

Софийски Университет
„Св. Климент Охридски“

Физически факултет



**Изучаване и разработка на
детектори за йонизиращи лъчения**

Георги Стефанов Георгиев

Автореферат

на дисертация за придобиване на образователна и научна степен доктор по
Неутронна физика и физика на ядрените реактори

Научен ръководител:
доц. д-р Венелин Кожухаров

Научен консултант:
доц. д-р Людмил Цанков

Научен ръководител:
доц. д-р Ивайло Христосков

София, 2020

Съдържание

Увод	4
1 NA62, CERN	5
1.1 Системи на експеримента	5
1.2 Детектори на малки ъгли	6
2 Енергетична калибровка на SAC/IRC	8
3 Генератор на светлинни импулси с ниска интензивност	10
3.1 Хардуерна реализация	10
3.2 Характеристики на генератора	12
4 Вето детектор от сцинтилационни влакна	14
4.1 Изследване на характеристиките на CCD камера SBIG 11000M	15
4.1.1 Изследвания с източник на светлина	15
4.1.2 Регистрация на сцинтилации	16
5 Вето-детектор от сцинтилационни пръти	18
5.1 Сцинтилационни пръти и ФЕУ	19
5.1.1 Методи за привързване по време	20
5.1.2 Времеви характеристики на изследвания прототип	26
5.1.3 Ефективност и шум	27
5.2 Сцинтилационни пръти и SiPM	29
5.2.1 Прототип и набор на данни	29
5.2.2 Времеви характеристики	32
5.2.3 Шумове и ефективност	34
Научни приноси	36
Библиография	39

Увод

В съвременното йонизиращи лъчения се използват и контролират в различни сфери от нашия живот – медицина, томография, ядрена енергетика, фундаментални изследвания, радиационна защита и др., а освен това сме заобиколени от тях вследствие на процеси, формиращи естествения радиоактивен фон. Човешкият организъм не разполага със сетива, регистриращи йонизиращи лъчения, затова се разработват и използват различни по вид и принцип на действие детектори, които имат възможност да регистрират лъченията и да дават информация за различни техни параметри.

Въпреки, че до голяма степен принципите на работа на детекторите са установени, развитието в тази посока не спира. Съществуват задачи, които изискват разработването на нови детектори с определени характеристики. Нуждата да се оптимизират ресурсът, цената или удобството при работа би могло да доведе до разработване и модифициране на технологиите.

По-интересен от научна гледна точка е случаят, при който липсата на вече разработени детектори, готови да решат даден комплексен проблем, води до изследвания и нови разработки, съобразяващи се с потребностите и наложените ограничения. Именно такъв е случаят с детекторите, разгледани в дисертацията. Тя е посветена на разработване и изучаване на детектори, отговарящи на нуждите на два съвременни експеримента в областта на физиката на високите енергии. Разработена е на базата на авторски изследвания и публикации, във връзка с проведените изследвания на прототипи за детектори на йонизиращи лъчения, методи и алгоритми за тяхното охарактеризиране и получени резултати.

Дисертацията е разделена на 6 глави.

Глава 1 представлява увод на тема „Детектори на йонизиращи лъчения“. Разгледани са основни характеристики на детекторите на йонизиращи лъчения. Обърнато е внимание на органичните и неорганичните сцинтилационни материали, физичните основи на формиране на сцинтилации и начините за регистрация на слабите сцинтилационни сигнали с подходящи фото-детектори.

Във втора глава е направен обзор на основните детектори и системи за набор на данни на експеримента NA62, CERN. Представен е и метод за енергетична калибровка на детекторите SAC и IRC, който използва данни само от дискриминатори по две нива. Главата е базирана на авторска публикация по темата, в която авторът им съществен принос [1].

Трета глава представлява обзор на експеримента PADME, LNF, INFN. Разгледана е схемата на експеримента и е дадена обосновка на отделните компоненти. Публикации, свързани с тази глава, са [2, 3]

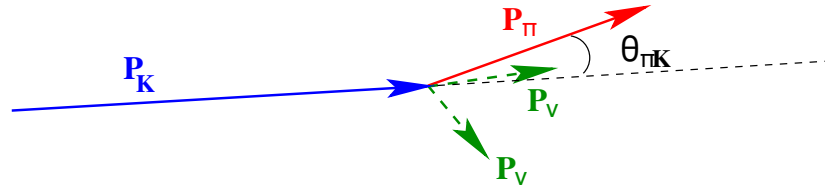
В глава четвърта са представени разработката и изследванията на генератор на светлинни импулси, който имитира сцинтилации в пластмасови сцинтилатори, породени от заредени частици. Работата е публикувана в [4].

Глави 5 и 6 съдържат направените изследвания във връзка с вето системата на експеримента PADME. Разгледани са две основни възможности за изграждане на вето системата – хибриден детектор със сцинтилационни влакна, изчитан от CCD матрица и детектор от сцинтилационни пръти, изчитан от различни видове ФЕУ или SiPM [5–7].

В настоящия автореферат е отсято по-важното от втора до шеста глава, а обзорната част е пропусната.

1 NA62, CERN

NA62 е експеримент с фиксирана мишена, разположен на ускорителя SPS в CERN. Той е посветен на прецизни измервания на редки каонни разпади. Основната цел на експеримента е прецизното измерване на относителната вероятност на свръх редкия разпад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu$, илюстриран на фиг. 1, и определянето на параметъра V_{td} от матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава (CKM)[8], описваща смесването между кварките. Теоретично предсказаната вероятност за този разпад е 0.8×10^{-10} .



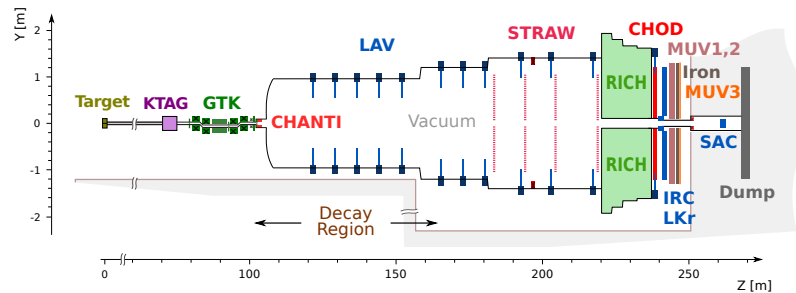
Фигура 1: Схема на разпада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu$

За отделянето на едно събитие $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu$ е необходимо да се потисне фон, който е 10 порядъка по-голям от сигнала. Това е възможно с помощта на детектори, осигуряващи кинематично разграничаване между отделните моди на разпад на каона, идентификация на частиците и вето-детектори.

1.1 Системи на експеримента

Експериментът си е поставил за цел да регистрира около 100 кандидата в канала $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu$ за няколко години набор на данни.

Илюстративна схема на експеримента е представена на фигура 2.



Фигура 2: Схема на експерименталния комплекс NA62 [1].

- Прагов черенковски детектор (CEDAR), поставен в началото на комплекса за идентифициране на каоните от снопа

- Свърхтънки силициеви точкови детектори (GIGATRACKER) за измерване на импулса на каоните и осигуряване на времева информация за техния разпад
- Анти-броячи (ANTI), обграждащи вакуумния обем и служещи за регистрация на фотони, идващи от разпадния обем под ъгъл $> 15 \text{ mrad}$
- Магнитен спектрометър (Straw Chambers), използван за определяне на импулса на пионите от изследвания разпад
- Пръстенев черенковски детектор (RICH) за точно измерване на скоростта на заредената частица и нейното идентифициране
- Електромагнитен калориметър (LKR), служещ за вето-детектор за фотони в ъгловата област $1 \div 15 \text{ mrad}$
- Адронен калориметър и мюонен детектор (HAC, MUV), служещи основно за идентификация на мюони
- Електромагнитни вето-калориметри на малки ъгли на излитане ($0 \div 1 \text{ mrad}$) на фотоните – SAC, IRC

1.2 Детектори на малки ъгли

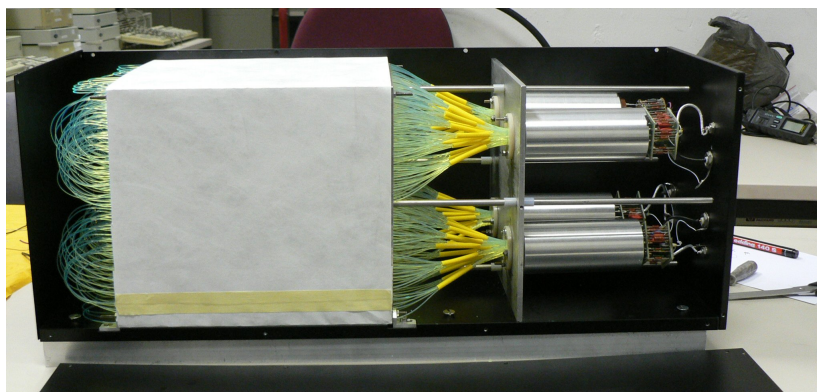
В експеримента има два специални калориметъра – SAC (фиг. 3) и IRC (фиг. 4). Тези калориметри регистрират събитията, при които е излъчен фотон на малки ъгли спрямо каонния сноп (до 0°). Детекторите са тип шашлик, с редуване на листове олово и пластмасови сцинтилатори. За отвеждането на оптичния сигнал са използвани влакна, отместващи дължината на вълната (WLS), които преминават през последователността от олово и сцинтилатор. Изискването към детекторите е да са в състояние да регистрират фотони с енергии $> 5 \text{ GeV}$ с максимална неефективност 10^{-4} . При номинална интензивност на снопа, скоростта на броене, дължаща се на фотоните, ще бъде $\sim 1 \text{ Mcps}$, която детекторите и електрониката след тях трябва да са в състояние да понесат. Изискванията към IRC са даже още по-високи, тъй като през него минават мюони, получени при разпадането на частиците от снопа. Общото натоварване на IRC е до $\sim 10 \text{ Mcps}$.

SAC се състои от по 70 листа олово и пластмасов сцинтилатор с размери $205 \times 205 \text{ mm}^2$ и дебелини 1.5 mm , което се равнява на 19 радиационни дължини (X_0). Общо 484-те отвора, през които преминават влакната, са с диаметър $\varnothing 1.5 \text{ mm}$, разпробити са с правилна четириъгълна мрежа със стъпка 9.5 mm . Използвани са 240 влакна *Kuraray Y11(250)MSJ* с $\varnothing 1 \text{ mm}$. Прекараните влакна през листовите олово и сцинтилатор има „U“-образна форма т.е. двата края на едно влакно излизат от една и съща страна, което позволява да не се губи захванатата от тях светлина. Влакната са оформени на четири снопа, които се изчитат от четири ФЕУ Hamamatsu R6427 [9].

