



IGFAE
Instituto Galego de Física de Altas Enerxías



**XUNTA
DE GALICIA**

**Instituto Galego de Física de Altas
Enerxías**

Detección de raios cósmicos na estrutura de computación cuántica do CESGA

**H. Álvarez Pol, Y. Ayyad
Limonge, M. Caamaño Fresco,
B. Fernández Domínguez**

[21/09/2023]



**XUNTA
DE GALICIA**



Unión Europea

*Unha maneira
de facer Europa.*



Fondos Europeos



CESGA
GALICIA SUPERCOMPUTING CENTER

Despregamento dunha infraestrutura baseada en tecnoloxías cuánticas da información que permita impulsar a I+D+i en Galicia.

Apoiar a transición cara a una economía dixital.

Operación financiada pola Unión Europea, a través do FONDO EUROPEO DE DESENVOLVEMENTO REXIONAL (FEDER) como parte da resposta da Unión á pandemia da COVID-19

Baixo a licencia [CC-BY-SA]

DATA	AUTOR	CAMBIOS	VERSIÓN
21/09/2023	H. Álvarez Pol	Versión inicial	1.0

Táboa de contidos

1. Introducción	7
2. Influencia da radiación ionizante e estudo da bibliografía relacionada	7
Introdución.....	7
Radiacións ionizantes.....	9
Radiación ambiental.....	9
Radiación cósmica.....	10
Efectos da radiación ionizante nos sistemas de computación cuánticos	13
Oportunidades na construción dun sistema de medicións de cósmicos no sistema de computación cuántica do CESGA	17
3. O dispositivo experimental.....	19
Descrición detallada do dispositivo.	23
Barras escintilantes.....	23
Fotosensores.....	27
Electrónica e tratamento das sinais	27
Mecánica.....	28
Características do detector.....	29
Cobertura do detector.....	29
Reconstrución da posición en cada plano.....	30
Resolución na posición dos cósmicos á altura do procesador	32
4. Orzamento e planificación.....	35
4. Bibliografía.....	38

Lista de figuras

- Figura 1: Na figura esquerda representanse o fluxo vertical das diferentes partículas en función da profundidade acadada na atmosfera. A superficie terrestre corresponde a parte dereita do gráfico. Os datos (simbolos) corresponden con medidas de muons negativos. Na dereita móstrase o espectro enerxético dos muons en superficie para dous angulos de incidencia: normal (0°) e a 75° respecto da normal (rombos). Fonte: 2023 Review of Particle Physics (<https://pdg.lbl.gov>), baixo licenza CC BY-NC 4.0. [PDG2022]..... 12
- Figura 2: Esquerda: Sistema de crioxenia e interconexión do procesador cuántico. Dereita: instalación do ordenador cuántico no CESGA.20
- Figura 3: Esquema do plano superior (plano 1) do detector, indicando as súas dimensións aproximadas. Este plano detector consta de 50 barras escintilante con fotodetectores acoplados en cada extremo.25
- Figura 4: Visión artística das conexións dos fotomultiplicadores a cada barra escintilante no extremo dun plano detector. Na figura omítese a mecánica de suxeición e a cobertura reflectante dos elementos.....26
- Figura 5: Esquema do plano inferior (plano 2) do detector, indicando as súas dimensións aproximadas. Este plano detector consta de 75 barras escintilante con fotodetectores acoplados en cada extremo.26
- Figura 6: Esquema do proceso de propagación da luz na barra escintilante e notación utilizada na determinación da posición o longo da barra, para unha barra de lonxitude L acoplada a dous fotosensores. 31
- Figura 7: Esquema da disposición dos detectores con respecto á cámara de protección do procesador cuántico, indicado como un rectángulo no eixo da cámara. A flecha indica un cósmico incidente que atravesa o procesador e os planos detectores. Indícanse as distancias $D1$ e $D2$ entre o procesador e cada un dos planos, e as dimensións aproximadas dos sistema..... 33
- Figura 8: Resolución espacial, expresada en cm, cada unha das direccións do plano escintilante (esquerda) e na altura do procesador cuántico (dereita) para diferentes distancias entre os planos e o procesador. Na parte superior a resolución o longo das barras é de 1 cm (sigma), mentras na inferior corresponde a 0,5 cm (sigma).....34

Lista de táboas

Táboa 1: Cálculo da lonxitude total (diámetro no caso de detector circular) que permite cubrir un determinado ángulo cenital de 45 °, 55 ° e 65° para os raios cósmicos que cruzan o procesador, en función da distancia do plano detector. Inclúese o porcentaxe da distribución entrante da radiación cósmica cuberto dentro de ese ángulo cenital.....	21
Táboa 2: Cobertura angular (ángulo cenital máximo detectable) e porcentaxe da distribución de radiación cósmicos incidente no dispositivo cuántico detectable en función da distancia entre os planos de detección e o procesador. A información avalíase para cada plano por separado por mor do seu diferente tamaño nesta proposta.....	30
Táboa 3: Resolución simulada para diferentes distancias entre os planos e do primeiro plano ao procesador, asumindo resolucións de $\sigma= 0,5$ cm e $\sigma= 1$ cm o longo da lonxitude das barras escintilantes.....	35
Táboa 4: Orzamento aproximado do proxecto, incluíndo prezos por unidade para certos compoñentes. Inclúese prezos alternativos para outras tecnoloxías compatibles.....	37

Lista de acrónimos

IGFAE	<i>Instituto Galego de Física de Altas Enerxías</i>
MIPs	<i>Partículas mínimamente ionizantes (Minimum Ionizing Particles)</i>
PMTs	<i>Tubos fotomultiplicadores (PhotoMultiplier Tubes)</i>
SiPM	<i>Fotomultiplicadores de silicio (Silicon PhotoMultipliers)</i>
LAAPD	<i>Fotodiodos de avalancha de gran área (Large-area avalanche photodiodes)</i>
FPGA	
TDC	<i>Matriz de portas lógicas programables (Field Programmable Gate Arrays)</i>
ADC	<i>Conversores de tempo a dixital (Time to Digital Converter)</i>
VME	<i>Conversores de amplitude a dixital (Amplitude to Digital Converter)</i>
TRB	<i>Estándarde bus informático (Versa Module Eurocard)</i>
	<i>Tarxeta de disparo e lectura (Trigger and Readout Board)</i>

1. Introducción

O presente informe corresponde ao obxecto do contrato con referencia CTS-2023-0046 entre a Fundación Pública Galega Centro Tecnolóxico de Supercomputación de Galicia – CESGA e a USC a través do Instituto Galego de Física de Altas Enerxías (IGFAE): “Deseño dun experimento para ver a influencia dos raios cósmicos na infraestrutura de computación cuántica”.

As tarefas a desenvolver no presente informe son:

- Busca e resumo das referencias bibliográficas e técnicas existentes sobre a influencia dos raios cósmicos e outras radiacións naturais sobre os cubits superconductores, da mesma tecnoloxía ou outra.
- Deseño dun experimento para avaliar a influencia identificada no estudo anterior na infraestrutura do CESGA. O experimento deberá ter en conta a localización e necesidades operativas do computador no CESGA e máis a estrutura do procesador.
- Entrega dun informe final sobre o deseño do experimento, metodoloxía do mesmo e as necesidades técnicas e materiais necesarias para executalo.

2. Influencia da radiación ionizante e estudo da bibliografía relacionada

Introdución

Os ordenadores cuánticos propóñense como plataformas onde resolver problemas extremadamente complexos de analizar en supercomputadores tradicionais contemporáneos. Pero o seu funcionamento require a implementación de algoritmos específicos requirindo largos tempos de coherencia en computadores con un gran número de cubits e a existencia de sistemas de corrección de erros cuánticos que permita reducir os erros intrínsecos. Mediante o uso de sistemas de corrección de erros non correlacionados pódese pasar de correr o equivalente a miles de operacións lóxicas a varios millóns ou miles de millóns de operacións lóxicas [Mar2021]. Estes sistemas de corrección distribúen o estado dun cubit sobre varios cubits físicos de forma que os erros poden ser medidos e corrixidos. Sen embargo, erros demasiado grandes en canto o número de cubits os que afecta ou

CTS-2023-0046 [Detección de raios cósmicos ...](#) 7/39

correlacionados, agrupados en rexión físicas anexas ou no tempo, esgotan as capacidades de corrección, facendo inoperantes os algoritmos cuánticos.

A tecnoloxía dos procesadores que utilizan bits cuánticos require longos tempos de coherencia e alta fiabilidade no procesado das súas operacións. No caso de que a tecnoloxía detrás do procesado cuántico utilice cubits supercondutores, existen procesos inherentes a esta tecnoloxía que afectan a coherencia. En particular, a rotura dos pares de Cooper electrónicos esvaece a posibilidade de manter a coherencia nos tempos precisados. O proceso de rotura, chamado tamén envelenamento de cuasipartículas ("quasiparticle poisoning"), pode deberse a interacción co baño de fotóns infravermellos, pese aos esforzos realizados por illar os sistemas de calquera fonte de ruído externa. Internamente, moitos procesadores cuánticos utilizan osciladores anarmónicos xerados a través dun sistema de indutancia non lineal combinado cunha capacidade ("transmon qubit"); este sistema ten solucións enerxéticas non dexeneradas, con transicións observables entre os estados excitados que permiten definir os estados lóxicos do sistema.

Pese a que idealmente non deba sufrirse perda de coherencia durante a computación, a interacción co entorno en termos de fotóns infravermellos ou a interacción con partículas incidentes e secundarias xeradas pola interacción no cubit e o seu substrato, a través dos seus campos electromagnéticos, pode producir a perda da polarización dos cubits (de-excitación dos estados do sistema ou "bit-flip") en tempos que seguen unha función exponencial decrecente, con coeficientes de transición que dependen da intensidade do baño de fotóns ou da incidencia de radiación. Debe distinguirse o proceso de produción de partículas e pares electrónico pola entrada de radiación ionizante, da excitación de baixa enerxía resultante da rotura de pares de Cooper: o primeiro proceso produce o transporte de ionización secundaria e produción de fonóns que transfiren a enerxía absorbida ao cubit, rompendo os pares de Cooper e xerando cuasipartículas [Vep2020]. Incluso unha única cuasipartícula pode producir unha desexcitación do estado cuántico dun cubit segundo efecto túnel, a través das unións dos cubits supercondutores [McW2022].

Estudos exploratorios [Vep2020] mostran evidencias de que as radiacións ionizantes de fontes radioactivas ambientais e dos raios cósmicos contribúen a rotura dos pares por riba do esperado inicialmente, limitando os tempos de coherencia de certos tipos de cubits supercondutores ao orde dos milisegundos. En termos dos estados do oscilador anarmónico anteriormente mencionado, corresponde a valores do coeficiente de transición do sistema de arredor dun cuarto de inverso de

milisegundo para as condicións de radioactividade ambiental e incidencia de cósmicos propias dun laboratorio en superficie sen blindaxe adicional (o tempo de coherencia sería da orde do inverso do coeficiente, 4 milisegundos). Os raios cósmicos en particular interaccionan nos materiais do procesador, producindo ionización e pares electrón-oxo que actúan como cuasipartículas que afectan os factores de calidade e funcionamento dos sistemas supercondutores. No artigo referenciado utilízase unha fonte de radiación de curta semivida (12,7 horas) para obter datos dende altos niveis de radiación ata o equivalente aos niveis ambientais, obtendo os tempos de relaxación enerxética dos estados dos cubits en cada situación e caracterizando de forma precisa os efectos da radiación.

O estudo deste efecto, inda que pequeno para os tempos de coherencia actuais, tipicamente inferiores o milisegundo, resulta esencial para reducir ou mitigar o impacto que as radiacións ionizantes e en particular os raios cósmicos producen nos ordenadores cuánticos supercondutores.

