen, B. Jonson, T. Kurturkian-Nieto, T. Nilsson, A. Perea, V. Pesudo, E. Picado, K. Riisager, A. Saastamoinen, O. Tengblad, J.-C. Thomas, and J. Van de Walle. Sizeable beta-strength in  $^{31}\text{Ar}$   $\beta 3p$  decay. *Physics Letters B*, 737:383 – 387, 2014.
- [KFO<sup>+</sup>98] Z. Kis, B. Fazekas, J. Ostor, Zs. Revay, T. Belgya, G.L. Molnar, and L. Koltay. Comparison of efficiency functions for ge gamma-ray detectors in a wide energy range. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 418(2):374 – 386, 1998.
- [KMB<sup>+</sup>17] O.S. Kirsebom, I. Marroquin, T. Berry, M.J.G. Borge, E.R. Christensen, D. Doherty, P.D. Fernández, M. Madurga, H.O.U. Fynbo, M. Carmona-Gallardo, et al. Improved experimental determination of the branching ratio for  $\beta$ -delayed  $\alpha$  decay of  $^{16}\text{N}$ . In *EPJ Web of Conferences*, volume 165, page 01031. EDP Sciences, 2017.
- [Kol15] G.T. Koldste. *Dephicing drip-line decays-the case of  $^{31}\text{Ar}$* . PhD thesis, 2015.
- [KY72] R.L. Kozub and D.H. Youngblood. Single-particle strengths for quasibound levels in  $^{33}\text{Cl}$ . *Physical Review C*, 5(2):413, 1972.
- [Leu12] K.U. Leuven. IDS setup. <https://fys.kuleuven.be/iks/ns/experimental-facilities/ids>, Dec 2012. Accessed on 2018-04-29.
- [Lic17] Razvan Lica. *Development of the ISOLDE Decay Station and gamma spectroscopy studies of the exotic nuclei near the  $N=20$  Island of inversion*. PhD thesis, IFIN-HH, UPB CERN, 2017.
- [LLA<sup>+</sup>14] C. Langer, O. Lepyoshkina, Y. Aksyutina, T. Aumann, S. Beceiro Novo, J. Benlliure, K. Boretzky, M. Chartier, D. Cortina, U. Datta Pramanik, et al. Thermonuclear reaction  $^{30}\text{S}(p, \gamma)^{31}\text{Cl}$  studied via Coulomb breakup of  $^{31}\text{Cl}$ . *Physical Review C*, 89(3):035806, 2014.
- [LMD<sup>+</sup>15] A.A. Lis, C. Mazzocchi, W. Dominik, Z. Janas, M. Pfützner, M. Pomorski, L. Acosta, S. Baraeva, E. Casarejos, J. Duénas-Díaz, et al.  $\beta$ -delayed three-proton decay of  $^{31}\text{Ar}$ . *Physical Review C*, 91(6):064309, 2015.
- [Ltd15] Micron Semiconductor Ltd. Dsssd. <http://www.micronsemiconductor.co.uk/strip-detectors-double-sided/>, Dec 2015. Accessed on 2018-04-29.
- [LWW<sup>+</sup>12] G. Lotay, J.P. Wallace, P.J. Woods, D. Seweryniak, M.P. Carpenter, C.J. Chiara, D.T. Doherty, R.V.F. Janssens, T. Lauritsen, A.M. Rogers, et al. Level structure of  $^{30}\text{S}$ : Implications for the astrophysical  $^{29}\text{P}(p, \gamma)^{30}\text{S}$  reaction rate in One novae and x-ray bursts. *Physical Review C*, 86(4):042801, 2012.

- [Mat15] Richard J Mathar. Solid angle of a rectangular plate. *Technical Note, Max-Planck Institute of Astronomy, Heidelberg, Germany*, 2015.
- [MEBT53] R. Middleton, F.A. El-Bedewi, and C.T. Tai. An investigation of the neutron groups from the reactions  $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}(d, n)^{17}\text{F}$  and  $^{32}\text{S}(d, n)^{33}\text{Cl}$ . *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 66(1):95, 1953.
- [Mor70] R.A. Morrison. A study of nuclei with masses near 32 with the ( $^3\text{He}, d$ ) reaction. *Nuclear Physics A*, 140(1):97–117, 1970.
- [MT60] B.E.F. Macefield and J.H. Towle. Energy levels of  $^{29}\text{P}$ ,  $^{33}\text{Cl}$  and  $^{41}\text{Sc}$  from ( $d, n$ ) reactions. *Proceedings of the Physical Society*, 76(1):56, 1960.
- [NNDC14] National Nuclear Data Center. NNDC web page. <https://www.nndc.bnl.gov/>, Dec 2014. Accessed on 2018-04-29.
- [OHL58] J.W. Olness, W. Haerberli, and H.W. Lewis. Levels of  $^{33}\text{Cl}$  from  $^{32}\text{S}(p, p)^{32}\text{S}$  and  $^{32}\text{S}(p, p\gamma)^{32}\text{S}$ . *Physical Review*, 112(5):1702, 1958.
- [OS13] Christian Ouellet and Balraj Singh. Nuclear Data Sheets for A=31. *Nuclear Data Sheets*, 114(2):209 – 396, 2013.
- [Pad72] R. A. Paddock. ( $p, t$ ) reaction on even-even  $N=Z$  nuclei in the  $2s1d$  shell. *Phys. Rev. C*, 5:485–500, 1972.