Измерената неефективност за електрони с енергия 600 MeV е 5×10^{-3} , а за енергии 25 GeV е $< 3 \times 10^{-5}$. Собствената разделителна способност по енергии е

оценена на

$$\frac{\sigma(E [\text{GeV}])}{E} = \sqrt{\left(\frac{8.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{7.1\%}{E}\right)^2} \quad (1)$$



Фигура 3: Електромагнитен калориметър на малки ъгли SAC



Фигура 4: Електромагнитен калориметър на малки ъгли IRC

IRC представлява ексцентричен пръстеновиден калориметър отново тип шашлик с редуване на олово и пластмасов сцинтилатор. Външният диаметър на чувствителния обем е $\varnothing 290$ mm, а вътрешният светъл отвор $\varnothing \sim 120$ mm. Детекторът е центриран на пътя на преминаване на сноп, който не се закривява. За да се осигури безпрепятственото преминаване на заредените частици през средата на детектора, централният отвор е отместен на 12 mm от центъра на детектора. Детекторът надлъжно е разделен на две части. Частта от страната на мишената има дължина 89 mm, а другата – 154 mm. Двете части са позиционирани на разстояние 40 mm. За да се избегне взаимодействие на фотоните, получени от разпади на K^+ , в края на калориметъра вътрешният отвор на втората половина на детектора е с 2.2 mm по-голям. Първата част е изградена от по 25 листа олово и сцинтилатор, а втората – от 45. Общият брой съвпада с този при SAC – общата дължина отново е $19 X_0$. За отвеждане на оптичния сигнал са използвани влакна BCF-92 на Saint Gobain [10, 11], а за изчитането са използвани четири ФЕУ Hamamatsu R6427 [9]. Светлината,

която се получава от този детектор, е с голяма интензивност и по тази причина е поставен филтър между сноповете от влакна и ФЕУ.

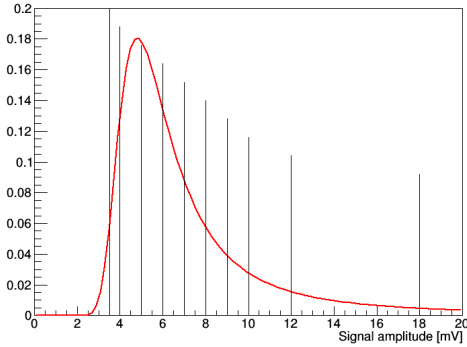
2 Енергетична калибровка на SAC/IRC

Когато се използват дискриминатори, даващи времеви маркери на сигнала, какъвто е случаят с детекторите SAC и IRC, за всяко едно от сработванията получаваме времената на пресичане на даден праг. При този процес се губи информация за параметрите на сигнала. По тази причина е важно предварително да се определят оптималните стойности на праговете на дискриминация.

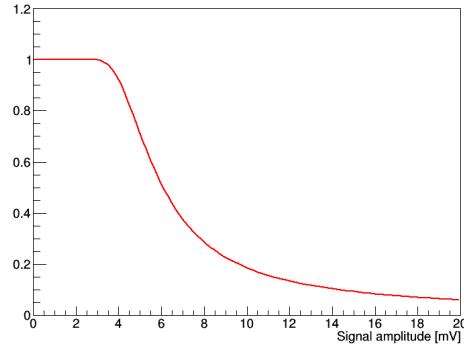
В случая на тези два детектора е необходимо праговете да бъдат подбрани така, че да имат максимална ефективност за регистрация на фотоните, получени от разпадите на K^+ , но в същото време да не регистрират безполезните събития, получени от съпътстващите основния сноп мюони. Мюоните от снопа са минимално йонизиращи и по тази причина спектърът на отдадената енергия в сцинтилаторите се подчинява на разпределението на Landau [12]. Средната отдадена енергия от един мюон в детекторите е $\mu \approx 20 \text{ MeV}$. Разпределението на Landau има вероятностна плътност

$$PDF_{Landau}(x; \mu, c) = \frac{1}{\pi c} \int_0^\infty e^{-t} \cos\left(t \frac{x - \mu}{c} + \frac{2t}{\pi} \log\left(\frac{t}{c}\right)\right) dt, \quad (2)$$

където μ е позиционен параметър, а c е мащабен коефициент.



(а) Плътност на вероятността (PDF)



(б) Допълнително кумулативно разпределение (1-CDF)

Фигура 5: Разпределение на Landau

Енергиите на фотоните, представляващи интерес, започват от около 5 GeV . С отчитане на коефициента на конверсия (около 10%), получаваме приблизителна долна граница за енергията, отдадена в сцинтилатора от фотонното лъчение $\sim 500 \text{ MeV}$.

За справяне с проблема за намиране на оптимални прагове, беше разработен метод за калибровка, включващ набор на данни с мюонен сноп, при който се варират праговете на дискриминация. По този начин събитията, които се отчитат

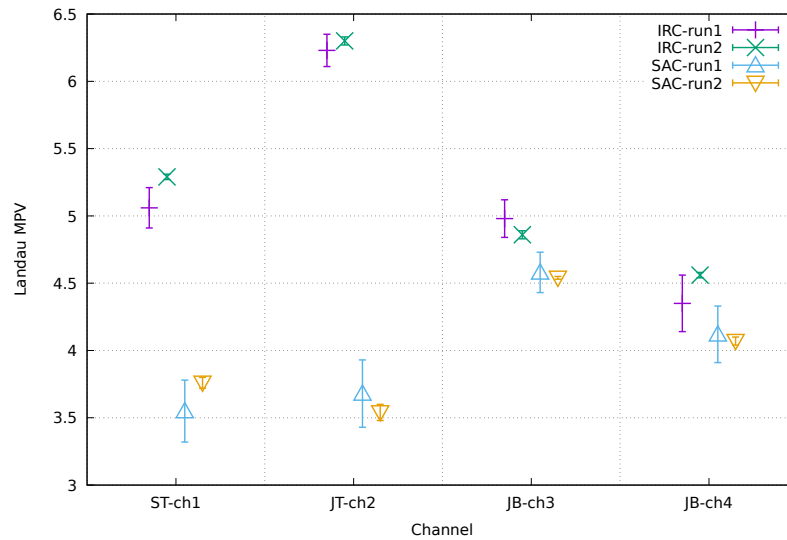
от системата, са всички с амплитуда над зададения праг. Регистрираните събития ще се подчиняват на кумулативното разпределение на Landau

$$R(U_0) = R_0 \int_{U_0}^{\infty} PDF_{Landau}(x) dx = R_0 (1 - CDF_{Landau}(U_0)), \quad (3)$$

където R изразява регистрирания брой събития, а U_0 – прагът на дискриминация. На фиг. 5а са илюстрирани различни прагове на дискриминация върху теоретичното разпределение на сигналите по амплитуди, а съответстващото допълнително кумулативно разпределение на Landau е дадено на на фиг. 5б, което има смисъл на ефективност за регистрацията при зададен праг.

Най-вероятната отдадена енергия от мюоните е около 100 MeV, от които около 20 MeV се отдават в пластмасовите сцинтилатори, а остатъкът в оловните листове. Бяха проведени два набора на данни. Първият беше кратък и имаше за цел да провери дали този метод би дал разумни резултати. С втория се целеше да се направи прецизно сканиране по амплитуди за точно определяне на параметрите на разпределението по отдадена енергия от минимално йонизиращите частици. Общо данните от двата набора заемат 869.4 GB, които се съхраняват на системата на CERN за дългосрочно съхраняване на данни – *Castor*.

При първия набор ниският и високият праг се различаваха, както е в случая на нормална експлоатация. При анализа на данните от първия набор беше забелязано, че дискриминаторите не винаги сработват еднакво, макар и при еднакъв зададен праг. Оказа се, че каналите не са съвършено калибрирани и това предизвиква разлика в скоростта на броене на каналите, отговарящи ниския и високия праг. По тази причина при втория набор на данни бяха избрани еднакви стойности за ниските и високите прагове.



Фигура 6: Съвместимост на резултатите за параметъра $p1$ от набор 1 и набор 2 за SAC и IRC

Резултатите за $p1$ от фитовете са представени на фиг. 6 за да се види съвместимостта на данните от двата набора. Вижда се, че данните от втория набор имат

по-малки неопределености, но резултатите са съвместими с предходния набор.

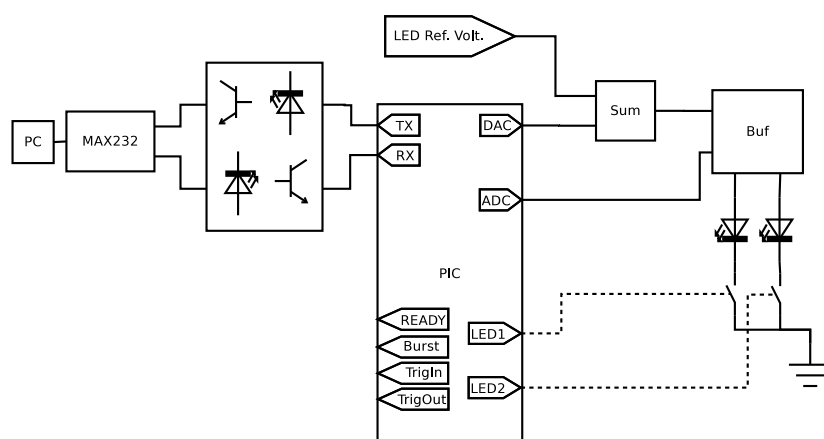
На база на получените резултати бяха определени праговете 10 mV и 30 mV за номиналния набор на данни.

3 Генератор на светлинни импулси с ниска интензивност

По време на разработването и конструирането на детектори за регистрация на частици е важно да има условия за проверка на състоянието и калибровка на отделните компоненти от оборудването. Обикновено за тези цели не се използват комерсиални устройства, а поради тяхната специфика се прибегва до изработването им. За тестовете и калибровката на фото-детекторите могат да се използват различни източници на светлина. В зависимост от крайната цел могат да бъдат използвани светодиодни (LED) или лазерни генератори на светлинни импулси. Продължителността на светлинния сигнал е важна характеристика на генераторите. Типична продължителност на светлинните импулси, генерирани от LED генераторите, е около 10 ns [13] (или 50 ns в случая на [14]) или с фиксирана скорост на изсветване (230 ns според [15]). LED генератори с променлива дължина на светлинните импулси се реализират с по-сложни подходи [16]. Друга възможност за по-бързи сигнали е използването на лазерен източник, който е в състояние да генерира светлинни импулси с продължителност 70 ps [14]. Поради малкия динамичен обхват на тези източници, те са по-подходящи за прецизно определяне на времевата разделителна способност отколкото за калибровка на светлинния отклик. Цената на комерсиален светлинен генератор за тестови цели с параметри, които частично задоволяват нашите нужди, възлиза на повече от 1000 EUR, затова беше разработен собствен източник [4]. Цената на канал беше оценена на 100 EUR. По-долу в текста е представен специално разработен компютърно управляем генератор на светлинни импулси за тестване на отклика на различни фото-детектори за регистриране на сцинтилации от пластмасови сцинтилатори – например фото-електронни умножители, силициеви фото-умножители – SiPM, CCD матрици и др. Такова устройство е много подходящо за изследване на способността на детекторите за регистриране на минимално йонизиращи частици на места, на които не се разполага с ускорителни системи и когато размерите на детекторите не предразполагат към използването на слабо интензивните вторични космически лъчи. Друго предимство на устройството е, че е сравнително евтино и изградено от достъпни компоненти.