Radiacións ionizantes

Existen dúas orixes naturais da xeración de erros correlacionados a partires da radiación que pode incidir sobre os elementos dun ordenador cuántico coma o que se vai instalar no CESGA: a interacción da radiación gamma ambiental e a interacción do raios cósmicos nos materiais que compoñen os circuítos dos cubits e os substratos e conexións asociadas. Pasaremos a describir ambas en detalle para entender os efectos que producen.

Radiación ambiental

A primeira delas corresponde a radiación de tipo gamma que se produce polos isótopos radioactivos que compoñen os materiais dos que están feitas as paredes e os solos da instalación e os gases radioactivos no ar, e incluso os materiais dos que están feitos os propios sistemas construtivos do ordenador cuántico, de non ter o coidado de verificar a súa radiopureza e procesalos para eliminar calquera resto de contaminación superficial que poida conter isótopos radioactivos. Os principais emisores gamma son os núcleos de ^{40}K , e os produtos da cadea de desintegración do ^{238}U (serie do uranio) e do ^{232}Th (serie do torio), con importantes variacións en función da localización dos espazos de medición e da composición dos materiais construtivos e do subsolo da instalación.

O ^{40}K é un isótopo radioactivo que representa 0,012 % da cantidade total de potasio que se pode atopar na natureza, debido a súa longa semivida ($1,248(3) \times 10^9$ anos). Os proxenitores das serie do uranio e do torio, tamén con semividas de miles de millóns de anos, fornecen na súa desintegración un equilibrio cos seus descendentes, moitos deles radioactivos e con vidas medias normalmente mais curtas cas dos proxenitores. Tanto a desintegración do ^{40}K coma de moitos dos isótopos das series radioactivas producen radiacións gamma de enerxías entre os poucos keV e un máximo de 2614,5 keV (para o ^{208}Tl na serie do torio). Esta radiación altamente penetrante pode, de non estar axeitadamente blindada, penetrar nas proteccións e alcanzar o material superconductor e o substrato do procesador cuántico. Na interacción da radiación gamma prodúcese electróns de enerxías que poden achegarse a da propia radiación gamma incidente, que desaparece na interacción no caso do efecto fotoeléctrico ou que se dispersa perdendo enerxía no efecto Compton. Para radiacións de moi alta enerxía, e de forma práctica so por riba dos 1500 keV, podemos observar tamén o proceso de produción de pares electrón-positrón, ca consecuenta aniquilación do positrón o atopar materia, e a produción de fotóns de 511 keV. Como consecuencia dos efectos anteriores, xéranse electróns de enerxías cinéticas considerables, suficientes para ionizar o medio pola súa interacción electromagnética, con percorridos de ata varios milímetros no substrato do procesador.

Nótese que, no caso das radiacións ambientais, só estamos a considerar a interacción da radiación gamma dentro do substrato dos cubits no ordenador cuántico, xa que a protección deste (asumindo unha correcta selección da radiopureza dos materiais elixidos) e a ausencia de aire dentro da protección, asegura a blindaxe fronte as radiacións alfa e beta que poidan producirse tanto nas paredes da sala coma no ar. En particular, as emisións directas do radon, un gas producido como produto das cadeas de desintegración radioactivas e que emana do solo, corresponden a partículas beta (electróns), inda que os seus descendentes emiten tamén radiación gamma.

Radiación cósmica

A segunda das fontes naturais de radiación corresponde os raios cósmicos. A nivel da superficie inciden os chamados raios cósmicos secundarios, resultantes da interacción da radiación procedente do espazo ca atmosfera terrestre. Están compostos por muons nun alto porcentaxe (da orde do 70%), fotóns de moi alta enerxía (~15%) e neutróns (cerca do 10%), cunha porcentaxe menor de electróns e

doutras partículas cargadas. Os muons teñen un rango enerxético continuo moi amplo, dende enerxías baixas (centos de MeV) que se van freando nas distintas capas atmosféricas ata enerxías de GeV ou TeV que xa precisan de moitos metros de rocha para poderse frear. Perden arredor de 2 GeV na súa interacción ca atmosfera dende o momento no que se xeran na atmosfera superior, tipicamente a uns 15 km de altura, ata a chegada a superficie terrestre. As enerxías medias dos muons que alcanzan a superficie terrestre e de 4 GeV [PDG2022].

Os muons son partículas inestables que se desintegran seguindo un canal leptónico (producindo electróns ou positróns e neutrinos) cunha vida media de 2,2 microsegundos. De non ser pola dilatación relativista asociada as grandes enerxías cinéticas da súa produción, non poderían chegar a superficie terrestre.

A distribución angular e enerxética dos muons reflicte a convolución de diferentes efectos: por unha parte o espectro enerxéticos das partículas primarias que interaccionan na atmosfera superior, a función de perda de enerxía nas diferentes capas atmosféricas e os diferentes procesos de desintegración e reacción abertos a cada enerxía. Os muons producidos na atmosfera superior con enerxías por riba dos 2,4 GeV terían unha lonxitude de desintegración da orde dos 15 km, que se reduce a uns 8,7 km pola perdas enerxéticas nos gases. O espectro enerxético e aproximadamente plano por debaixo de 1 GeV, caendo gradualmente no rango dos 10 a 100 GeV e caendo moito mais drasticamente dende ese punto, tal como fai a distribución de partículas primarias da que se fornece e por mor das interaccións dos pions (creados con maior probabilidade a estas enerxías) na atmosfera. A intensidade integral de muons verticais con momento por riba do 1 GeV/c e a nivel do mar é de $70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$. En termos mais sinxelos de recordar, isto corresponde a aproximadamente 1 muon por centímetro cadrado e minuto para detectores horizontais, que integran a chegada sobre todas as inclinación posibles (atendendo os correctos factores de proxección sobre o plano do detector).

Os ángulos cenitais (θ) de chegada dos muons a superficie terrestre distribúense de forma aproximada de acordo a unha función $\cos^2\theta$ para os muons arredor da enerxía media. Esta distribución ten un máximo para a incidencia vertical, caendo rapidamente, de forma que o 82% da distribución (do total de muons) quedan comprendidos entre a incidencia vertical e a incidencia a 45 graos. Para a incidencia dos cósmicos de maior enerxía, as distribucións das partículas xeradas tenden a desprazarse cara ángulos cenitais maiores, mentres que se fai mais vertical para os que acadan a superficie a enerxías menores. Esta dependencia pode verse na parte

dereita da figura 1, onde o seleccionar experimentalmente ángulos de incidencia máis alto (símbolos romboidais abertos na figura) mídense enerxías máis altas nos muons incidentes. A razón é simple: os muons de baixa enerxía decaen antes de alcanzar a superficie cando teñen que chegar a superficie a un alto ángulo cenital, atravesando máis capa atmosférica. Ademais, neste caso os pions de alta enerxía desintégranse antes de interaccionar, producindo que a enerxía media dos muons se incrementa.

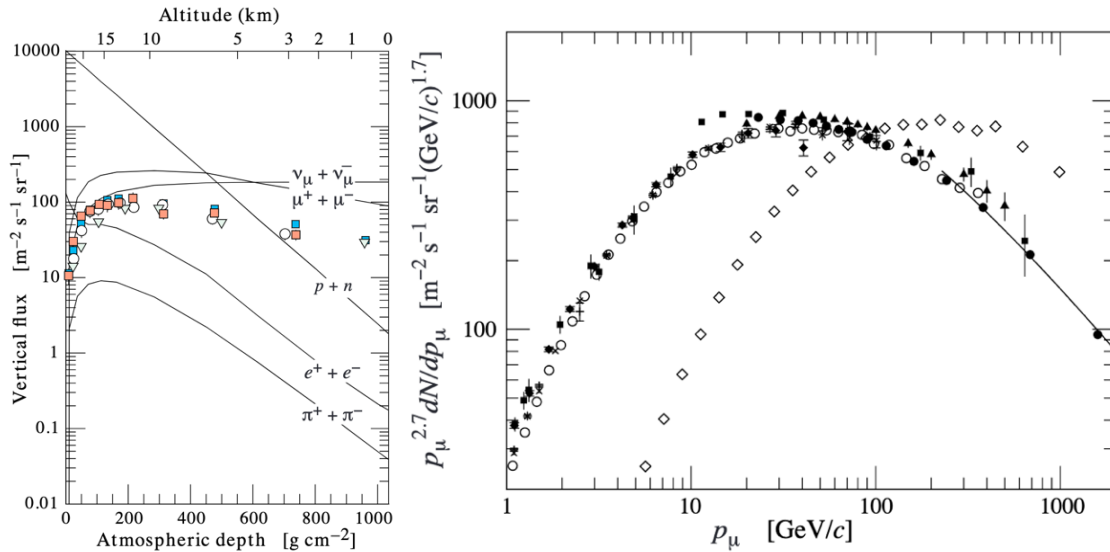


Figura 1: Na figura esquerda representanse o fluxo vertical das diferentes partículas en función da profundidade acadada na atmosfera. A superficie terrestre corresponde a parte dereita do gráfico. Os datos (símbolos) corresponden con medidas de muons negativos. Na dereita móstrase o espectro enerxético dos muons en superficie para dous ángulos de incidencia: normal (0°) e a 75° respecto da normal (rombos). Fonte: 2023 Review of Particle Physics (<https://pdg.lbl.gov>), baixo licenzia CC BY-NC 4.0. [PDG2022]

Na superficie tamén medimos unha compoñente electromagnética dos raios cósmicos, formada por electróns, positróns e fotóns, producida sobre todo pola desintegración dos mesóns neutros e cargados. A maior parte dos electróns de baixa enerxía a nivel do mar veñen da desintegración dos muons, mentres que en altura participa tamén a desintegración dos pions neutros. A intensidade integral de electróns por riba de enerxías de 10 MeV e da orde de 30 m⁻²s⁻¹sr⁻¹, mais moitos destes electróns teñen baixos alcances nos materiais construtivos. Por riba de 1 GeV, electróns capaces de percorrer distancias notables na materia, so teremos unha intensidade da orde de 0,2 m⁻²s⁻¹sr⁻¹. Os números anteriores son moi sensibles a altitude e a distribución angular para a compoñente electromagnética non é tan sinxela de describir coma no caso muónico, tamén con forte dependencia na altitude e na enerxía.

Tamén chegan a superficie terrestre nucleóns, como restos da radiación cósmica primaria, sobre todo protóns e neutróns, sendo estes últimos sobre un terzo do

total. A intensidade integral vertical na superficie é moito menor, da orde de $0,9 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ para protóns con momentos por riba de $1 \text{ GeV}/c$.

A maior parte das interaccións que se producirán no material superconductor e no substrato do procesador cuántico corresponderá a interacción electromagnética dos raios cósmicos cargados (muons e electróns) que crucen os materiais. Dada a alta enerxía dos muons, a deposición enerxética por unidade de camiño percorrido no silicio (o denominado poder de freado) é baixa, da orde de $1,7 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ en valores máxicos, ou cerca de 4 MeV cm^{-1} en valores lineais, inda que suficiente para xerar centros de electróns de enerxías baixas e intermedias (ata centos de keV) no procesador cuántico [Gro2001]. Mais adiante veremos o efecto do paso da radiación cósmica xerando transicións de estado correlacionadas nos cubits superconductores.