- [PCLS10] L. Penescu, R. Catherall, J. Lettry, and T. Stora. Development of high efficiency versatile arc discharge ion source at CERN ISOLDE. *Review of scientific instruments*, 81(2):02A906, 2010.
- [PDF<sup>+</sup>12] M. Pfützner, W. Dominik, A. Fomichev, H. Geissel, Z. Janas, G. Kamiński, S. Krupko, M. Kuich, A. Lis, C. Mazzocchi, et al. Observation of beta-delayed three-proton emission from  $^{31}\text{Ar}$  with the optical time projection chamber at the FRS. *GSI Scientific Report*, 147, 2012.
- [PMER66] A.M. Poskanzer, R. McPherson, R.A. Esterlund, and P.L Reeder. Beta-delayed protons from  $^{33}\text{Ar}$ ,  $^{37}\text{Ca}$  and  $^{41}\text{Ti}$ . *Physical Review*, 152:995, 1966.
- [RB13] W.A. Richter and B.A. Brown. Shell-model studies of the astrophysical rp reaction  $^{29}\text{P}(p, \gamma)^{30}\text{S}$ . *Physical Review C*, 87(6):065803, 2013.
- [Ref16] J. Refsgaard. *Resonances, R-matrix - Rotations in  $^{12}\text{C}$* . PhD thesis, 2016.
- [RGM<sup>+</sup>14] J.P. Ramos, A. Gottberg, T.M. Mendonça, C. Seiffert, A.M.R. Senos, H.O.U. Fynbo, O. Tengblad, J.A. Briz, M.V. Lund, G.T. Koldste, et al. Intense  $^{31,35}\text{Ar}$  beams produced with a nanostructured cao target at isolde. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 320:83–88, 2014.

- [RPE64] P.L. Reeder, A.M. Poskanzer, and R.A. Esterlund. New delayed-proton emitters:  $^{41}\text{Ti}$ ,  $^{37}\text{Ca}$ , and  $^{33}\text{Ar}$ . *Physical Review Letters*, 13(25):767, 1964.
- [SCC<sup>+</sup>10] K. Setoodehnia, A.A. Chen, J. Chen, J.A. Clark, C.M. Deibel, S.D. Geraedts, D. Kahl, P.D. Parker, D. Seiler, and C. Wrede. Structure of  $^{30}\text{S}$  with  $^{32}\text{S}(p,t)^{30}\text{S}$  and the thermonuclear  $^{29}\text{P}(p,\gamma)^{30}\text{S}$  reaction rate. *Phys. Rev. C*, 82:022801, 2010.
- [SCK<sup>+</sup>13] K. Setoodehnia, A.A. Chen, D. Kahl, T. Komatsubara, J. José, R. Longland, Y. Abe, D.N. Binh, J. Chen, S. Cherubini, et al. Nuclear structure of  $^{30}\text{S}$  and its implications for nucleosynthesis in classical novae. *Physical Review C*, 87(6):065801, 2013.
- [SR93] D. Scharadt and K. Riisager. Beta-neutrino recoil broadening in beta-delayed proton emission of  $^{32}\text{Ar}$  and  $^{33}\text{Ar}$ . *Z. Phys. A*, 345:265, 1993.
- [SRWT98] B. Singh, J.L. Rodriguez, S.S.M. Wong, and J.K. Tuli. Review of logft values in beta decay. *Nuclear Data Sheets*, 84(3):487 – 563, 1998.
- [TAA<sup>+</sup>99] J. Thaysen, L. Axelsson, J. Aysto, M.J.G. Borge, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo, A. Honkanen, P. Hornshoj, Y. Jading, A. Jokinen, B. Jonson, I. Martel, I. Mukha, T. Nilsson, G. Nyman, M. Oinonen, K. Riisager, T. Siiskonen, M.H. Smedberg, O. Tengblad, F. Wenander, and ISOLDE Collaboration. Determination of the spin of  $^{31}\text{Ar}$ . *Physics Letters B*, 467(3):194 – 198, 1999.
- [TBF<sup>+</sup>04] O. Tengblad, U.C. Bergmann, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo, and S. Walsh. Novel thin window design for a large-area silicon strip detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 525(3):458–464, 2004.
- [TGM<sup>+</sup>06] S. Triambak, A. Garcia, D. Melconian, M. Mella, and O. Biesel. Excitation energies in  $^{33}\text{Cl}$  via  $^{32}\text{S}(p, \gamma)$ . *Physical Review C*, 74(5):054306, 2006.
- [VDLE58] C. Van Der Leun and P.M. Endt. A doublet resonance in the reaction  $^{32}\text{S}(p, \gamma)^{33}\text{Cl}$ . *Physica*, 24(6):1095 – 1101, 1958.
- [WCC<sup>+</sup>09] C. Wrede, J.A. Caggiano, J.A. Clark, C.M. Deibel, A. Parikh, and P.D. Parker. Thermonuclear  $^{30}\text{S}(p, \gamma)^{31}\text{Cl}$  reaction in type I x-ray bursts. *Phys. Rev. C*, 79:045803, 2009.
- [YFI<sup>+</sup>82] H. Yokota, K. Fujioka, K. Ichimaru, Y. Mihara, and R. Chiba. The  $T = 1$ , isospin triplet states in  $A = 30$  nuclei. *Nuclear Physics A*, 383(2):298 – 308, 1982.