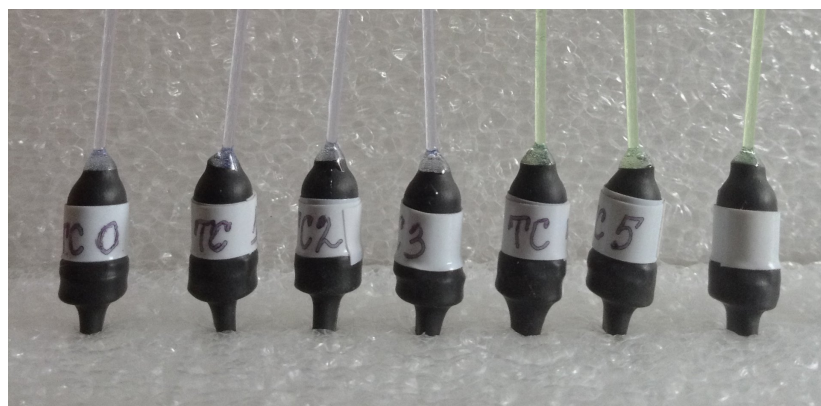
3.1 Хардуерна реализация

Принципната блок схема на разработения генератор на светлинни импулси е показана на фиг. 7. Генераторът е базиран на 8 битов микроконтролер на марката Microchip модел PIC16F88 [17]. Основни елементи на микроконтролера са аналогово-цифрови преобразуватели, резисторна матрица, която може да се използва като цифрово-аналогов преобразувател, контролер за серийна комуникация и 7 kB FLASH памет, в която се записва изпълнимият код.



Фигура 7: Принципна блок схема на генератора на импулси.

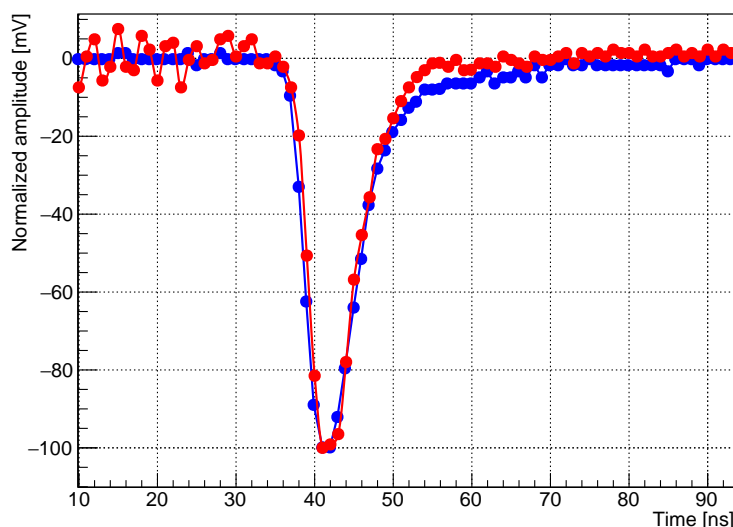
Бяха използвани няколко сини светодиода, към които бяха привързани WLS и сцинтилационни влакна. Използваните WLS влакна са BCF-92 с $\varnothing 1$ mm и имат време за затихване ~ 3 ns [10, 11]. Сцинтилационните влакна са многослойни SCSF-81 на Kuraray с $\varnothing 1$ mm. Докато профилът на светлинния импулс, излизащ от SCSF-81, се определя от формата на сигнала, излъчен от светодиода, при BCF-92 синята светлина от светодиода първоначално се поглъща и възбужда флуорни центрове в материала на WLS влакната. След това възбуждането се сменя, с определена константа на затихване, чрез излъчване на зелена светлина. По тази причина профилът на сигнала от син светодиод и WLS влакно BCF-92 почти изцяло зависи от характеристиките на WLS влакното. Влакната се залепят с оптично лепило в отвор, пробит в лупата на светодиодите. Светодиодите, окомплектовани с влакна, са показани на фиг. 8.



Фигура 8: Светодиоди със залепени влакна. Светодиоди TC0..TC3 са със сцинтилационни влакна, а светодиодите TC4..TC6 са с WLS влакна.

3.2 Характеристики на генератора

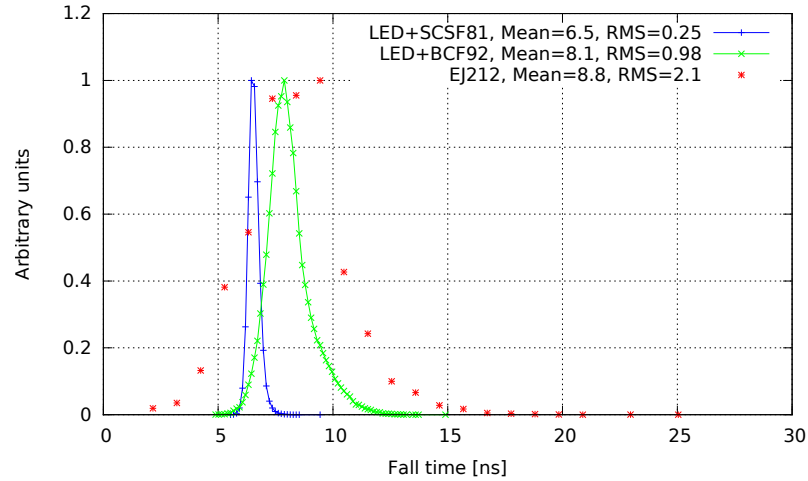
Сигналите от LED генератора, монтиран към ФЕУ, бяха сравнени със сигнали, получени от космични лъчи при същия тип ФЕУ. Използвани бяха събития, при които космически мюони преминават през блок от пластмасов сцинтилатор EJ-212 [18] с размери $3.8 \times 3.8 \times 10 \text{ cm}^3$ [19]. Сигналите от пластмасовия сцинтилатор бяха обработени и анализирани по същия начин като сигналите от LED генератора. Графично сравнение на сигналите е показано на фиг. 9, където сигналите от EJ-212 и LED генератора са нормирани на условна амплитуда 100 mV и са визуализирани един върху друг.



Фигура 9: Сравнение на формата на сигнала, получен от генератора на импулси с WLS влакно (в червено), и сигнал, получен от сцинтилатор EJ-212 (в синьо). Изследванията са направени с ФЕУ R6427 на Hamamatsu.

Важен параметър при тези изследвания на реконструираната форма на сигнала от ФЕУ е времето за спадане на задния фронт. То е дефинирано като времето, необходимо за спадане на сигнала от 90 % до 10 % от неговата максимална амплитуда. За ФЕУ с бързо време на нарастване на сигнала, какъвто използваме при тези измервания (R6427), и бързи системи за изчитане на аналоговите сигнали, времето за спадане на задния фронт на сигнала се характеризира основно от източника на светлина. На фиг. 10 са представени резултати за времената на спадане на задния фронт на сигнала за данни от космически частици взаимодейващи в сцинтилатор EJ-212 и сигнали, генерирани от LED генератора със сини светодиоди със сцинтилационни и WLS влакна. Средните времена на задния фронт са 6.5 ns, 8.1 ns и 8.8 ns съответно за сцинтилационни влакна, WLS влакна и за космически частици през пластмасов сцинтилатор. Оказва се, че формата на сигнала от LED генератор със WLS влакно има форма и времеви характеристики, сходни до светлинния импулс в EJ-212, предизвикан от космически мюони. Трябва да се отбележи, че амплитудите от EJ-212 имат по-голяма дисперсия поради факта, че космическите

лъчи минават под различни ъгли и изминават различен път в сцинтилатора, което води до различна отдадена енергия.

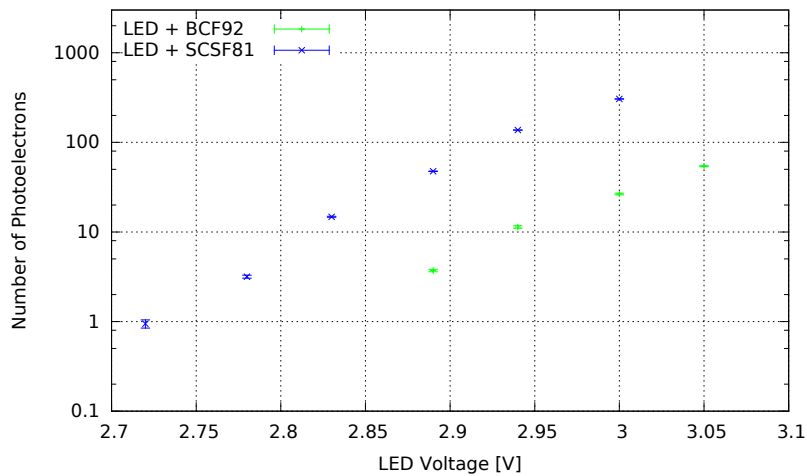


Фигура 10: Разпределение на времето за изсветвяване на WLS и сцинтилационни влакна.

Стабилността на LED генератора във времето беше изследвана с дълъг набор на данни, включващ повече от 120 импулсни последователности за всеки от режимите. Всяка последователност включва 1000 импулса и отнема около 42s като това време включва инициализацията на генератора и системата за набор на данни и записването на данните в компютъра. Времето отстояние между съседните импулси беше зададено да бъде 256 μ s. Логическият сигнал, обвиващ импулсната последователност, беше подаден към системата за набор на данни, за да може отделните импулсни последователности да се разделят в отделни файлове, което улеснява последващия анализ.

Бяха наблюдавани вариации в интензивността на светлинните импулси около 1%, които са по-изявени при режимите на работа с малка интензивност. При тях напрежението, подавано на светодиода, е близко до граничното напрежение за излъчване на светлина. Не се наблюдава забележимо отклонение в амплитудите на импулсите от различните части на импулсните последователности.

Понеже средното отклонение на амплитудите е малко, беше направена калибровка на LED генератора. Зависимостта между средния брой избити фото-електрони за WLS и сцинтилационни влакна и подаденото напрежение на светодиодите (U_{supp}) е показана на фиг. 11. Ясно се вижда експоненциалната зависимост на средния брой фото-електрони от U_{supp} (скалата по ординатната ос е логаритмична). За дадена стойност на U_{supp} броят фото-електрони, които се избиват при работата на светодиод с WLS влакно, е значително по-малък от този при сцинтилационните влакна. Това се дължи на малката ефективност за залавяне на светлинните кванти, излъчени от светодиода, във WLS влакното, която е оценена на около $\sim 8\%$.



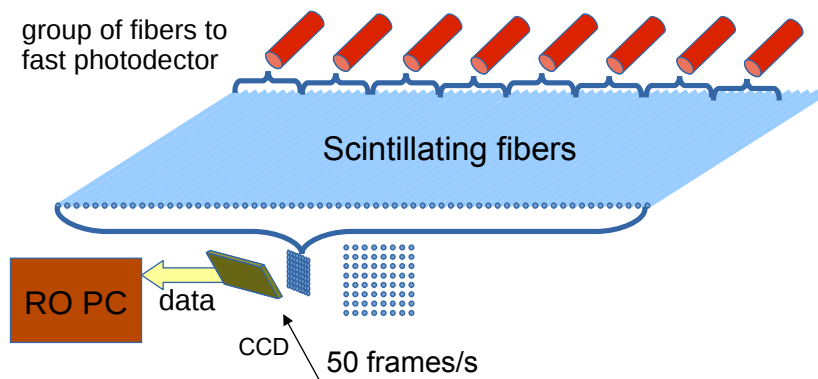
Фигура 11: Брой фотоелектрони, избити от фотокатода на ФЕУ, в зависимост от приложеното напрежение на светодиода.