Segundo [Vep2020] estímase que arredor do 60% da densidade de enerxía depositada no substrato dos procesadores cuánticos corresponde a radiación emitida polas fontes radioactivas naturais dos muros e do solo das instalacións, contribuíndo os raios cósmicos no 40 por cento restante. Sen embargo, tamén se suxire que a emisión das fontes radioactivas pode reducirse en gran medida mediante unha blindaxe axeitada. [Vep2020] reporta unha redución de ata o 80% no súa instalación arredor da cela superconductora utilizando unha blindaxe de chumbo, que, sen embargo, apenas consegue reducir os raios cósmicos. Para evitar a chegada de radiación cósmica ó detector, imposibles de deter mediante blindaxe en superficie, suxírese a instalación dos ordenadores cuánticos en minas ou outras instalación en profundidade con suficiente material de recubrimento para eliminar a maioría de raios cósmicos de enerxías baixas e intermedias, os máis frecuentes [Car2021].

Efectos da radiación ionizante nos sistemas de computación cuánticos

O efecto das radiacións ionizantes no tempo de coherencia quedou probado co uso de fontes radioactivas para producir o paso da ionización [Vep2020]. No artigo, conclúese que o uso de elevados niveis de radiación ionizante mostra un claro deterioro no funcionamento dos cubits, medindo de forma cuantitativa o impacto da densidade de enerxía depositada no tempo de relaxación enerxética dos estados asociados ao cubit, debido o exceso de cuasipartículas creadas pola radiación ionizante. O artigo tamén conclúe que os beneficios asociados a unha blindaxe das

radiacións ou un redeseño para entender e mitigar o impacto da xeración das cuasipartículas é esencial para acadar tempos de relaxación enerxética superiores os milisegundos.

Un dos principais retos na construción dun ordenador cuántico (baseado na codificación de bits supercondutores nunha disposición de dúas dimensións con conectividade entre os veciños próximos) é a corrección dos dous tipos de erros que a lectura dos estados de cada cubits pode ocasionar (corrección de erros mediante a monitorización de operadores de paridade multi-cubit da forma XXXX e ZZZZ, nas dúas direccións X e Z). Segundo [Wil2021] é viable codificar información cuántica en grandes matrices de cubits entrelazados para a monitorización precisa dos erros do sistema, sempre que se dean con una taxa relativamente baixa. Sen embargo, este proceso de corrección de erros precisa como condición que estes se produzan de forma non correlacionada tanto no tempo como no espazo, rompéndose toda posibilidade de corrección coñecida actualmente ante erros simultáneos correlacionados sobre longas distancias do procesador. As perturbacións que producen a absorción de raios gamma asociada a fontes de radiación ambiental e os raios cósmicos nos substrato dos cubit xeran reducións do tempo de relaxación enerxética dos cubits correlacionados en rangos milimétricos, da orde do tamaño dos circuitos cuánticos. Polo tanto, para o tratamento e mitigación dos erros producidos por estas perturbacións nas matrices de cubits, requírense novos procedementos robustos de corrección de erros cuánticos.

A interacción no substrato dos cubits dos raios cósmicos ou a absorción de radiación gamma da radioactividade ambiental produce unha propagación adicional da enerxía depositada localmente pola ionización primaria a través de procesos de dispersión de fonóns con rotura de pares (“pair-breaking phonons”) [Wil2021].

O paso dos raios cósmicos e a absorción de radiación gamma producida pola radioactividade ambiental deposita enerxías da orde dos centos de keV no substrato do circuito (orde de 100 keV segundo [Wil2021]; 460 keV reporta [Mar2021] de forma máis específica para os raios cósmicos no seu substrato de estudo, elevando a enerxías ata 1 MeV o caso da deposición da radiación gamma), que resulta ser 10 ordes de magnitude superior a escala de enerxía (da orde de 10 microelectronvoltios) das transicións entre os estados fundamental e excitados no cubit ou 9 ordes de magnitude superior a enerxía precisa para romper un par de Cooper (na orde do 350 microelectronvoltios [McE2022]). A interacción produce a liberación de partículas cargadas, fundamentalmente electróns, con enerxía cinética

para se desprazar distancias da orde das décimas de milímetro, afectando o estado de múltiples cubits.

En [Wil2021] realízanse simulacións cas ferramentas informáticas Geant4 [Ago2003] de trazado de partículas na materia, para calcular esta enerxía e deseñar os procedementos de transporte e dispersión de fonóns no substrato. A escala de tempos da perturbación producida, da orde de 130 microsegundos, pódese entender en termos da distancia de propagación dos fonóns e da velocidade do son no substrato, para un determinado tamaño e grosor. No artigo tamén se identifican tres mecanismos de xeración de erros correlacionados, en decrecente orde de importancia: os erros de desexcitación (“bit-flip relaxation errors”) dados pola xeración de cuasipartículas mediada por fonóns, acoplando todos os cubits en rangos milimétricos; os erros de salto de fase (“phase-flip”) debidos a correntes exponencialmente pequenas de frecuencia inducidos polo ruído correlacionado; e os erros de bit-flip inducidos pola súbita carga transitoria asociada co impacto da partícula incidente (raio cósmico ou electrón producido na interacción da radiación gamma).

A sensibilidade exponencial da matriz de cubits aos erros correlacionados representa un serio límite no deseño da súa disposición espacial, reducíndose os problemas co aumento da distancia entre as celas superconductoras. As solucións mencionadas no artigo [Wil2021] para a mitigación destes problemas pasa pola blindaxe contra os muons cósmicos e os raios gamma ambientais mediante o uso de instalacións baixo terra e o uso de criostatos blindados con cantidades masiva de chumbo e cobre para reducir a cantidade de radiación gamma. Igualmente os materiais nos que se constrúe o aparato e a súa envoltura protector teñen que ser verificados en canto a súa radiopureza e procesados para eliminar contaminación superficial. Adicionalmente, outras consideracións construtivas dos cubits, no seu substrato e nas distancias entre cubits, pode mellorar a resistencia ante as perturbacións.

Un estudo similar repórtase en [Mar2021] onde se modela como os raios cósmicos e a radiación gamma afecta aos cubits superconductores mediante un modelado da física de conversión dos fonóns a electron-cuasipartículas e como a enerxía da radiación rompe os pares de Cooper en cuasipartículas, suprimindo o tempo de relaxación enerxética (bit-flip) sobre longas áreas (de ata varios centímetros cadrados) e afectando o sistema por longos períodos de tempo (milisegundos), inhibindo calquera forma de corrección de erros. O artigo presenta un modelo que

confirma a conversión de mais do 90% da enerxía da radiación incidente en fonóns; un 57% da enerxía destes fonóns rompe os pares de Cooper, e estas cuasipartículas reducen o tempo de decaemento enerxético dos cubits no rango do microsegundo en extensións espaciais de ata centímetros de rango e durante varios milisegundos. En función do tamaño do sistema e a súa instalación, estas perturbacións poden acontecer varias veces por minuto. Todas estas características combinadas imposibilitan a realización de computacións cuánticas complexas, que precisan de cocientes de erro inferiores a un ó día.

En [McE2022] trátase directamente o problema da medida das interaccións dos cósmicos e radiación gamma nun procesador de gran escala (Google Sycamore), seguindo a microdinámica do proceso e probando que estes afectan ó conxunto completo de cubits do procesador, durante tempos asociados a centos de ciclos de corrección de erros, ou tempos de recuperación da orde dos centos de milisegundos (recuperación exponencial con constante temporal de arredor de 25 milisegundos) exemplificando a envelenamento de cuasipartículas (“quasiparticle poisoning”). A presenza de períodos de tempo tan longos con taxas elevadas dos cocientes de erros resulta inaceptable para calquera intento de preservar un estado lóxico usando métodos cuánticos de corrección de erros. O artigo sinala unha diferenza entre o tuneado de estados producido por un mar de fotóns, esencialmente simétrico en transicións de excitación (paso de 0 a 1 no bit, do estado fundamental ao excitado) e desexcitación (paso de 1 a 0), fronte o caso das cuasipartículas, onde estas dispérsanse e termalizan a enerxías próximas a do “gap” superconductor, sen capacidade de xerar transicións de excitación (non teñen enerxía suficiente para levar o sistema o seu estado excitado) pero si poden absorber a enerxía do cubit e desexcitar o estado. No artigo usan esta distinción para asegurar que os procesos de xeración de erros correlacionados proveñen da xeración de cuasipartículas a través dos fonóns xerados pola ionización das radiacións incidentes.

A capacidade de preparar estados, deixalos en espera (tempo de avaliación dos erros) e facer a lectura en tempos de poucos microsegundos deste experimento, sobre a estrutura de múltiples cubits do procesador Google Sycamore (do que se utilizaron un subconxunto de 26 cubits, separados por distancias da orde do milímetro), permite facer un estudo temporal e de posición da incidencia dos erros (“bit-flip”) tras o paso da radiación cósmicos ou da radiación gamma que induce a creación de cuasipartículas e unha localización da posición do impacto e a evolución fonónica. O resultado mostra evidencia da localización inicial do impacto nunha determinada rexión do dispositivo e a propagación en tempos de centos de

microsegundos (~180 microsegundos) ó resto do aparato, con tempos de recuperación do dispositivo de decenas de milisegundos. En media, mídense eventos cun gran número de erros correlacionados (incluso transicións nos 26 cubits) cada 10 segundos, tempo largo comparado ca coherencia dun cubit, pero cortos comparado co tempo de procesado de algoritmos de corrección de erros, que se pensa que poden precisar moito mais tempo (horas). As achegas aquí presentadas son relevantes para outros procesadores cuánticos baseados en sistemas de estado sólido, como cubits de spin (sensible as cargas inducidas), aparatos baseados en fermións de Majorana (sensibles a poboación de cuasipartículas inducidas) ou similares.

Oportunidades na construción dun sistema de medicións de cósmicos no sistema de computación cuántica do CESGA

Ata o momento, as medidas dos efectos das radiacións nos procesadores cuánticos baséanse na observación das transicións resultantes nun sistema de estados previamente preparado dos cubits supercondutores, a través dos efectos simultáneos e correlacionados destas transicións. Asímesse, convincentemente inda que sen posibilidade de confirmación, que as transicións altamente correlacionadas obtidas corresponden as perturbacións producidas pola radiación ambiental e a radiación cósmica. A falta de detección simultánea destas radiacións en dispositivos que confirmen a súa presenza e caractericen a radiación existente no entorno do procesador, impiden afondar nos efectos dos "bit-flips" e as posibles dependencias características da radiación que os induce. Resulta notable sinalar que ningunha das metodoloxías de detección do paso da radiación polos procesadores conseguiría detectar as perturbacións durante un proceso de cálculo dun algoritmo cuántico determinado, xa que a propia detección se basea na produción de estados preparados para a detección das perturbacións. Polo tanto, non se pode estudar cal é o efecto das radiacións durante o funcionamento dun algoritmo cuántico convencional. En función do tamaño do sistema e da súa instalación, blindaxe, localización, ..., estas perturbacións poden acontecer varias veces por minuto, imposibilitando a realización de futuras computacións cuánticas complexas, que precisan de cocientes de erro inferiores a un o por hora ou por día.

O presente proxecto pretende levar un paso adiante os importantes estudos deste factor limitativo na computación cuántica mediante a incorporación á estrutura de computación cuántica do CESGA dun detector que permita determinar o paso de radiación cósmica cargada a través do procesador cuántico e transferir esta información ao sistema de computación.

Tendo en conta o anterior, a instalación dun detector de raios cósmicos con alta cobertura angular e eficiencia, capaz de determinar con certa resolución espacial o paso das partículas a través do procesador cuántico, podería conducir os seguintes estudos:

- Caracterización da taxa de radiación cósmica existente e da distribución espacial e angular dos cósmicos incidentes. Estas características dependen en gran medida dos elementos construtivos da sala e da súa localización, o que necessitaria unha medida *in situ* das características. Adicionalmente, pódense caracterizar as taxas de radiación gamma ambiental no localización do procesador cuántico mediante detectores adicionais que permitan unha mellor cuantificación e deseño de blindaxes apropiados.
- Determinación e caracterización, en experimentos nos que se preparen e lean alternativamente en curtos periodos de tempo os estados dos cubit, das transicións observadas pola interacción, en coincidencia cas características da radiación que as produce. O estudo permitiría caracterizar a correlación observada nas transición dos cubits para o arranxo particular do procesador do CESGA, tendo en conta a súa colocación, distancia entre os cubits e organización do circuíto e substrato propio do procesador. A caracterización adicional das partículas entrantes podería informar sobre a dirección e tipoloxía da radiación entrante, e a consecuente perda de enerxía no procesador, engadindo información relevante a estudos previos.
- Seguindo a liña anterior, o estudo en coincidencia e o carácter modular e ampliable do procesador cuántico permite prever o estudo das correlacións entre transicións de cubits, modos fonónicos de transmisión da enerxía para a rotura dos pares de Cooper e formación de cuasipartículas en distintas xeometrías dos cubits do procesador cuántico. O estudo das correlacións en termos da xeometría dos circuítos ou o traballo en preparación dos substratos que mellore a independencia ante interaccións fonónicas semella unha das vías directa de solución do problema das altas taxas de erros correlacións observados pola interacción dos cósmicos.

- Por outra banda, e tamén seguindo a liña de experimentación con estados preparados no procesador cuántico para observar as transicións de estados correlacionadas, un experimento deste tipo permitiría a caracterización da resolución e eficiencia a partires da coincidencia da detección dos cósmicos no detector e no procesador. Con esta información poderíase pasar a unha segunda fase de predición da probabilidade de afectación no procesador a partires da detección no detector dos cósmicos incidentes, sen ter que preparar os estados dos cubits do procesador para tal efecto.
- Tras a calibración e proba da capacidade de predición do detector do paso dos cósmicos polo procesador, ábrese a posibilidade da determinación independente dos efectos do paso de radiación sen ter que preparar o estado do procesador dunha forma específica para a detección desta. Con isto, sen precedente na literatura, poderemos observar e estudar directamente os efectos do paso da radiación cósmica na lectura dos estados do procesador durante un proceso de computación cuántica e avaliar os resultados fronte os casos sen perturbación.
- Como consecuencia do punto anterior, poderán comprobarse os posibles sistemas de corrección de erros contra as perturbacións producidas polos cósmicos, estudiando directamente como afrontar este problema limitativo na explotación dos futuros ordenadores cuánticos. Esta capacidade abre unha nova vía de posibles experimentos en función das capacidades de ordenación dos cubits do sistema e do uso de parte dos recursos do procesador ou de elementos externos para a corrección ou recuperación dos estados cuánticos perturbados pola radiación cósmica.

Para optimizar o cociente de detección de perturbacións no procesador cuántico obtido polo dispositivo experimental resulta esencial diminuír a taxa de interacción da radiación gamma ambiental, radiación que non pode ser caracterizada en coincidencia. Polo tanto, recoméndase a utilización dunha capa de blindaxe contra a radiación gamma. A tal efecto é precisa unha determinación previa da taxa e do espectro enerxético das radiacións ambientais que permita a optimización da blindaxe. O IGFAE conta con detectores e software para facer tales medidas e determinar as óptimas condicións de blindaxe gamma do sistema.

3. O dispositivo experimental.

Nesta sección describirase as propiedades que deberan caracterizar o dispositivo experimental proposto para a detección dos raios cósmicos que atravesan o procesador cuántico. Baseado nestas características, formularemos unha proposta dun detector específico, describiremos en detalle os compoñentes e explicaremos as propiedades de detección esperadas tras unha análise da súa resposta, eficiencia e resolución.

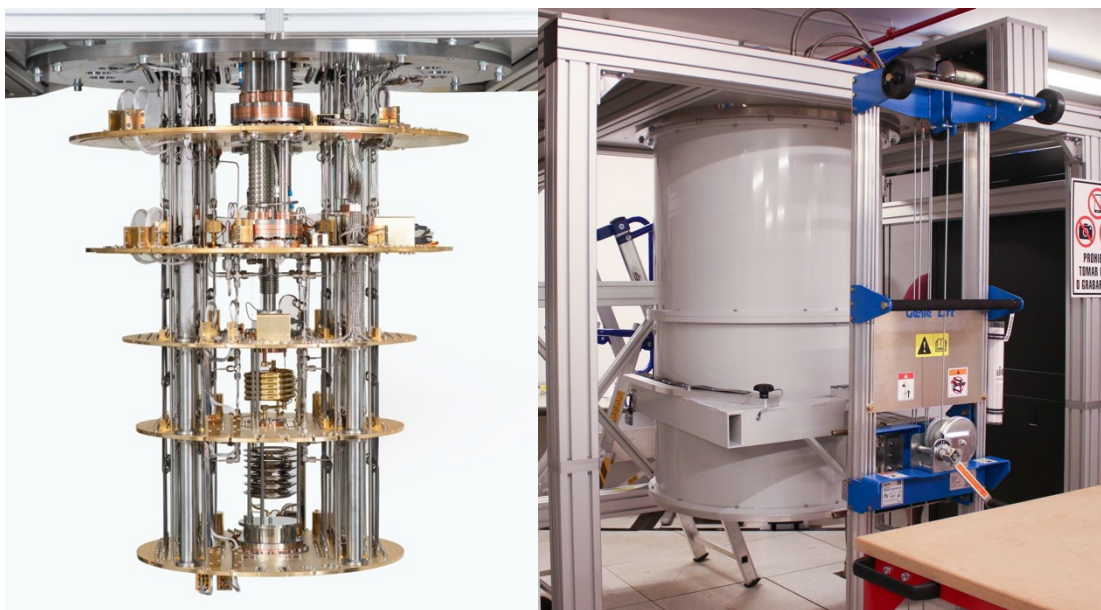


Figura 2: Esquerda: Sistema de crioxenia e interconexión do procesador cuántico. Dereita: instalación do ordenador cuántico no CESGA.

De acordo co exposto na sección anterior, o obxectivo é propoñer un dispositivo experimental capaz de determinar o paso da radiación cósmica cargada, fundamentalmente a compoñente muónica e electrónica, polo procesador cuántico. A tarefa implica a detección da posición de paso da radiación nos detectores xunto ca súa dirección de incidencia, para poder determinar a posición das partículas no plano do procesador. Debido as proteccións asociadas ao ordenador cuántico e as limitacións de espazo protexido tanto para o dispositivo de crioxenia como para a blindaxe das interferencias, o volume limitado para a colocación do detector e reducido. As posibilidades pasan por utilizar a zona inferior do sistema crioxénico e de blindaxe ata o solo, que deixa un espazo de pouco mais de medio metro de altura e unha superficie practicable de algo mais de dous metros cadrados, ou a parte superior da estrutura. Debido a que por riba da estrutura de soporte están as saídas do sistema crioxénico e electrónicas, no caso de colocar algún elemento por riba do detector tería que ser no piso inmediatamente superior. O espazo dispoñible móstrase na figura 2, onde o sistema crioxénico queda exposto sen o grupo de

cilindros protectores na foto esquerda, mentres que se observa a instalación ca blindaxe incorporada na dereita.

Para obter a mellor resolución na posición do paso da radiación a altura do procesador sería aconsellable colocar os planos de detección por riba e por baixo do procesador, realizando un proceso de interpolación da posición no plano do procesador a partires da información da posición nos planos detectores. Da mesma forma, sería aconsellable colocar estes planos o mais próximos posible ó procesador para cubrir o maior ángulo cenital de entrada con detectores de menor área. Sen embargo, dada a enorme distancia entre a posible colocación do plano superior, no solo do piso superior, a area a cubrir por un sistema que medira un conxunto razoable de ángulos de incidencia sería de mais dunha ducia de metros cadrados, provocando ademais problemas de sincronización e instalación adicionais. Polo tanto na proposta presentada vaise optar pola colocación de dous planos no espazo inmediatamente inferior a protección do procesador cuántico, separados por unha distancia optimizada para mellorar a resolución en posición a altura do procesador cuántico. A determinación desta posición require unha boa resolución espacial nun detector de gran area.

CÁLCULO DA LONXITUDE DO DETECTOR					
Distancia (cm)	Ángulo cenital / % de cósmicos	Lonxitude (cm)	Distancia (cm)	Ángulo cenital / % de cósmicos	Lonxitude (cm)
30	45° / 81,8 %	60	50	45° / 81,8 %	100
	55° / 91 %	86		55° / 91 %	143
	65° / 96,6 %	129		65° / 96,6 %	215
40	45° / 81,8 %	80	60	45° / 81,8 %	120
	55° / 91 %	114		55° / 91 %	171
	65° / 96,6 %	172		65° / 96,6 %	257

Táboa 1: Cálculo da lonxitude total (diámetro no caso de detector circular) que permite cubrir un determinado ángulo cenital de 45°, 55° e 65° para os raios cósmicos que cruzan o procesador, en función da distancia do plano detector. Inclúese o porcentaxe da distribución entrante da radiación cósmica cuberto dentro de ese ángulo cenital.

Con todo, os planos detectores teñen que cumprir unha serie de requisitos:

- **Cobertura angular suficiente para garantir unha alta aceptación xeométrica na detección da radiación cósmica incidente.** Terase en conta a forma funcional da chegada dos cósmicos, proporcional a función $\cos^2\theta$ para os muons arredor da enerxía media (sendo θ o ángulo cenital) no cálculo da porcentaxe mínima de cósmicos susceptible de ser detectado cando se cubre unha determinada rexión angular. Con todo, garantir unha alta cobertura angular colocando os dispositivos a gran distancia do procesador cuántico require grandes áreas de detección. A táboa 1 indica a lonxitude mínima da cara dun cadrado que garanta unha cobertura angular determinada, e a porcentaxe mínima de cósmicos cubertos en esa área.
- **Eficiencia na detección dos cósmicos entrantes.** Requírese unha tecnoloxía de detección que permita a detección dos muons e electróns con eficiencias intrínsecas de detección superior ó 99% en cada plano. A ionización producida por estas partículas cargadas de media e alta enerxía é a menor posible para partículas cargadas, configurando os denominados MIPs (“Minimum Ionizing Particles”). Para ter unha cantidade de sinal suficiente nos dispositivos detectores precísase unha cantidade de enerxía depositada no medio sensible que delimita o mínimo grosor do sistema detector para acadar unha eficiencia intrínseca de detección determinada. As perdas de enerxía dos muons en diferentes materiais poden avaliarse en función da enerxía da partícula entrante (ver [Gro2001]), así coma a capacidade de xeración de sinal dos elementos detectores ante a deposición de enerxía producida, factores a ter en conta na determinación do grosor dos detectores.
- **Resolución espacial para a determinación da posición de cruce dos cósmicos a altura do procesador cuántico.** A resolución vai depender da resolución individual de cada plano de detección en cada dirección do espazo e das distancias relativas entre os planos e dos planos ao procesador cuántico. A mínima distancia a que poidamos colocar o plano máis próximo e a distancia dispoñible baixo a estrutura limitarán a resolución que se pode obter, o ter que extrapolar nunha rexión lonxe dos detectores. Teremos en conta ademais que a resolución espacial nos detectores pode ser diferente en diferentes direccións, en función da estratexia de reconstrución utilizada. En particular, como veremos na descrición do dispositivo na seguinte sección, o uso de barras escintilantes longas permite a determinación da posición o longo da barra con resolución por debaixo do centímetro (σ) mediante técnicas de diferenza de tempos entre a chegada da luz a cada extremo, o que xera requisitos adicionais na resolución

temporal dos fotosensores e da electrónica asociada. Finalmente, o obxectivo pasa por ter unha resolución espacial a altura do procesador cuántico da orde do cm, que permita seleccionar os cósmicos candidatos a atravesar o substrato do procesador.