С направените изследвания беше установено, че така конструираният LED генератор осигурява светлинни импулси, наподобяващи тези от сцинтилатор, и поради тази причина беше използван при последващата работа.

4 Вето детектор от сцинтилационни влакна

Спектрометърът трябва да има едновременно добри разделителни способности по време и по импулс на частиците. Последното предполага изработването на сегментиран детектор с много канали. Такъв детектор може да бъде изработен от слоеве сцинтилационни влакна. За покриването на 1 m са необходими 1000 влакна с $\varnothing 1$ mm. Нуждата от точно определяне на времето на събитията във влакната може да доведе до използването на излишно голям брой бързи фото-детектори.

За определяне на позицията би могъл да се използва бавен позиционно-чувствителен детектор, а за определяне на времената – да се използват бързи детектори, обслужващи групи влакна (фиг. 12). Съвместяването на двата вида детектори се осъществява, като се използват двата края на оптичните влакна.



Фигура 12: Схема на хибриден трекер, направен от сцинтилационни влакна.

Проектната честотата на повторение на сноповете в експеримента PADME е 50 Hz, което е достатъчно бавно за да може да се използва CCD камера, която да дава информация за всяко от влакната. При този подход може да се постигне намаляване на броя фото-детектори и обслужващата електроника около 10 пъти.

Необходимо е да се провери възможността CCD камера да регистрира сцинтилации от сцинтилационните влакна. При преминаване на заредена частица през влакно със сечение $\varnothing 1$ mm се генерират сцинтилационни фотони, като във всеки от краищата на влакното достигат около 100.

4.1 Изследване на характеристиките на CCD камера SBIG 11000M

За изследванията беше използвана CCD камера, специализирана за астрономически наблюдения. Камерата е модел STL-11000M [20], производство на университета в Санта Барбара, Калифорния. Площта на матрицата е 36.1×24.7 mm², на която са формирани 4008×2745 пиксела с размери 9×9 μ m². По паспортни данни дълбочината на потенциалната яма за всеки пиксел е 50 ke⁻, а неточността при оцифряването на заряда от един пиксел е 12 e⁻ RMS. Квантовата ефективност за светлина с дължина на вълната 400 nm е >40 %. За потискане на топлинния шум и подобряване на отношението сигнал/шум камерата е снабдена с Пелтие елемент, който е в състояние да понижи температурата на CCD матрицата до 30 градуса под околната температура. Съществува възможност да бъде включено принудително водно охлаждане, с което да се достигнат и по-ниски температури.

4.1.1 Изследвания с източник на светлина

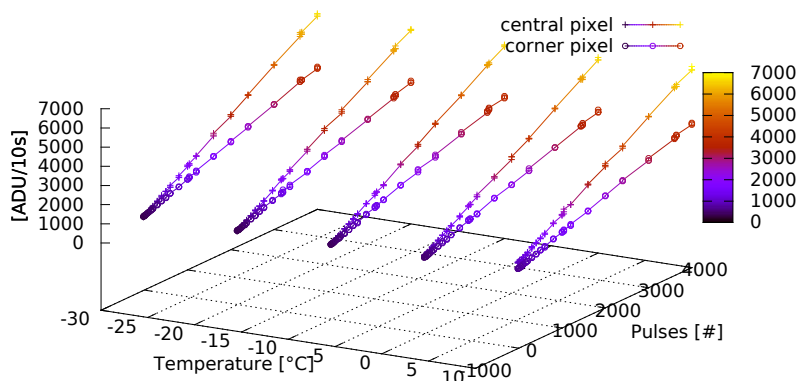
За да бъде характеризирани откликът на камерата на светлина, беше изработен дифузьор, имащ за цел да осигури равномерна осветеност по цялото зрително поле на матрицата. Светлинният поток беше квантуван чрез разработения генератор на светлинни импулси, описан в глава 3.

Дифузьорът беше изработен от лист бяла хартия с дебелина 80 g m⁻¹, прикрепен на фланеца на камерата. Изработен беше държач за два сини светодиода, който да има възможност да бъде монтиран лесно на ръба на фланеца. Държачът фиксира светодиодите на около 1 cm от дифузьора в положение, в което не светят директно върху него, а го осветяват чрез отражения в стените на държача.

При заснемането на изображения камерата беше настроена на експозиция 10 s, а генераторът на импулси – непрекъснато да излъчва импулсни последователности с продължителност 250 ms. Такава голяма разлика във времената беше избрана умишлено, тъй като за това измерване не беше осъществена синхронизация между генератора и камерата. По-неудачно би било да се избере режим на генератора, при който се генерира една последователност с еквивалентен брой импулси, защото в този случай има голяма вероятност част от импулсите да бъдат излъчени във време, в което камерата е нечувствителна към постъпващите светлинни импулси. Данни бяха набрани при 110 различни условия. Температурата беше варирана в граници $-30 \div 10$ °C, а броят на импулсите в една последователност беше изменян

в границите $0 \div 200$ импулса, което за времето на цялата експозиция се равнява на $0 \div 8000$ импулса.

На фиг. 13 са показани стойностите получени за централния пиксел на камерата и най-крайния ъглов. Откликът на камерата е линеен по експозицията (броят излъчени импулси) и експоненциален по температурата.

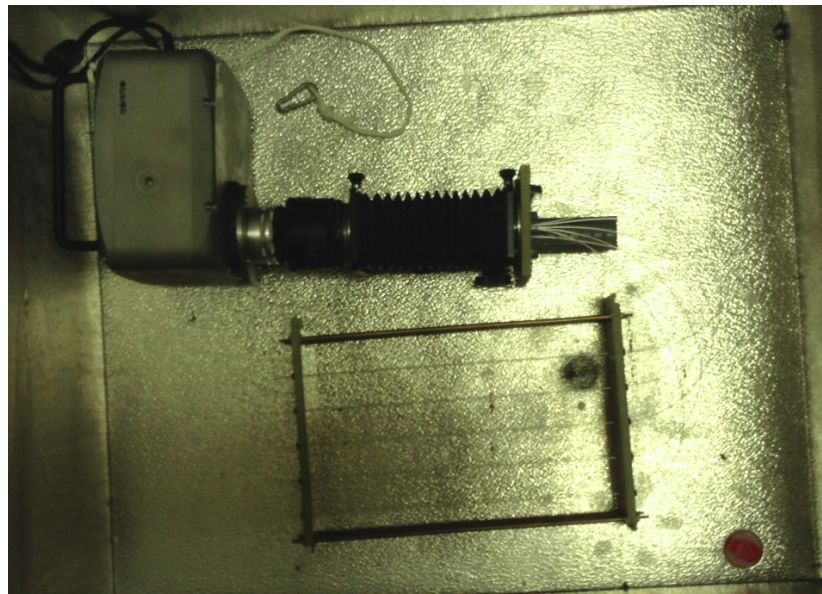


Фигура 13: Отклик на централен и краен пиксел от CCD матрицата при облъчване с дифузьор, захванен от генератора на светлинни импулси при различни температури и експозиции.

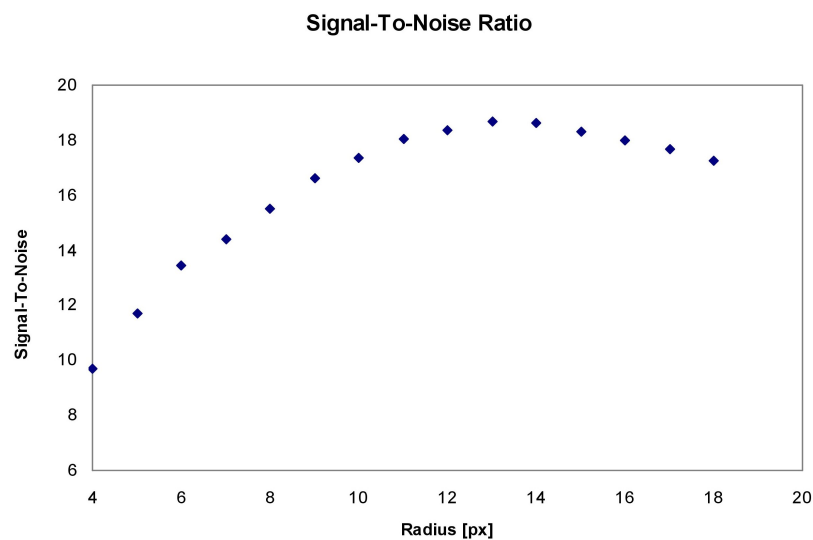
4.1.2 Регистрация на сцинтилации

Следващата стъпка при изследването на CCD камерата беше количествена оценка на възможността за използването ѝ като фотодетектор за регистрацията на отклика на сцинтилационни влакна при облъчване с йонизиращо лъчение.

С цел получаване на оценка за минимално детектируемата доза, съответно поток от високоенергетични частици, който може да се регистрира със CCD камерата, беше проведен и систематичен набор на данни (7 серии от по 25 изображения за различни времена на натрупване и съответния брой фонове измервания) чрез използването на рамка, върху която бяха разположени сцинтилационни влакна, облъчени от широкоплощен бета източник – $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ във фиксирана и добре дефинирана геометрия, показана на снимката от фиг. 14. За количествена оценка на минимално детектируемите величини се използва отношението сигнал/шум, дефинирано чрез критичното ниво L_c , което дава апостериорната вероятност за грешка от първи род т.е. да отхвърлим наличието на реален сигнал в детектора [21]. Тъй като границите на изображенията не са резки, те бяха оградени с множество криви с общ център. За всяка окръжност беше изчислено отношението сигнал/шум. Това даде възможност да бъде определен оптималният радиус около центъра на образа на сцинтилационните влакна в изображенията (фиг. 15). За оптимален беше определен радиус $R = 13$ px.



Фигура 14: Снимка на опитната постанова, използвана при набора на данни с широкоплощен бета източник

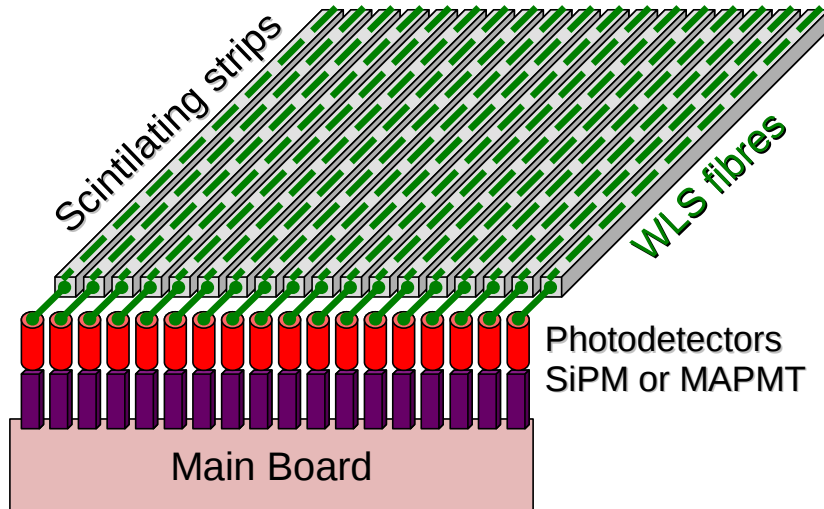


Фигура 15: Търсене на оптималното отношение сигнал/шум в зависимост от броя обработвани пиксели.