- **Alta resolución temporal.** Por unha parte, a discriminación de candidatos a cósmicos a partir da información combinada dos dous planos de detección require seleccionar os impactos nos planos compatibles temporalmente, para o que se precisan unha certa resolución temporal (da orde dos centos de nanosegundos). Mais importante, requírese unha resolución temporal inferior ao microsegundo para a comunicación cos sistemas de control de procesador cuántico e identificación dos procesos de transición de cubits relacionados coa entrada de radiación cósmica. Finalmente, dominando os requisitos do sistema, precisarase unha alta resolución temporal, na orde das decenas ou centenas de picosegundos, para poder determinar a posición a longo das barras escintilantes no dispositivo particular que se describirá na seguinte sección.
- **Uso de tecnoloxías que non produzan interferencias co dispositivo cuántico.** En particular, non se recomenda a instalación de sistemas de gases na localización da estrutura de computación cuántica, limitando as tecnoloxías de detección.

Descrición detallada do dispositivo.

Propoñemos a construción dun detector composto de dous planos de plásticos escintilantes acoplados en ambos extremos a tubos fotomultiplicadores ("photomultiplier tubes" ou PMTs) ou, alternativamente, tecnoloxías de detección de luz semellantes probadas en outros experimentos con plásticos (como poden ser SiPM, LAAPDs, ...). Cada plano estaría formado por barras escintilantes de 20 mm x 20 mm de sección e aproximadamente 1 m de lonxitude no primeiro plano e 1,5 m no segundo. As figuras 3 e 5 mostran a planta dos planos coas súas dimensións características, mentres a figura 4 mostra unha visión artística da conexión dos PMTs as placas escintilantes.

Barras escintilantes

As barras do material plástico escintilante producen luz na rexión óptica (azul) ou ultravioleta próximo do espectro cando a radiación incidente produce ionización

dentro do material. A luz recóllese nos dispositivos sensibles acoplados o extremo das barras, sexan PMTs, SiPMs ou LAAPDs, producindo unha sinal eléctrica de resposta con certa proporcionalidade a enerxía depositada na barra. A identificación da posición da ionización en cada plano realizarase mediante a identificación da barra na que se produce o sinal, na dirección na que se apilan as barras, e mediante a diferenza de tempo na detección da luz nos detectores de luz en cada extremo das barras na dirección o longo destas.

Dada a alta taxa de ionización producida polos raios cósmicos en dous centímetros do material, non precisaremos materiais plásticos especiais con alta produción de luz, mais dada a lonxitude destas e o procedemento de obter a posición por diferenzas de tempo, si é preciso unha coidadosa selección dos materiais en canto a homoxeneidade na velocidade de grupo da sinal luminosa dentro das barras e unha calibración precisa destas para a mellor resolución en posición. Unha posible elección consiste en barras escintilantes baseadas en polistireno do fabricante Amcrys (<http://www.amcrys.com/>, Ucraína), que conteñen unha solución sólida de luminóforos (aditivos luminiscentes) nun polímero transparente de polistireno¹. Estes plásticos presentan unha alta produción luminosa ante a radiación (da orde do 40-55% da dos baseados en antraceno), con transparencia a súa lonxitude de onda de emisión, un curto tempo de emisión da luz despois da ionización (tempos de desexcitación da compoñente rápida inferiores o nanosegundo, con compoñentes lentas secundarias de tempos de caída nos 300 a 400 nanosegundos), e non presentan deterioro ante altas doses de radiación, ca capacidade de fabricación de lonxitudes de ata 7 metros. Pódense utilizar para detectar ionización de partículas cargadas e tamén de radiación gamma, así como para raios X e neutróns rápidos.

Outras alternativas son o uso de plásticos estandarizados de uso común en aplicacións nucleares, como os modelos do fabricante Saint Gobain (<https://www.mi-net.co.uk/product/plastic-scintillator-detectors>, Francia) BC-400, BC-408 para grandes áreas e tempo de voo ou BC-416 de baixo custo e aplicacións de gran volume ou equivalentes modelos dos fabricantes Eljen Technologies (<https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators>, EEUU), EPIC-Scintillator (<https://www.epic-scintillator.com/Plastic-scintillator>, China), ... Estes modelos, baseados en polivinilotolueno o estireno fluorados con alta homoxeneidade teñen características similares aos baseados en polistireno, con emisións arredor dos 370-

¹ http://www.amcrys.com/details.html?cat_id=146&id=4286

435 nanómetros, producións luminosas entre o 40 e o 70% do antraceno e tempos de desexcitación da orde dos dous nanosegundos.

Para o perfecto desempeño das barras escintilantes e preciso asegurar un óptimo recubrimento cun material reflector ou unha combinación de materiais reflectores-difusores que garantan a transmisión homoxénea da maior cantidade de fotóns ópticos dende o punto da súa produción ata a rexión de lectura dos fotosensores. A este efecto, pódense usar recubrimentos combinados baseados en laminas de aluminio de base plástica combinadas con recubrimentos externos de protección (teflón, plástico ou similares) ou laminas de alta capacidade reflectantes. O recubrimento incrementa lixeiramente o grosor efectivo de cada barra nunha pequena cantidade, que de ser excesiva afecta a eficiencia global do sistema. Unha forma de rebaixar o mínimo o grosor consiste en utilizar un reflector de reducido grosor, que aporte da orde de 0,1 mm por cada cara a recubrir, e utilizar un recubrimento protector plástico externo de maior grosor común a todos as barras, reducindo o grosor do material interposto entre cada dous barras a dúas capas do material reflector (da orde de 0,2 mm). Con isto, teremos unha redución non significativa da eficiencia e unha baixa propagación da luz as barras veciñas. Alternativamente, os fabricantes ofrecen a opción de usar pinturas reflectantes de alta calidade.

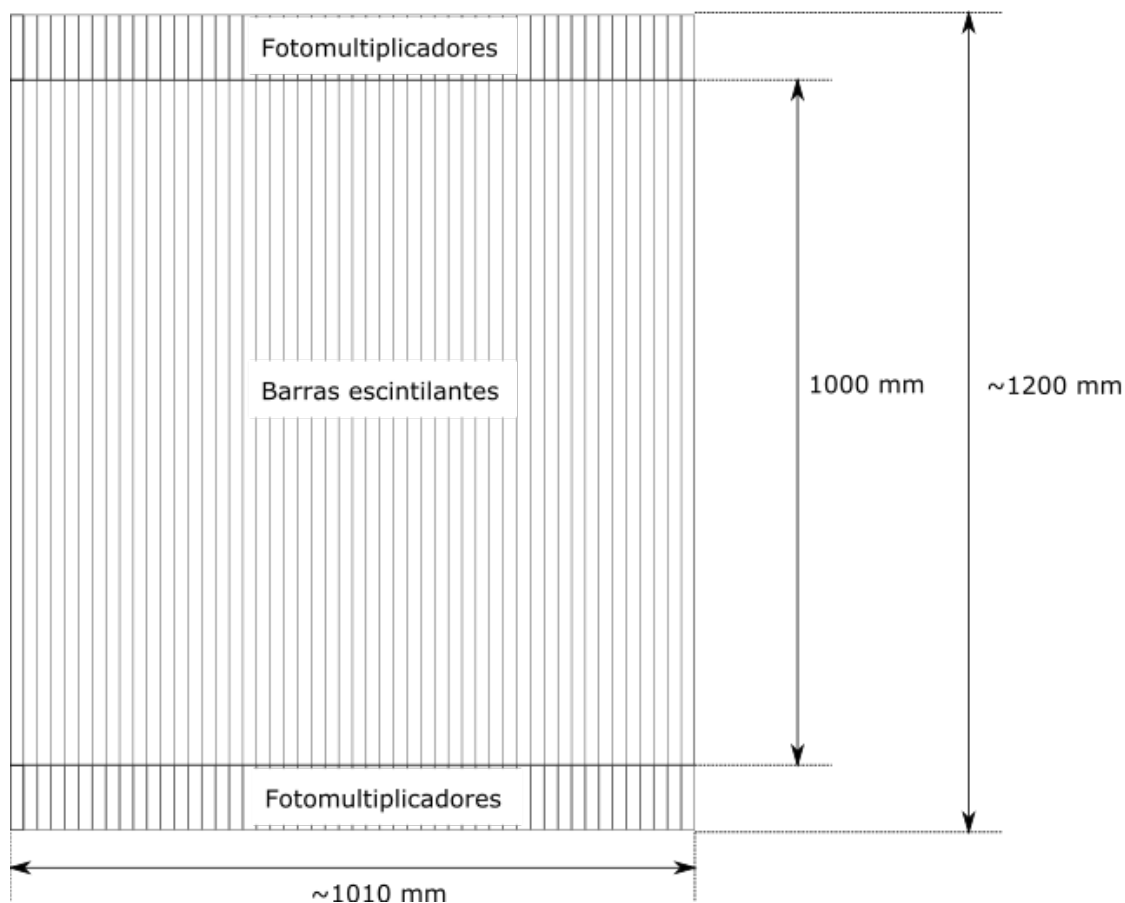


Figura 3: Esquema do plano superior (plano 1) do detector, indicando as súas dimensións aproximadas. Este plano detector consta de 50 barras escintilante con fotodetectores acoplados en cada extremo.

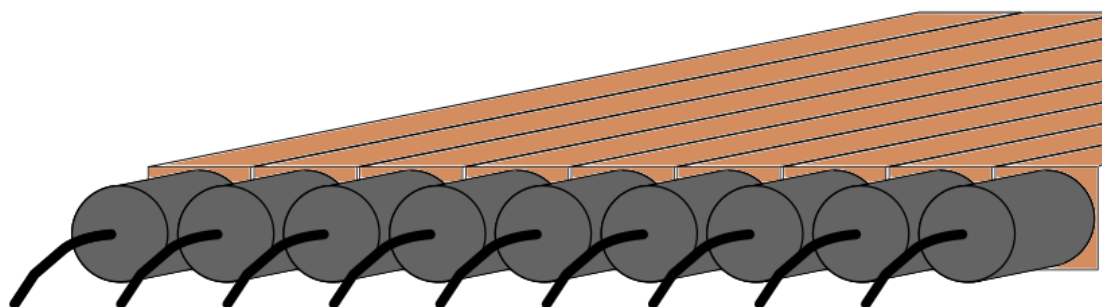


Figura 4: Visión artística das conexións dos fotomultiplicadores a cada barra escintilante no extremo dun plano detector. Na figura omítese a mecánica de suxeición e a cobertura reflectante dos elementos.

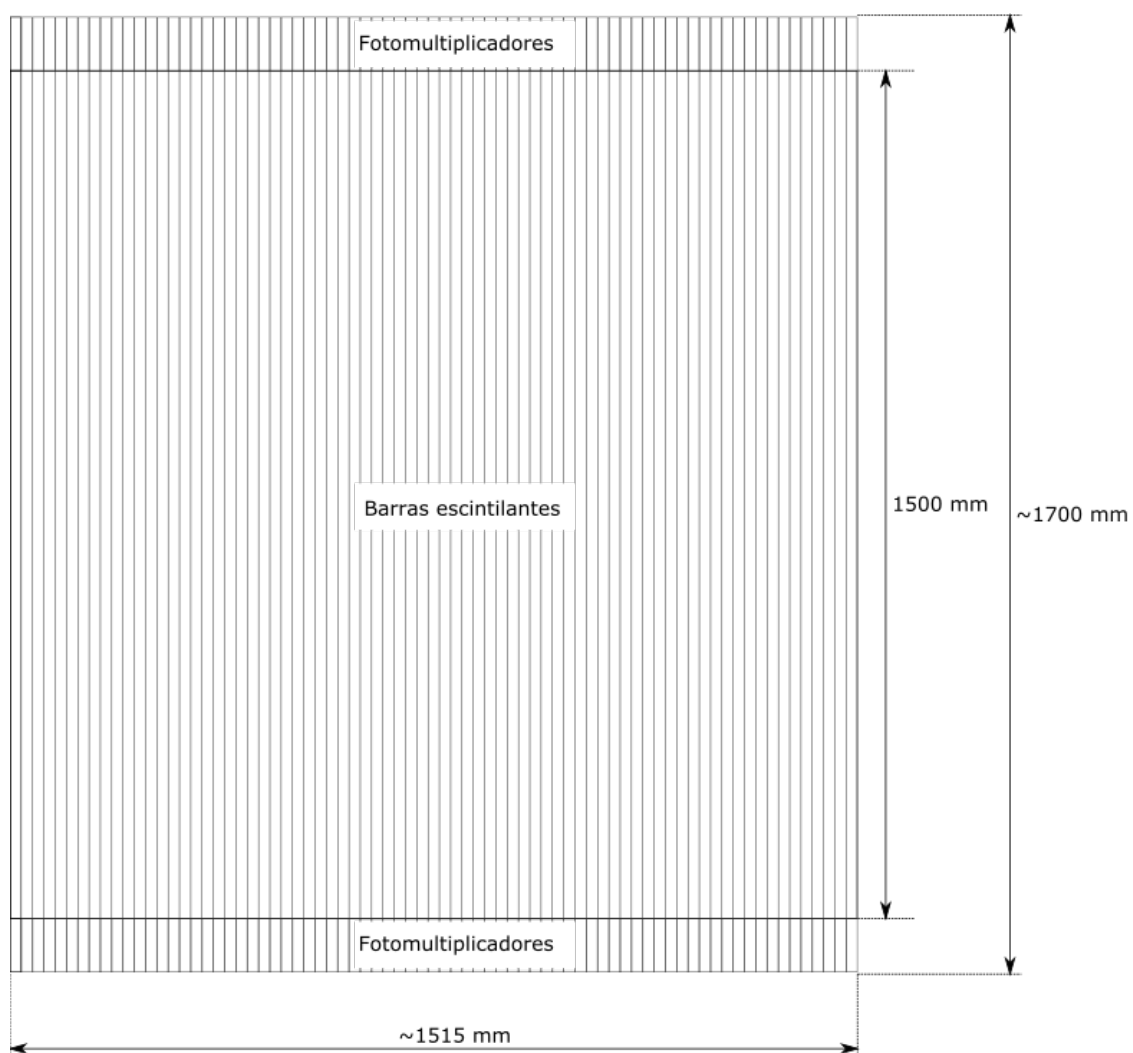


Figura 5: Esquema do plano inferior (plano 2) do detector, indicando as súas dimensións aproximadas. Este plano detector consta de 75 barras escintilante con fotodetectores acoplados en cada extremo.

Fotosensores

A lectura da luz producida nas barras escintilantes require de fotosensores sensibles a un baixo número de fotóns das lonxitudes de onda de emisión das barras plásticas e que responden en tempos moi curtos, da orde dos centos de picosegundos ou nanosegundos de tempos de transito, e de forma moi regular en canto a ganancia e resposta temporal á excitación luminosa. Diferentes fotosensores compren con diferentes desempeños estas tarefas, sendo os mais utilizados os tubos fotomultiplicadores (PMTs), fotomultiplicadores de estado sólido en réxime de Geiger (SiPM) e fotodiodos, en particular os fotodiodos de avalancha de ampla área (LAAPDs), inda que estes últimos requiren etapas de amplificación do sinal adicionais que os fan mais complexos de utilizar nesta aplicación. Cada un dos dispositivos anteriores teñen diferentes características, sendo os PMTs os detectores mais utilizados cando se acoplan ás barras escintilantes, debido a súa alta eficiencia cuántica e resposta a baixas cantidades de iluminación (incluíndo a posibilidade de resposta a fotóns individuais), linearidade na resposta, baixo tempo de transito e ausencia de electrónica posterior de amplificación dado o tamaño dos pulsos de resposta xerados. Existen múltiples modelos que se adaptan as propiedades precisas para cada experimento. Os PMTs son detectores ópticos de vacío que aproveitan o efecto da emisión secundaria de electróns nun fotocátodo onde incide a luz para responder a niveis moi baixos de iluminación, mantendo un nivel de ruído aceptable. A combinación de alta ganancia (que pode chegar a 10^8), baixo ruído e alta resposta espectral fai dos PMTs a opción de referencia, malia os seus altos prezos de adquisición.

Alternativamente os fotomultiplicadores de silicio, en particular os que traballan en réxime de Geiger (SiPMs), están a abrirse paso como alternativa aos PMTs en aplicacións nas que a súa alta corrente escura e a non-uniformidade da resposta do pulso, principais problemas dos SiPMs, non produzan unha gran desvantaxe. O seu favor, os SiPMs presentan un alto cociente de sinal a ruído, ten unha voltaxe de alimentación mai baia (da orde de decenas de voltios, no canto das centenas ou miles para os PMTs) e poden presentar moita maior eficiencia cuántica en certa rexións do espectro. Outra grande vantaxe dos SiPMs é o prezo, que pode chegar a ser da orde da metade do coste dos PMTs por canal.

Electrónica e tratamento das sinais

As sinais producidas polos fotosensores, pulsos de varios nanosegundos de anchura e varios centos de milivoltios de amplitude por riba dun nivel de base estable

(dentro duns poucos milivoltios), envíanse a un sistema que dixitaliza e analiza cada sinal para recadar as informacións básicas que contén. Existen no mercado moitas solucións axeitadas para esta tarefa, dende dixitalizadores de mostreo de sinal con FPGAs (“Field Programmable Gate Arrays”) capaces de reconstruír as amplitudes e tempos de subida característicos dos pulsos, ata combinacións de TDCs (“Time to Digital Converters”) e ADCs (“Amplitude to Digital Converter”) que separan as sinais nos dominios temporais e de amplitudes para dixitalizar os valores con diferentes resolucións.

Un exemplo dentro do primeiro tipo de dixitalizadores que integran unha FPGA pode ser o Mesytec MDPP-32 (<https://www.mesytec.com/products/nuclear-physics/MDPP-32.html>), ca capacidade de reconstruír no mesmo módulo 32 canais con alta resolución temporal de ata 75 picosegundos rms, a unha resolución en amplitude de 14 ou 15 bits, para pulsos de entrada de entre 1,5 milivoltios e 20 voltios, cun baixo ruído inducido.

Outra posibilidade pasa polo uso das denominadas HADES-FAIR-TRB (“Trigger and Readout Board”), tarxetas dedicadas para xestión de disparo e lectura de sinal, con capacidades de determinación de tempos de alta resolución, ata 40 picosegundos (sigma, co procesador HPTDC, “High Performance Time to Digital Converter”, desenrolado no CERN para aplicacións de alta resolución temporal) e de medida de amplitudes mediante métodos de tempo sobre limiar (“time above threshold”), de menor resolución [Fro2007]. Cada tarxeta xestiona 128 canais, cunha FPGA e un procesador dixital integrados que permiten xestionar procedementos de análise online a alta velocidade, sendo unha solución integrada de alta resolución e moi baixo coste (respecto a outras posibles solucións).

Calquera das posibilidades require de sistemas adicionais electrónicos, coma pode ser un bus de comunicacións tipo VME con controlador para os dixitalizadores de Mesytec ou electrónica de comunicacións e ordenador de control na solución das TRBs. A solución definitiva dependerá das características finais do sistema (fotosensores elixidos, electrónica de *front-end* de amplificación ou conexión, características temporais e de disparo, decisión de disparo e análise online, ...) e da dispoñibilidade dos diferentes posibles sistemas no momento da decisión do inicio de proxecto.

Mecánica

O dispositivo experimental require dun sistema mecánico de soporte que cumpra unha serie de requisitos básicos. Por un lado ten dar soporte estrutural ao sistema,

asegurando que as barras non camben por mor do seu peso e suxeitando os fotosensores que non poden unicamente quedar unidos as barras polos sistemas ópticos de cementado. Por outra banda teñen que dar flexibilidade na colocación da posición dos planos tanto respecto a posición do procesador cuántico coma en canto a distancia entre eles e respecto o solo da sala. Precísase ademais que contén con referencias fiduciarias ou algún tipo de sistema de aliñamento que permita a precisa colocación dos planos entre eles e referencialos respecto a posición do procesador e dos cilindros protectores do computador. De ser posible o sistema ten que ser compacto, sen engadir moito volume adicional o sistema, e ter en conta o escaso espazo accesible debaixo do computador cuántico. No caso de que a electrónica dos fotosensores e o cableado poida producir algunha interferencia electromagnética indexada para o computador, e posible engadir no sistema de soporte unha blindaxe magnética (mu-metal) adicional.

Características do detector

O paso da radiación cósmica cargada produce ionización nas placas escintilantes de cada plano do detector. A partir da información de cada plano pódense obter os parámetros da traza incidente, e extrapolar a posición de cruce do cósmico a altura de substrato dos cubits. Veremos nesta sección a cobertura angular e a aceptación xeométrica que ofrece a proposta en función das posibles distancias de instalación, e os detalles da reconstrución da posición e a resolución que podemos esperar na posición do procesador cuántico.

Cobertura do detector

Tal e como vimos no inicio desta sección, a cobertura angular e aceptación xeométrica do dispositivo experimental, para un tamaño determinado das barras escintilantes, depende da distancia a que sexamos quen de poñer as barras con respecto o procesador. Para os tamaños propostos (50 barras de 1 metro de longo no primeiro plano, 75 de 1,5 metros no segundo) a cobertura angular pode garantir a medida dunha porcentaxe alta da distribución angular de cósmicos entrante.

COBERTURA ANGULAR E PORCENTAXE DE COSMICOS NA ACEPTANCIA

Distancia ao procesador	Angular cenital máximo para o	Angular cenital máximo para o	Porcentaxe da distribución entrante (plano)	Porcentaxe da distribución entrante (plano)

(cm)	plano 1 (graos)	plano 2 (graos)	1)	2)
30	59,0	68,2	93,66 %	97,73 %
40	51,3	61,9	88,06 %	95,23 %
50	45,0	56,3	81,83 %	91,94 %
60	39,8	51,3	75,53 %	88,06 %
70	35,5	47,0	69,54 %	83,97 %
80	32,0	43,2	64,16 %	79,77 %

Táboa 2: Cobertura angular (ángulo cenital máximo detectable) e porcentaxe da distribución de radiación cósmicos incidente no dispositivo cuántico detectable en función da distancia entre os planos de detección e o procesador. A información avalíase para cada plano por separado por mor do seu diferente tamaño nesta proposta.

Na táboa 2 quedan reflectidos os ángulo cenitais máximos detectables para os cósmicos incidentes que pasen polo procesador cuántico, en función da distancia de cada plano ó procesador. Preséntanse columnas separadas para cada plano por mor do seu diferente tamaño. En columnas separadas tamén se mostra a porcentaxe mínima da distribución entrante susceptible de ser detectada polo detector, o caer dentro da súa aceptación xeométrica.

Inda que resulta obvio o incremento da aceptación o reducir a distancia co procesador, veremos nas seccións seguintes que a resolución na posición do cósmico a altura do procesador mellora co incremento da distancia entre os planos detectores, o que vai en contra da cobertura angular do plano que ocupe a posición inferior. Precisaremos dun compromiso entre estes valores no deseño final do experimento. En todo caso, a recomendación é colocar o plano superior o mais achegado posible ó procesador, compatible ca instalación de protección e blindaxe da infraestrutura.