От направените измервания може да се направи качествено заключение, че CCD камерите са пригодни за изследване на йонизиращи лъчения. И не са удачни когато работят съвместно с влакна от пластмасов сцинтилатор за регистрация на импулсни лъчения без употреба на допълнителни фото-усилватели. Те могат да се окажат обещаващ инструмент в други сфери на приложение на знанията по йонизиращи лъчения – дозиметричен контрол, измерване на интензитети и контрол на снопове и други.

5 Вето-детектор от сцинтилационни пръти

Изследвана беше възможността необходимите детектори за заредени частици на експеримента PADME да бъдат реализирани с шприцовани пластмасови сцинтилационни пръти и бързи фото-детектори, съгласно фиг. 16.



Фигура 16: Идейна схема на трекер, изработен от сцинтилационни пръти.

За фото-детектори могат да бъдат използвани две основни технологии – многоаноден фотоелектронен умножител (MAPMT) и силициев фото-умножител (SiPM). SiPM имат предимството, че използват ниско захранващо напрежение, могат да работят във магнитни полета и във вакуум и самите детектори са относително евтини. От друга страна за тяхната нормална работа е необходимо прецизно захранване с температурна стабилизация и трансимпедансен предусилвател за снемане на сигнала. MAPMT е по-скъп прибор, но амплитудите на изходящите сигнали са значителни и могат да бъдат свързани директно към АЦП или друга подходяща система за набор на данни.

Решението със SiPM е неизбежно за детекторите EVeto и PVeto, тъй като те се намират в полето на магнита. Понеже детекторът HepVeto се намира извън магнитното поле, при него могат да бъдат използвани MAPMT. H9500 е с квадратна матрица с 16×16 пиксела с размер на единичния пиксел $3.22 \times 3.22 \text{ mm}^2$ и квантова ефективност $\sim 24\%$ [22].

Бяха проведени серия от изследвания на шприцовани полистирен-базирани сцинтилационни пръти с добавка 1.5% POPOP, произведени от UNIPLAST, Владимир, Русия. Повърхността на сцинтилаторите е покрита със дифузно-отразяваща боя. Те са шприцовани със сечение $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Отчитайки необходимостта от механично третиране на повърхностите на сцинтилаторите за подобряване на оптичния контакт, сцинтилаторите бяха поръчани и изработени с дължина 200 mm . Понеже използваните сцинтилатори имат по-малка дължина на затихване спрямо светлопроводящите влакна, е осигурена възможност за залепяне на оптични влакна BCF-92 с номинален размер $\varnothing 1.2 \text{ mm}$. Максимумът на поглъщане на BCF-92 е около 400 nm , а максимумът на излъчване е 492 nm . Дължината на затихване във

влакната на преизлъчената от тях светлина е > 3.5 m. Влакната са залепени във фабрични надлъжно фрезовани канали със сечение $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$. След залепяне прътите заедно с влакната се скъсяват и полират. За намаляване на загубите в единия край на сцинтилаторите и влакната може да бъде нанесен отразяващ слой, например от алуминий.

Конструираните прототипи заедно с електрониката бяха тествани на установката за тестване на детектори VTF, LNF-INFN, Фраскати, Италия [23]. VTF има два режима на работа – паразитен и основен. При паразитния режим линейният ускорител работи за DAΦNE, а за VTF се отделят част от сноповете. DAΦNE изисква продължителността на снопа да бъде 10 ns и при този режим на работа, продължителността на снопа в VTF също е фиксирана на 10 ns. При основния режим на работа тези ограничения отпадат. Сноповете се доставят със честота 49 s^{-1} , а продължителността на снопа може да се променя в границите $1.5 \div 200 \text{ ns}$.

В VTF може да се доставя първичен сноп с високи интензивности и енергия 510 MeV или вторичен сноп с регулируеми интензивности и енергии. По време на тестовите набори на данни VTF работи в паразитен и в основен режим. Машината беше настроена по такъв начин, че параметрите на снопа да бъдат еднакви и при двата режима – вторичен сноп с $\mathcal{O}(1)$ частици в сноп, енергия 500 MeV и продължителност на снопа $\sim 10 \text{ ns}$.

5.1 Сцинтилационни пръти и ФЕУ

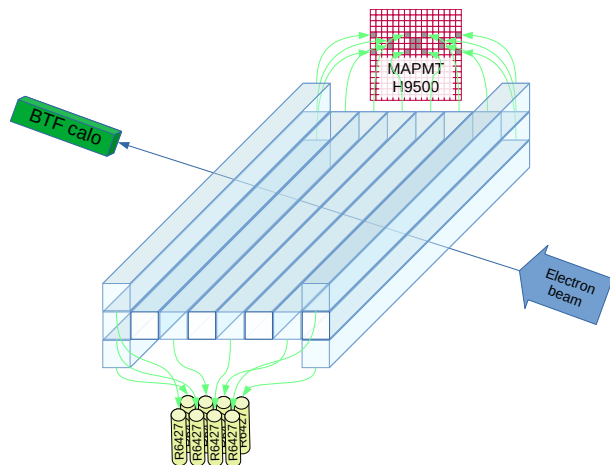
За изследването на характеристиките на пластмасовите сцинтилатори, предназначени за експеримента PADME, бяха конструирани прототипи с малък брой сцинтилационни елементи. Впоследствие прототипите бяха облъчвани с контролиран сноп на установката за изпитания VTF в лабораторията във Фраскати LNF/INFN. Основна цел на изследването беше да се оценят времевите характеристики и ефективностите за регистрация на заредени частици и да се подбере целесъобразно третиране на сцинтилаторите.

За захранване на използваните ФЕУ бяха използвани високоволтови канали от щатната система на VTF. Електрическите сигнали бяха оцифровани от модул CAEN V1742 с честота 5 GS/s и записвани на компютър. Наборът, пренареждането, филтрирането и записът на данните се осъществяваха с официалния софтуер на експеримента. Обработката на сигналите, тяхната интерпретация и визуализиране на мониторите в контролната зала беше осъществено отново с част от софтуера на експеримента, който беше разработен специално за тази цел.

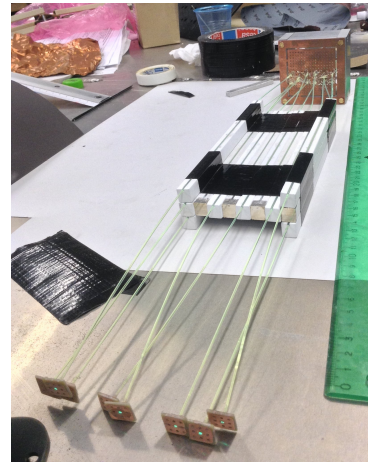
Схема на разположението на сцинтилаторите е показана на фиг. 17а. На схемата със синьо-зелен цвят са означени сцинтилатори, на които и двата извода на оптичните влакна са запазени. С по-блед цвят са означени сцинтилатори, на които единият от краищата е отрязан и алуминизиран с цел да се повиши ефективността на светосбора като сцинтилациите, насочени към алуминизирания край, се отразяват и насочват към фото-детектора.

Всички сцинтилатори бяха изчитани от многоаноден ФЕУ, модел H9500 на Hamamatsu [22], като бяха използвани наличните от предходния набор на данни схема на разположението на влакната по пикселите на ФЕУ и други помощни материали. Като допълнение сцинтилаторите с два извода на влакната (четните

номера и вето-сцинтилаторите) бяха изчитани и от индивидуални стандартни (едноанодни) ФЕУ R6427, Hamamatsu [9]. Тези фото-детектори бяха избрани по няколко причини – наличие на необходимия брой ФЕУ; данни от производителя за абсолютна калибровка по ефективност; предишен опит от други измервания с тези ФЕУ. За контакта между влакната и ФЕУ бяха направени накрайници, към които влакната бяха залепени и впоследствие полирани. Накрайниците се виждат на фиг. 17б.



(а) Схема на прототипа и експерименталната установка



(б) Преди монтирането на ФЕУ

Фигура 17: Изследван прототип с ФЕУ и MAPMT

При анализа на данните от първия прототип стана ясно, че е необходимо да има информация за броя частици в снопа, за да могат да се отсяват събития с точно един електрон. Тъй като в този прототип беше заложено всички сцинтилатори да се изчитат отделно, а амплитудата на сигнала от един сцинтилатор не е с достатъчна разделителна способност за определяне на броя частици в снопа, беше решено да се постави калориметър „след“ прототипа. Използваният калориметър представлява монолитен блок от оловно стъкло със сечение в предната част $10 \times 10 \text{ cm}^2$, в задната част $11 \times 11 \text{ cm}^2$ и дължина 37 cm. Светлината, получена в него, се регистрира от ФЕУ, който също е свързан към АЦП.

5.1.1 Методи за привързване по време

В ядрената електроника под привързване по време се разбира определянето на момента, в който е настъпило дадено събитие. Тази информация е особено важна в случаите, когато се търси едновременно сработване на няколко детектора, дължащо се на конкретна частица или процес. Информацията за времето обикновено се извлича на база познаването на физичните процеси, влияещи на измерваемата величина. Например при сцинтилационните детектори това са процеси на възбуждане и релаксация на сцинтилационния материал, които имат характерни времеконстанти. Фото-детекторите и електронните елементи също имат, характерен за вида им, начин на работа. Всички тези свойства влияят по определен начин информацията

след оцифряване. Тези процеси са вероятностни, но поради голямата статистика са предсказуеми. Допълнително усложнение се явяват шумовете и евентуални проблеми с АЦП.

Привързването по време може да бъде реализирано по различни начини. Често в практиката привързване по време се прави по пресичане на фиксиран праг. Това е най-лесният начин за реализиране, но има един съществен недостатък – определеното по този начин време зависи от амплитудата на сигнала.

В този раздел са предложени няколко начина за привързване по време, които се стремят да дадат достатъчно точна оценка за момента на настъпване на събитието. Те са използвани при определянето на характеристиките на прототипите [6].

Моделиране на формата на сигнала

В литературата се срещат приблизителни модели, които сравнително добре описват формата на сигнала от сцинтилационни детектори. В [24] е предложен следния полуемпиричен модел за описване на амплитудата на сигнала на изхода на ФЕУ

$$A(t) = -\frac{N_0}{a^2 + c^2} \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} (a + e^{ct} (c \sin(at) - a \cos(at))), \quad (4)$$

където N_0 е нормировъчен коефициент (броят излъчени фотони), $c = 1/\tau - 1/b$, a и b са параметри, описващи отклика на ФЕУ при избиването на единичен фотоелектрон, а τ е константата на затихване, характерна за дадения сцинтилатор.

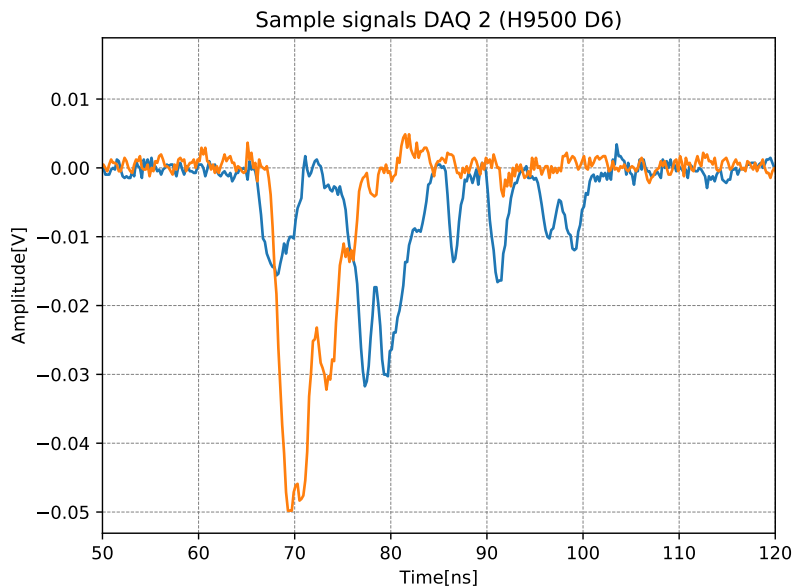
Ако N_0 , a , c , τ и t_0 се оставят като свободни параметри и функцията се фитира към данни от реални измервания, ще се получи оценка за t_0 – началният момент на събитието. Този метод е много скъп от изчислителна гледна точка и поради сложността си не е подходящ за включване в тригерна система, която в реално време трябва да взема решения за запис. Както може да се очаква, а също и се установи, този метод е нестабилен при данни със значителен шум както е случаят с настоящия прототип. Осцилограма на типични сигнали е показана на фиг. 18.

В [24] също се предлага модел на интерференция с паразитен сигнал.

$$A_{tot}(t) = A(t) + A_{noise}(t) = A(t) + A_0 \sin(2\pi ft + \varphi), \quad (5)$$

където A_0 е случайна величина и има смисъл на амплитуда на шума, f и φ са случайни величини, описващи честотата и фазата на шума. Този модел е използван за генериране на илюстративните графики, показани на фигурите в този раздел. Параметрите, използвани за генериране на примерните сигнали, са:

$$N_0 = 40, \quad \tau = 0.1, \quad a = 20, \quad b = 0.1, \quad c = \frac{1}{\tau} - \frac{1}{b}. \quad (6)$$



Фигура 18: Типични сигнали, получени от АЦП за D6, обработен от H9500.

Фиксирана част от амплитудата на импулса

Методът за привързване по фиксирана част от амплитудата на импулса, известен също като constant fraction discrimination, има предимство пред метода с пресичане на фиксирано ниво, защото се отчита фактът, че по-големите сигнали много по-рано достигат до дадена амплитуда. Класическата хардуерна имплементация на метода е със закъснителна верига и суматор, който изважда закъснения и истинския сигнал, при което се получава биполярен импулс. За време на импулса се определя моментът, в който биполярният импулс сменя полярността си т.е. пресича 0.

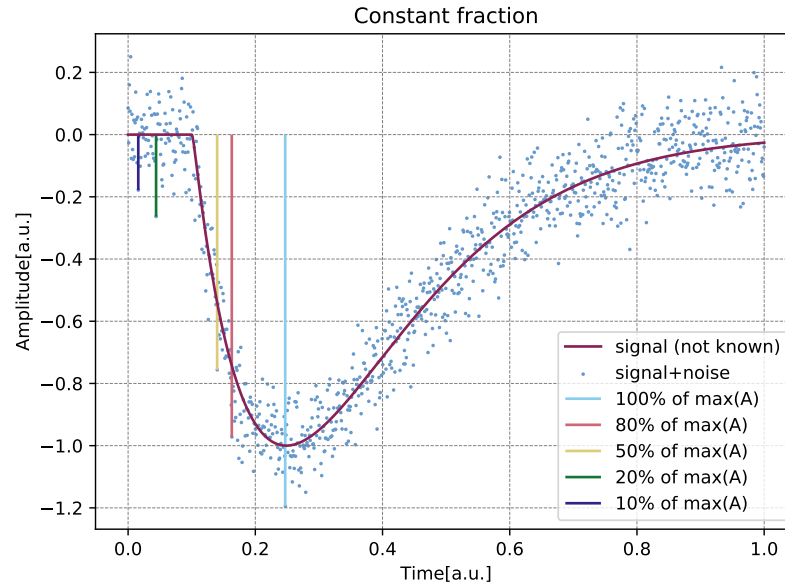
Формална дефиниция може да се даде с:

$$t_F : A_{t_F} \leq F \times A_{t_{max}} < A_{t'} \quad \forall t' \in (t_F, t_{max}], \quad (7)$$

където t_F е моментът, който търсим; $t_{max} : A_{t_{max}} = \max_{i \in pulse} A_i$; F е константа, която заема типични стойности 10, 20, 50, 80 и 100 %.

Програмната реализация включва намиране на максимума и повторно сканиране на данните от началото на сигнала до момента на достигане на ниво F -пъти максимума, който се определя за време на събитието. Фиг. 19 показва илюстрация на метода върху генерирани данни. Забелязва се, че при $F = 10\%$ се получава време, което е практически извън сигнала. Това е така, защото амплитудата на шума е прекалено висока. Подобен е случаят и при $F = 20\%$, която е на границата на шума. При $F = 100\%$ също можем да предположим проблеми. Около максимума за значително време производната на сигнала е близка до 0, което усилва грешката от шумовете. Това означава, че моментът, който ще получим при $F = 100\%$, не зависи от сигнала, а по-скоро от шума в близки граници на максимума. Оптималната

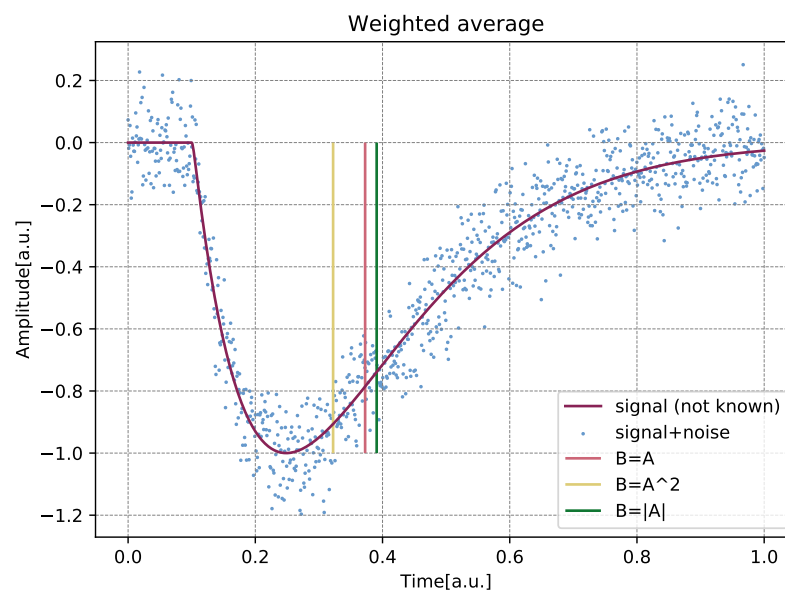
стойност на F зависи от конкретния случай, но при всички случаи се очаква междинните стойности да дават по-добри резултати.



Фигура 19: Фиксирана част от амплитудата

Оценката за t_0 , получена по този метод, е отместена, но това не е проблем ако се сравнява с други данни, получени по същия метод, тъй като отместването до голяма степен е константно и почти не зависи от амплитудата на сигнала.

Средно претеглено време



Фигура 20: Средно претеглено

Средното претегленото време (фиг. 20) се изчислява, като се използва информация за цялата форма на сигнала. При този метод на даден момент от време се дава различно тегло, зависещо от амплитудата на сигнала. Оценка на времето на сработване се дава с

$$t_{Mean} = \frac{\sum_{i \in peak} B_i \times i}{\sum_{i \in peak} B_i}, \quad (8)$$

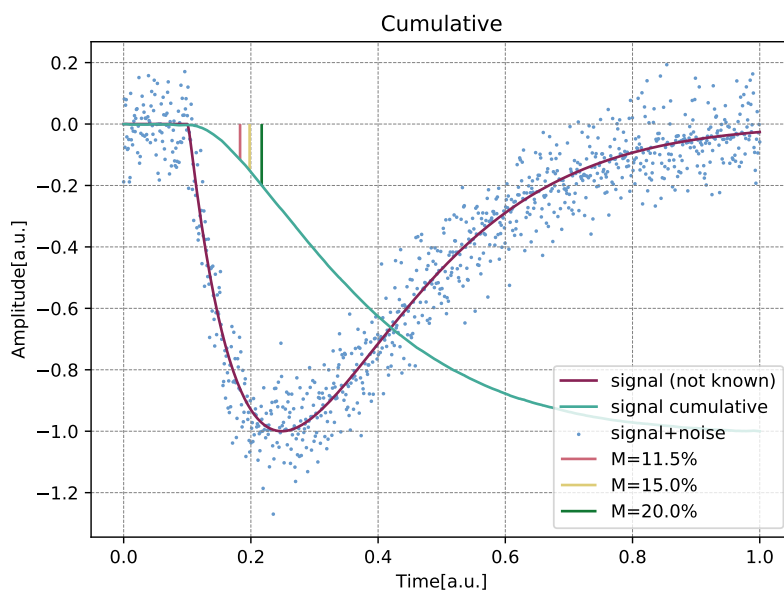
където амплитудата B_i може да бъде самата амплитуда ($B_i = A_i$). Може също да се придадат още по-големи тегла на моментите с по-голяма амплитуда, като се използва втората степен на амплитудата ($B_i = A_i^2$). Макар и не много логически издържан, методът, при който се взема амплитудата по абсолютна стойност ($B_i = |A_i|$), дава много добри резултати. Това се обяснява с проблеми по обработката на сигналите в АЦП.

Фиксирана част от пълния заряд на импулса

Времето при този метод се дефинира с момента, в който събраният заряд от импулса премине предварително определена част M от пълния заряд в импулса

$$t_{Int} : \sum_{i \in peak}^{t_{Int}-1} A_i \leq M \times \sum_{i \in peak} A_i < \sum_{i \in peak}^{t_{Int}} A_i, \quad (9)$$

където M е константа. При този метод, също както и при средното претеглено време, се използва информация за целия импулс. На фиг. 21 е показана илюстрация на метода за няколко различни M . Най-добра разделителна способност за времето на сработване, дефинирано по този метод, се получава при $M = 0.115$. Стойността на параметъра е експериментално установена.