Reconstrución da posición en cada plano

Unha vez que as sinais do sistema queden dixitalizadas pola análise dos pulsos realizado na FPGA ou na sección de ADC/TDC (en función da electrónica utilizada) precísase unha electrónica de decisión de disparo que escolla, para cada barra, os sucesos que cumpran unha serie de premisas en canto ao tempo de chegada aos fotosensores en cada extremo, e a calidade mínima das sinais recibidas. Con isto, a reconstrución da posición ao longo da barra realizase, en primeira aproximación, por

unha simple fórmula: para unha barra de lonxitude L , de medir tempos t_1 e t_2 e amplitudes E_1 e E_2 en cada un dos fotosensores, teremos:

$$t_1 = t_0 + \frac{x+L/2}{v_{esc}} ; \quad t_2 = t_0 + \frac{L/2-x}{v_{esc}}$$

onde v_{esc} refírese a velocidade da luz efectiva dentro das barras escintilantes, t_0 corresponde o momento da interacción da partícula incidente ca barra e x corresponde a desexada posición da interacción o longo da barra, tal e como se ve na figura 6.

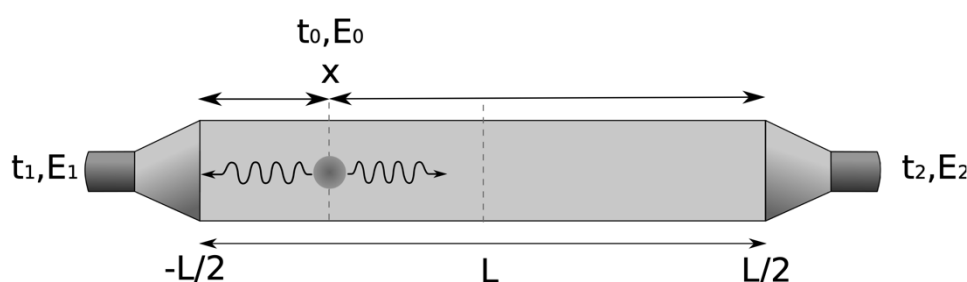


Figura 6: Esquema do proceso de propagación da luz na barra escintilante e notación utilizada na determinación da posición o longo da barra, para unha barra de lonxitude L acoplada a dous fotosensores.

Con isto, a posición x o longo da barra e o momento preciso da interacción t_0 obteranse mediante as seguintes expresións:

$$x = \frac{v_{esc} (t_1 - t_2)}{2} ; \quad t_0 = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{L}{2 v_{esc}}$$

Adicionalmente poderemos obter información sobre a enerxía depositada E_0 , asumindo unha redución exponencial da amplitude ca lonxitude recorrida pola sinal, de acordo a constante de atenuación da barra λ (razón pola que este valor debe ser o maior posible):

$$E_0 = \text{sqrt}(E_1 E_2) \exp(L/2\lambda)$$

A resolución esperada en esta dirección dependerá, polo tanto, da resolución temporal que se poida acadar na determinación dos tempos en cada sistema fotosensor e da homoxeneidade e propiedades da velocidade da luz dentro das barras escintilantes, así como a lonxitude da barra e as propiedades de atenuación e homoxeneidade da mesma. Valores típicos de resolución por debaixo do 1 cm (sigma, con distribución tipicamente de Gauss) son habituais en barras escintilantes de lonxitudes da orde do metro. Por citaren un exemplo, as barras escintilantes do

detector NeuLAND na colaboración R3B (FAIR, Alemaña) no que traballan parte dos autores deste proxecto, presentan resolucións espaciais da orde de 1,5 cm (sigma) para lonxitudes de 2,5 metros e grosos de 5 centímetros, moito maiores que as aquí propostas, utilizando materiais similares (barras equivalente a BC-408, PMTs en ambos extremos, ...) [Bor2021]. E de esperar que distancias e grosos de barra menores, nun factor dous polo menos, deberan presentar moito mellores resolucións espaciais, a igualdade de compoñentes.

Na dirección perpendicular, o propio grosor das barras define a resolución mínima do sistema, cunha distribución de probabilidade de detección cadrada de dous centímetros de anchura, o que da un valor da desviación estándar de 0,58 centímetros nesta dirección, para barras de dous centímetro de grosor. Sen embargo, esta resolución é susceptible de mellora, xa que moitos dos raios cósmicos poden cruzar por dúas barras do mesmo plano, incrementando a resolución mediante un método de centro de gravidade do sinal depositado.

Con todo, esta información ten que se combinar ca detección simultánea (dentro dun intervalo de tempo de coincidencia) cunha detección no segundo plano con condicións xeométricas compatibles para a reconstrución da traxectoria dun cósmico que poida vir da rexión do procesador. En función da electrónica de procesado do sinal e de disparo do sistema, o proceso de determinación de trazas candidatas pode requirir de programación específica ou da incorporación de electrónicas de disparo adicionais. Por exemplo, o procesado das características de cada detección e a combinación das sinais pódese realizar na propia memoria da FPGA en certos módulos de análise do pulso de entrada, resultando nun candidato a cósmico final en tempos de cálculo da orde dos microsegundos. Outros sistemas (HADES-FAIR-TRB) admiten condición de disparos complexos mediante o uso de 128 canais de TDC de alta resolución unidos a unha gran FPGA e un procesador de sinal que permiten a programación de condicións de disparo complexas (baseadas en patróns de detección) [Fro2007]. Calquera destas solucións garante unha detección e capacidades de comunicación do paso do candidato en tempos reducidos. A coordinación temporal require adicionalmente de sistemas de sincronización ca estrutura cuántica do CESGA, inda por definir.

Resolución na posición dos cósmicos á altura do procesador

Unha vez determinadas as posicións en cada dirección do plano para os dous conxuntos de barras escintilantes, a información dos dous planos, normalmente cruzados para combinar diferentes distribucións de probabilidade no cálculo

extrapolado, utilízase na determinación da posición de paso do cósmico a altura do procesador. A situación reflíctese na figura 7, onde D_1 e D_2 son as distancias do procesador cuántico dos planos 1 e 2, e θ é o ángulo cenital do raio cósmico.

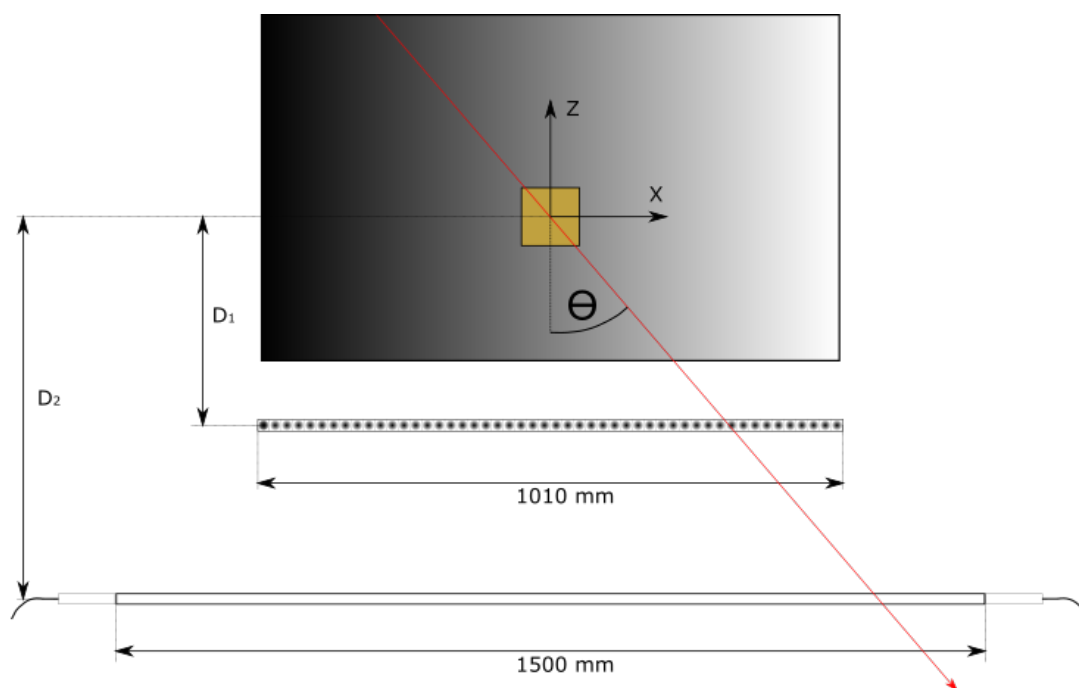


Figura 7: Esquema da disposición dos detectores con respecto á cámara de protección do procesador cuántico, indicado como un rectángulo no eixo da cámara. A flecha indica un cósmico incidente que atravesa o procesador e os planos detectores. Indícanse as distancias D_1 e D_2 entre o procesador e cada un dos planos, e as dimensións aproximadas dos sistema.

Tendo en conta o método de reconstrución do sinal visto no apartado anterior, a resolución esperada depende fundamentalmente da capacidade de reconstrución da posición ao longo da barra, isto é, da resolución temporal na medida das diferenzas de tempos entre as chegadas do sinal a cada un dos fotosensores a cada lado das barras. Asumindo distribucións de Gauss na resposta en posición do sistema o longo da barra, e distribucións cadradas para a resposta en posición na dirección perpendicular (na dirección na que se apilan as barras), podemos calcular a resolución en posición a altura do procesador, en función das distancias entre este e os planos detectores. A información deste cálculo queda condensada na figura 8: no recadro superior esquerdo móstranse a resolución en cada dirección do plano para barras de 2 cm de grosor e cunha resolución o longo da barra de 1 cm (expresada polo sigma da distribución de Gauss); no recadro superior dereito móstrase a resolución en posición a altura do procesador. As diferentes curvas de resolución, semellantes a funcións de Gauss, obtéñense ó aplicar distintas distancias entre o procesador e cada plano, con D_1 a distancia ao plano 1 e D_2 ao plano 2, coma se

indica na lenda da imaxe, en orde decrecente de resolución. Os valores de resolución en posición obtidos para cada par de distancias quedan reflectidos na cuarta columna da táboa 3, tras un axuste a unha función de Gauss.

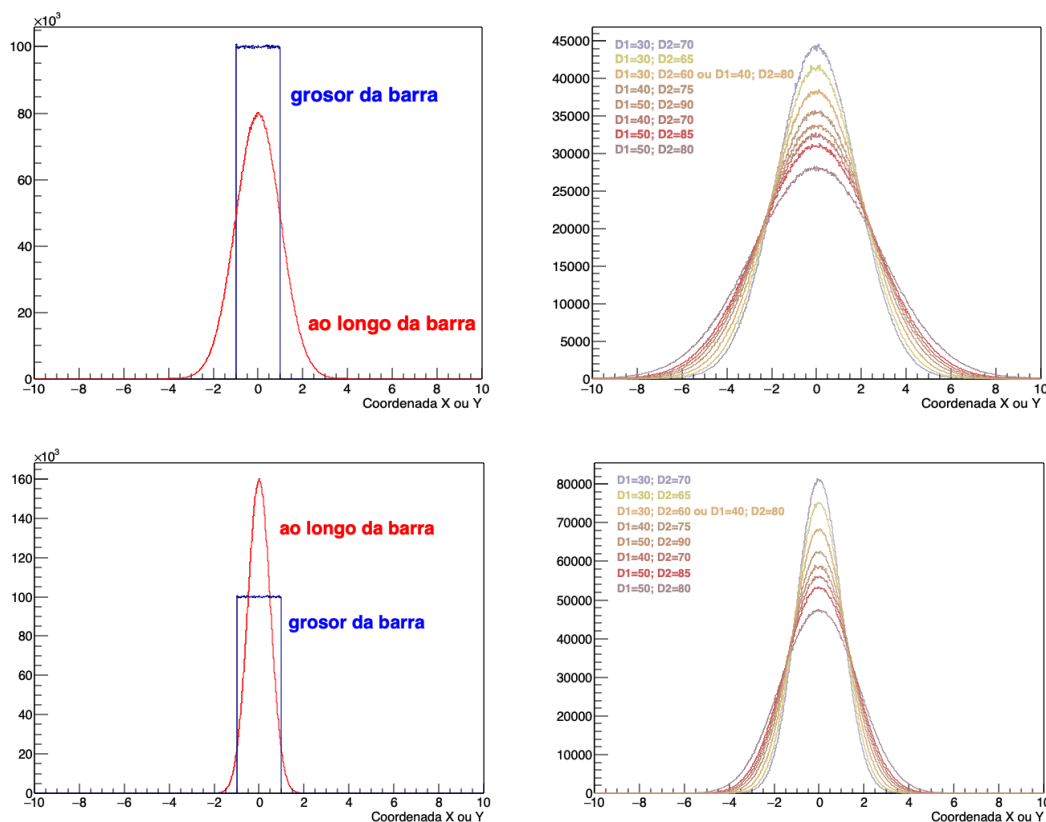


Figura 8: Resolución espacial, expresada en cm, cada unha das direccións do plano escintilante (esquerda) e na altura do procesador cuántico (dereita) para diferentes distancias entre os planos e o procesador. Na parte superior a resolución o longo das barras é de 1 cm (sigma), mentras na inferior corresponde a 0,5 cm (sigma).

No caso de que a resolución espacial o longo da barra sexa da orde de 0,5 cm (sigma) obteremos os resultados dos cadros inferiores da figura 8: na esquerda as resolucións dos planos detectores ao longo e perpendicular da barra e na dereita a altura do procesador. Os resultados numéricos do axuste á función de Gauss para esta situación aparecen na terceira columna da táboa 3, en función das distancias dos planos.

RESOLUCIÓN

Distancia ao procesador (cm)	Distancia entre planos (cm)	Resolución no procesador para $\sigma_{\text{longo}} =$	Resolución no procesador para σ_{longo}

		0,5 cm (σ , cm)	= 1 cm (σ , cm)
30	40	0,98	1,80
	35	1,05	1,92
	30	1,15	2,08
40	40	1,15	2,08
	35	1,26	2,24
	30	1,40	2,46
50	40	1,34	2,36
	35	1,47	2,56
	30	1,65	2,84

Táboa 3: Resolución simulada para diferentes distancias entre os planos e do primeiro plano ao procesador, asumindo resolucións de $\sigma = 0,5$ cm e $\sigma = 1$ cm o longo da lonxitude das barras escintilantes.

Dos resultados obtidos podemos recomendar unha disposición experimental na que o plano superior quede colocado a distancia mínima posible do procesador, que segundo a información proporcionada polo equipo de instalación e da orde de 30 cm. Para optimizar a resolución entre as configuracións probadas, o plano inferior debe separarse uns 40 cm do plano superior, isto é, colocarse a 70 cm do procesador. Con isto, de ter espazo suficiente para esta colocación dos planos, obtemos resolucións a altura do procesador da orde ou inferiores a 1 cm (sigma), garantindo unha eficiencia razoable na detección dos cósmicos entrantes.

4. Orzamento e planificación

Estimarase nesta sección o orzamento preciso para a construción e instalación do detector. Tamén se incluírá unha planificación da construción e instalación do detector e o persoal necesario.

O sistema estaría composto por:

1. 50 barras escintilantes de sección 20x20 mm² e 1000 mm de lonxitude.

Estimamos a partires dos modelos Amcrys UPS-923A (dos que dispoñemos CTS-2023-0046 [Detección de raios cósmicos ...](#)

exemplares probados no laboratorio de física nuclear do IGFAE) con un prezo estimado duns 140 euros por barra. Prezo total: 7 000 euros.

2. 75 barras escintilantes de sección 20 x 20 mm² e 1 500 mm de lonxitude, igualmente baseándonos no modelos Amcris UPS-923A , con un prezo estimado duns 160 euros por barra. Prezo total: 12 000 euros
3. 250 elementos fotosensores. No caso de tratarse de tubos fotomultiplicadores, incluídas as bases dos PMTs (modelo Hamamatsu R750 con base E974-14), o prezo aproximado por unidade sería de 600 euros, asociado a compra en volume. Prezo total: 150 000 euros.

Alternativamente, pódese avaliar o uso de tecnoloxías alternativas como os SiPM ou LAAPDs onde existe unha competición na redución dos prezos. En particular, os modelos baseados no sensor Hamamatsu S14160-6050HS pódense conseguir en gran volume a uns 360 euros por canal. Prezo total: 90 000 euros

4. Electrónica de tratamento das sinais. De escoller a alternativa baseada nun sistema VME con 8 módulos Mesytec MDPP-32, o custo aproximado estaría composto polo custo do chasis de conexións VME (arredor de 15 000 euros), o ordenador/controlador do VME (de arredor de 5 000 euros), o PC de control do sistema (uns 2 000 euros), os módulos MDPP-32 (a uns 5 000 euros por unidade) e as licenzas de software (sistema operativo en tempo real). Prezo total: 62 000 euros.

Outras alternativas comprenden o uso de electrónicas integradas tipo HADES-FAIR TRB de custo moi inferior, inda que require a adaptación electrónica do sinal de entrada e o desenrolo específico de ferramentas software para a configuración das condicións específicas do dispar. O custo do sistema total pode, en este caso, reducirse, inda que a estimación é mais complexa, debido a necesidade de desenvolvemento de compoñentes adicionais. Prezo total: 40 000 euros.

5. Estacións de alto voltaxe e cableado completo do sistema, incluíndo as conexións entre os fotosensores e a electrónica de adquisición e a interconexión entre módulos e destes cos ordenadores de control. Existen diferentes fabricantes e configuracións de altos voltaxes en función da elección dos fotosensores que afectan a esta estimación, xa que a corrente e potencia máxima, así coma o número de canles separadas que teñan que alimentar aos fotosensores de forma independente. Prezo total aproximado: 25 000 euros.

6. Mecánica da estrutura de soporte, guiado, aliñamento e axuda a conexión dos fotosensores as barras escintilantes. Prezo total aproximado: 10 000 euros
7. Materiais funxibles: incluíndo os cementos ópticos de conexión dos fotosensores ás barras escintilantes, as láminas reflectantes de recubrimento das barras, e outros materiais e ferramentas específicas necesarias para a construción do detector. Prezo total aproximado: 10 000 euros.

ORZAMENTO			
Concepto	Prezo unidade (euros)	Prezo total (kiloeuros)	Prezo alternativo (kiloeuros)
BARRAS ESCINTILANTES PLANO 1	140 (Amcrys)	7 (Amcrys)	
BARRAS ESCINTILANTES PLANO 2	160 (Amcrys)	12 (Amcrys)	
ELEMENTOS FOTOSENSORES	600 (PMTs)	150 (PMTs)	90 (SiPMs)
ELECTRÓNICA DIXITAL	-	62 (VME)	40 (TRB)
CABLEADO E ALTO VOLTAXE	-	25	
MECÁNICA	-	10	
FUNXIBLES E INVENTARIABLES	-	10	
TOTAL	TOTAL	276	194

Táboa 4: Orzamento aproximado do proxecto, incluíndo prezos por unidade para certos compoñentes. Inclúese prezos alternativos para outras tecnoloxías compatibles.

O orzamento total da construción do detector, sen contar a mano de obra, estaría entre os 194 e ós 276 kiloeuros, en función da elección da tecnoloxía de lectura dos fotosensores e da electrónica asociada. A táboa 4 resume o orzamento, incluíndo diferentes opcións para algún compoñente de alto valor económico.

O tempo de entrega dos compoñentes estímase inferior aos cinco meses, salvo no caso das electrónicas que poden ter tempos de entrega variables en función da situación do mercado, sometido a tensións na produción de microcompoñentes. O

tempo de construción do dispositivo estímase nuns 6 meses dende a recepción dos materiais, requirindo a contratación dun técnico de laboratorio a tempo completo durante ese período, mais un tempo adicional de catro meses, unha vez construído o detector, para a preparación do software de adquisición, disparo, análise, sincronización e conexión co sistema do CESGA. A operación, programación, calibración, interoperación e análise dos datos producidos polo sistema detector require de persoal capacitado dedicado a tarefa. É importante notar que os prazos de produción do detector, calibración e posterior análise das medidas iniciais de interacción de cósmicos no procesador coinciden ben cos tempos aproximados de traballo dunha tese de doutoramento dentro das liñas de investigación no programa de doutoramento de Física Nuclear e de Partículas da USC.

4. Bibliografía

[Vep2020] Antti P. Vepsäläinen; Amir H. Karamlou; John L. Orrell; Akshunna S. Dogra; Ben Loer; Francisca Vasconcelos; David K. Kim; Alexander J. Melville; Bethany M. Niedzielski; Jonilyn L. Yoder; Simon Gustavsson; Joseph A. Formaggio; Brent A. VanDevender; William D. Oliver. "Impact of ionizing radiation on superconducting qubit coherence". *Nature*, vol. 584(7822), páxinas 551-556, agosto 2020 (<https://doi.org/10.1038/s41586-020-2619-8>).

[Wil2021] C. D. Wilen, S. Abdullah, N. A. Kurinsky, C. Stanford, L. Cardani, G. D'Imperio, C. Tomei, L. Faoro, L. B. Ioffe, C. H. Liu, A. Opremcak, B. G. Christensen, J. L. DuBois, R. McDermott. "Correlated charge noise and relaxation errors in superconducting qubits". *Nature*, vol. 586(), páxinas -, xuño 2021. (<https://doi.org/10.1038/s41586-021-03557-5>).

[Mar2021] John M. Martinis "Saving superconducting quantum processors from decay and correlated errors generated by gamma and cosmic rays". *Quantum Information* 7: 90, xuño 2021 (<https://doi.org/10.1038/s41534-021-00431-0>).

[McE2022] McEwen, M., Faoro, L., Arya, K. et al. "Resolving catastrophic error bursts from cosmic rays in large arrays of superconducting qubits". *Nat. Phys.* 18, 107–111, xaneiro 2022 (<https://doi.org/10.1038/s41567-021-01432-8>).

[Car2021] Cardani, L., Valenti, F., Casali, N. et al. "Reducing the impact of radioactivity on quantum circuits in a deep-underground facility". *Nat Commun* 12, 2733, maio 2021. (<https://doi.org/10.1038/s41467-021-23032-z>).

[Gro2001] D. Groom, N. Mokhov, S. Striganov. "Muon Stopping power and range tables 10 MeV–100 TeV". Atomic Data and Nuclear Data Tables 78, 183-356, xullo 2001 (<https://doi.org/10.1006/adnd.2001.0861>).

[Ago2003] S. Agostinelli et al., "Geant4 - A Simulation Toolkit", Nucl. Instrum. Meth. A 506, xullo 2003, 250-303 ([https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)).

[PDG2022] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022) (<https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>).

[Bor2021] K. Boretzky, I. Gašparić, M. Heil, et al., "NeuLAND: The high-resolution neutron time-of-flight spectrometer for R3B at FAIR", Nucl. Instrum. Meth. A 1014, octubre 2021, 165701 (<https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165701>).

[Fro2007] I. Fröhlich, M. Kajetanowicz, K. Korcyl, W. Krzemien, M. Palka, P. Salabura, C. Schrader, P. Skott, H. Ströbele, J. Stroth, A. Tarantola, M. Traxler, R. Trebaczand e S. Yurevich, "A General Purpose Trigger and Readout Board for HADES and FAIR-Experiments", IEEE Transactions on Nuclear Science 55, 59-66, 2007 (<https://doi.org/10.1109/RTC.2007.4382855>).