Фигура 21: Фиксирана част от пълния заряд

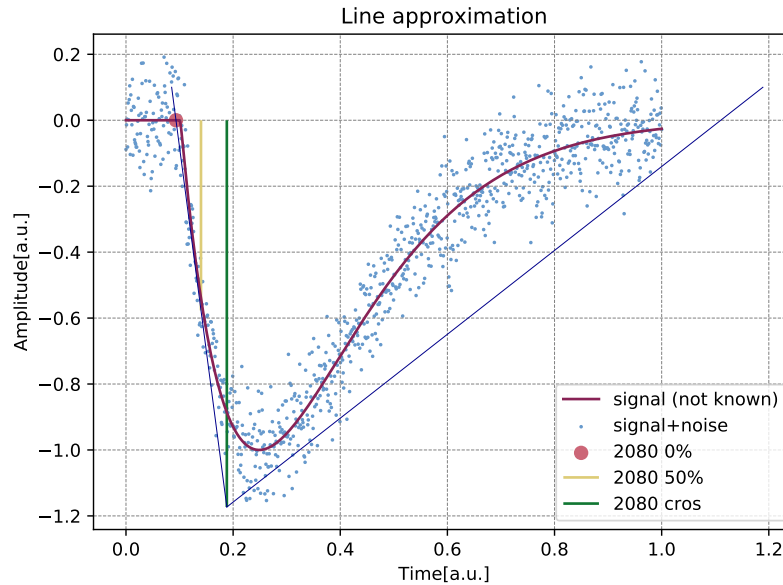
Апроксимация с прави

За определяне на времето при сигнали със стръмни фронтове могат да се апроксимират с прави. На фиг. 22 са показани три различни метода за дефиниране на момента на импулса с информация от предния и задния фронт на сигнала, при които се прекарват прави през моментите, в които сигналът има стойност 20% и 80% от максималната амплитуда. Уравненията на правите, минаващи през характерни точки от фронта са

$$y^{l,t} = f^{l,t}(x) = \frac{y_2^{l,t} - y_1^{l,t}}{x_2^{l,t} - x_1^{l,t}}(x - x_1^{l,t}) + y_1^{l,t}, \quad (10)$$

където с индексите l и t са означени съответно параметрите за правата, описваща предния фронт и тази – задния; y_1 и y_2 са съответно нивата на 20% и на 80% от максималната стойност на сигнала; x_1 и x_2 са моментите от време, при които сигналът пресича амплитудите y_1 и y_2 . Или формално:

$$x_{1,2}^{l,t} : y_{1,2} \geq A_{x_{1,2}} > A_{x'} \quad \forall x' \in [0, t_{max}] \quad (11)$$



Фигура 22: Апроксимация с прави

При първия метод правата, получена от предния фронт, се екстраполира и за време на събитието се определя моментът, в който правата има стойност 0 по амплитудната ос. След елементарни математически операции за времето се получава

$$x_{0\%} = \frac{4x_1 - x_2}{3} \quad (12)$$

При друг метод, също изцяло основан на предния фронт, за време на събитието се обявява моментът, в който правата заема стойност 50% от максималната стойност

на амплитудата за дадения сигнал т.е.

$$x_{50\%} = \frac{x_1 + x_2}{2} \quad (13)$$

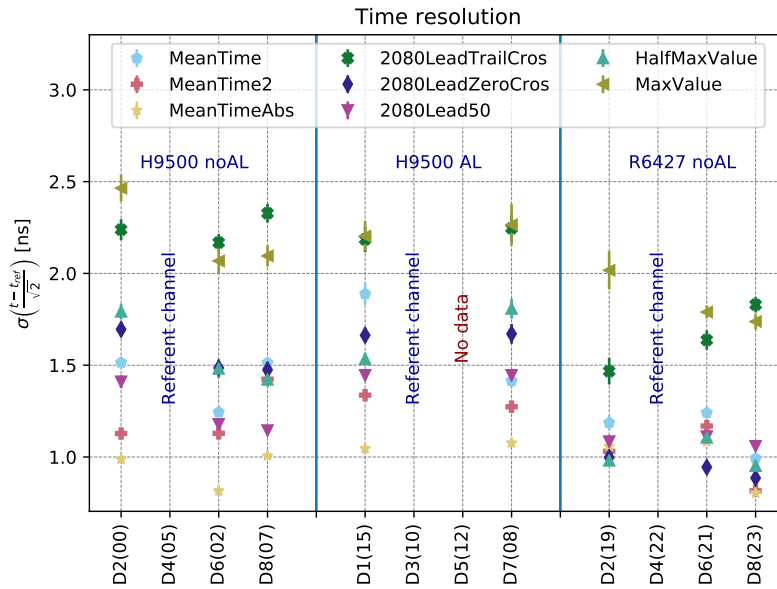
За време на събитието може да бъде обявен и моментът, в който правите, апроксимиращи предния и задния фронт, се пресекат той се определя с:

$$x_{cros} = \frac{R^l x_1^l - y_1^l - R^t x_1^t + y_1^t}{R^l - R^t}, \quad (14)$$

където

$$R^{l,t} = \frac{y_2^{l,t} - y_1^{l,t}}{x_2^{l,t} - x_1^{l,t}}. \quad (15)$$

5.1.2 Времени характеристики на изследвания прототип



Фигура 23: Разделителни способности по време за всеки от изследваните детекторни елементи в зависимост от използвания алгоритъм за реконструкция на момента на сработване. MeanTime, MeanTime2 и MeanTimeAbs са средно претеглено време съответно с усредняване по амплитуда, амплитуда на втора степен и амплитуда по абсолютна стойност; 2080LeadTrailCros, 2080LeadZeroCross, 2080Lead50 са методи с апроксимация с прави, като при първият за време се взема моментът на пресичане правите, апроксимиращи предния и задния фронт, вторият – „нулевата“ амплитуда на предния фронт, а третият времето, при което правата, апроксимираща предния фронт, има стойност половината от максимума; HalfMaxValue и MaxValue са съответно времето, при което се достига стойност 1/2 от максимума, и времето на самия максимум.

Разделителната способност по време на даден тип канали е дефинирана като стандартното отклонение на разпределението на разликите във времената на два еднотипни канала, разделено на $\sqrt{2}$. Фиг. 23 показва времевите разделителни способности за изследвания прототип, получени по всички разработени методи. Каналите са разделени на три групи от по четири. За всеки тип е определен референтен канал, спрямо който е определяна разделителната способност. При първите две групи, алуминизирани и неалуминизирани сцинтилатори, изчетени с многоаноден ФЕУ, резултатите са подобни – едни и същи методи дават сходни резултати. В последната група, неалуминизирани сцинтилатори, изчетени с едноаноден ФЕУ, повече методи дават добри резултати, но резултатите не са по-добри от тези за първите две групи – всички те са около 1 ns. Не се забелязва съществени подобрения на разделителната способност по време или светлинния добив при алуминизираните сцинтилатори.

Най-добри резултати дава методът MeanTimeAbs, при който времето се определя като средно претеглено на сигнала, взет по абсолютна стойност:

$$T = \frac{\sum_{i=0}^N |A_i| * t_i}{\sum_{i=0}^N |A_i|} \quad (16)$$

5.1.3 Ефективност и шум

При детекторите, които работят в схема на антисъвпадения или вето детектори, ефективността и шумът са критични параметри. Ако тяхната ефективност е ниска, биха се повишили фоновите събития в набора на данни, а случайните сработвания биха довели до изхвърляне на събития без причина, което води до намаляване на ефективността на целия експеримента. И двата параметъра зависят от дефиницията ни за сработване. Имайки предвид естеството на получаваните данни и алгоритъма за изчисляване на получения заряд в единици брой фото-електрони, логична дефиниция на сигнал е просто пресичане на определен праг.

За определяне на шума и ефективността на всеки от каналите се налагат изисквания, които включват:

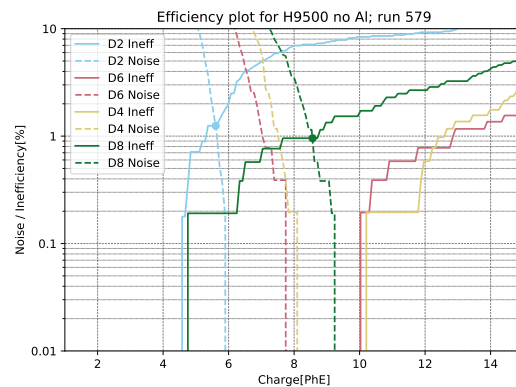
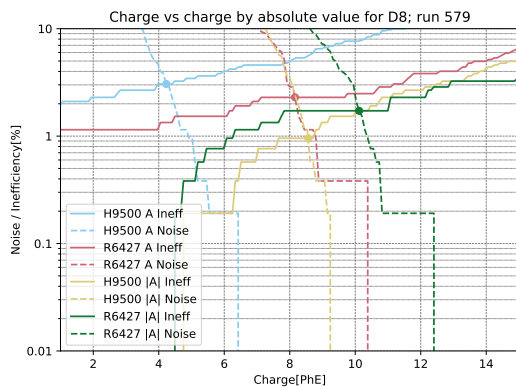
- Наличие на точно една частица в снопа. Информация от калориметъра от оловно стъкло се използва за определяне на броя частици в снопа;
- Частицата от снопа не е дала сигнал във вето детекторите VTU, VBU, VTD и VBD;
- Частицата от снопа е регистрирана във всички детектори от средната равнина, като такова условие не се налага за детектора, който подлежи на изследване. За неалуминизираните сцинтилатори се изисква да бъдат сработили и двата фото-детектора – R6427 и H9500.

Даден канал се счита за сработил, ако полученият заряд превиши даден праг. Зарядът се изчислява на база абсолютната стойност на амплитудата.

За всеки един от изследваните канали след налагане на вече описаните изисквания се изчислява амплитудата на сигнала в прозорците за определяне на сигнала

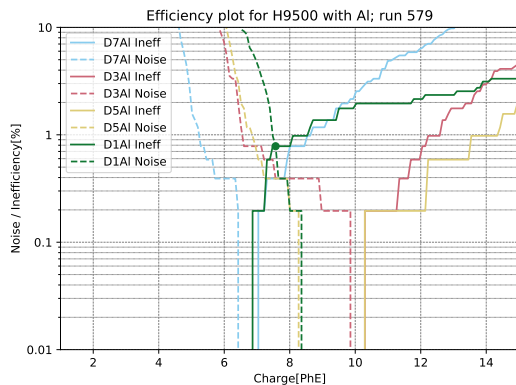
5.1 Сцинтилационни пръти и ФЕУ

и шума. Амплитудите се преобразуват в единици брой фото-електрони и се хистограмираат. При изследване на шума единиците брой фото-електрони нямат много строг смисъл, защото в общия случай генерираната амплитуда може да не се дължи на процес, при който светлинни кванти избиват електрони от фото-катода на фото-детектора. Избрано е прозорецът за определяне на шума да има същата ширина с този за определяне на сигнала, за да може получените числени стойности да са съпоставими. Друг съществен момент е, че прозорецът за определяне на шума предхожда този, в който се очаква сигнал, а не е след него. Причината за това е да се избегне приносът на вторичните импулси.

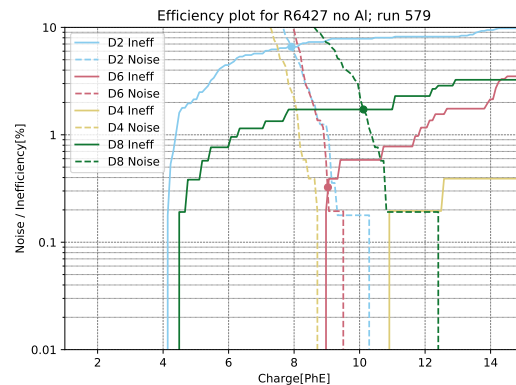


(а) Сравнение на метода за определяне на ефективност и шум: сигнал или абсолютна стойност на сигнала.

(б) Неалуминизирани сцинтилатори, H9500.



(в) Алуминизирани сцинтилатори, H9500.



(г) Неалуминизирани сцинтилатори, R6427.

Фигура 24: Графики за визуално определяне на прага на дискриминация. С пунктир са представени зависимостите на шума от прага на дискриминация, а с плътни линии загубата на ефективност с увеличаване на прага на дискриминация.

Информацията за неефективността и шума може да бъде представена на обща графика, от която могат лесно да се определят шумовете и ефективността на детектор за определен праг на дискриминация. На фиг. 24 са показани резултати за

четирите канала от всяка възможна конфигурация. При обработката на тези данни, общата амплитуда на сигнала е получена като сума на абсолютните стойности на амплитудите при всяко отделно измерване. На фиг. 24а е направено сравнение на начините за определяне на пълната амплитуда на сигнала – сума на абсолютните стойности или просто сума на стойностите. Вижда се, че резултатите, получени с абсолютни стойности, са по-добри и се препоръчва тяхното използване.

Фиг. 24б и 24в показват съответно резултати от неалуминизирани и алуминизирани сцинтилатори, регистрирани от многоаноден ФЕУ. При неалуминизирани сцинтилатори има два канала, за които може да се избере такъв праг, при който ефективността е 100 %, а шумът – 0 %, тъй като кривите на неефективността и шума не се пресичат. При останалите два канала минималната неефективност при минимален шум, което е мястото на пресичане на двете криви, резултатът е около 1 %. При алуминизирани сцинтилатори, резултатите са подобни, но при тях само при един канал линията на неефективността и шума се пресичат. Каналите, които имат пресичащи се линии на неефективността и шума, са крайни сцинтилатори. От направения анализ не се забелязва съществено предимство на алуминизирани сцинтилатори.

5.2 Сцинтилационни пръти и SiPM

Друг подход за регистриране на сцинтилациите в пластмасовите сцинтилатори на вето системата на експеримента PADME е използването на силициеви фотоумножители SiPM. Те имат редица предимства, основните от които са, че могат да се използват в магнитното поле от 0.6 T на дипола на експеримента и могат да работят във вакуум. Опасенията при работа с тях са, че това е сравнително нова технология, която още не се е наложила. За проверка на характеристиките на SiPM и други конструкционни и електромеханични особености беше изработен и изследван прототип.

5.2.1 Прототип и набор на данни

По време на изпитанията бяха използвани специално разработени платки, които захранват SiPM и снемат сигналите от тях – FEE boards [25]. Използваните силициеви фотоумножители са Hamamatsu S12572-015P [26] и S12572-025P [27] с размери $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Въпреки че сигналите имат сравнително голяма продължителност $\mathcal{O}(40 \text{ ns})$, чрез анализ на формата на сигналите бяха получени удовлетворяващи времеви характеристики [5].

Всеки канал на FEE съдържа трансимпедансен усилвател с четирикратно усилване и буфер с диференциален изход. Захранването се осигурява от индивидуални модули, даващи възможност за индивидуална и прецизна настройка на напрежението на всеки канал. Вериги за мониторинг на приложеното напрежение и протичащият ток, следят за претоварване на SiPM. Захранването е подбрано според данни от производителя така, че усилването да бъде $\sim 5.5 \times 10^5$. Всяка FEE платка обслужва по четири FEE канала.

Сигналите от FEE платките се отвеждат до специални контролери, които преобразуват сигналите от симетрични в несиметрични, които излизат на leto.00

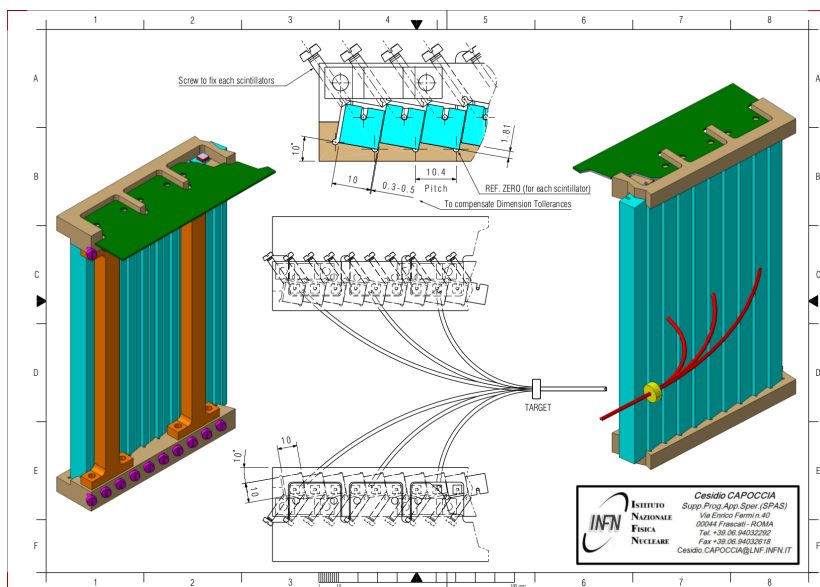
5.2 Сцинтилационни пръти и SiPM

конектори на предния панел на модула. Тези сигнали са подходящи за избраната оцифряваща електроника. Един контролер поддържа 4 FEE платки, което съответства на 16 оптични канала. Контролерът задава индивидуални параметри на отделните FEE канали по I²C протокол и е достъпен по Ethernet. Той има вградена web-страница и възможност за контрол по telnet.

По време на физическия набор на данни на PADME, FEE платките ще се използват във вакуумната камера и ще са изложени на магнитното поле от магнита, а NIM контролерите ще бъдат разположени извън камерата в близост до системата за набор на данни.

За провеждане на тестовете беше изработена алуминиева рама, на която бяха монтирани 16 сцинтилационни пръта заедно с FEE платките. Рамата също служи за прототип на окончателния механичен дизайн. При набора на данни FEE платките ще работят докато са разположени във вакуумната камера, което води до проблеми с охлаждането. При предложеното решение топлинната енергия ще се отвежда от рамата на детекторите до повърхността на вакуумната камера. Тестовата рама при прототипа има за цел да провери за евентуални въздействия на близките метални повърхности върху работата на FEE платките.

Рамата на прототипа дава възможност SiPM платките да бъдат монтирани по два различни начина. При единия SiPM покрива част от сцинтилатора, а при другия освен сцинтилатора покрива и фрезования канал, предвиден за оптично влакно.



Фигура 25: Схема на вето детектора за заредени частици, реализиран със сцинтилационни пръти завъртени на 100 mrad.

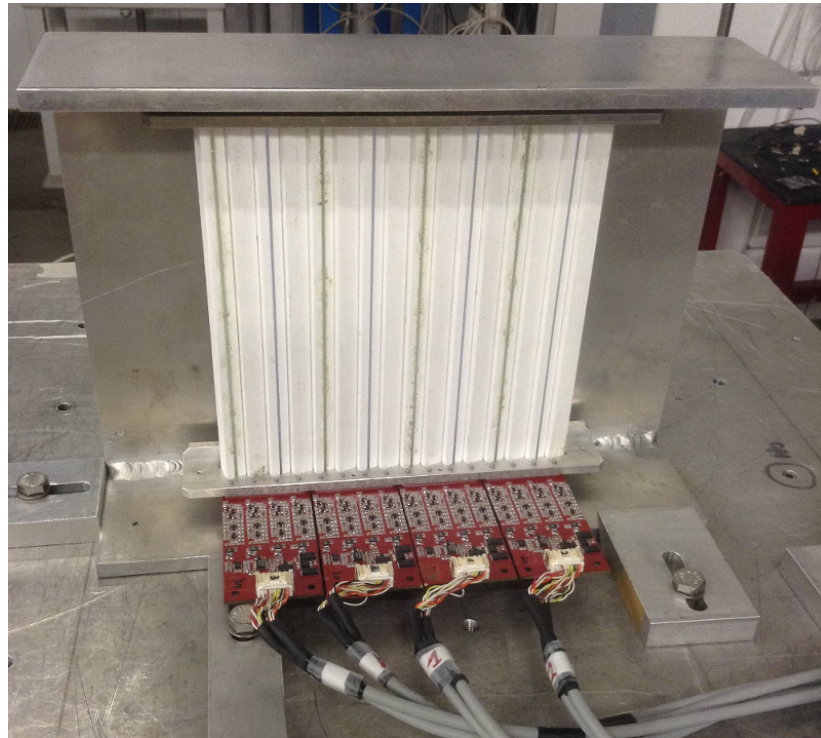
Допълнителен капак, направен от алуминий с дебелина 8 mm, има за цел да симулират електрическите характеристики на вакуумната камера, която би могла да окаже някакво неблагоприятно въздействие върху платките със SiPM и/или комуникационните канали.

Дебелината на покритието върху сцинтилаторите е около 250 μm , което е нечув-

ствителен обем за заредените частици. За да се избегне влошаването на ефективността, отделните сцинтилатори са завъртени на ъгъл около 100 mrad по дългата им ос (фиг. 25).

Този ъгъл се осигурява от специално фрезовани отвори в алуминиевите релси на рамата. Сцинтилаторите са фиксирани с винтове, а между сцинтилатора и винта са поставени пластмасови накрайници, които разпределят натоварването върху по-голяма площ от сцинтилатора и предпазват повърхността му от увреждане.

Оптичните влакна, отместващи дължината на вълната BCF-92 с диаметър $\varnothing 1.2 \text{ mm}$ бяха залепени с епоксидно лепило Eljen EJ-500 [28] в каналите на част от от сцинтилационните пръти. Влакната имат кратко време на изсветване (2.7 ns), което е важно за добрите времеви характеристики на системата. Всички оптични контакти са подобрили с оптична смазка Saint-Gobain BC-630 [11].



Фигура 26: Прототип на ветото за PADME, монтиран на дистанционно контролирана маса в ВТФ.

Шестнадесетте пластмасови сцинтилатора са с размери $10 \times 10 \times 180 \text{ mm}^3$. Те са организирани в групи от по 4 сцинтилатора за всяка FEE платка. Сцинтилаторите са монтирани един до друг в рамата, а ориентацията е такава, че дългите им страни са перпендикулярни на z-оста на експеримента и снопът минава през всички сцинтилатори едновременно. По информация от фото-детекторите за първата и последната група ($0 \div 3$ и $12 \div 15$) се прави заключение дали частици са преминали през средните две групи сцинтилатори ($4 \div 7$ и $8 \div 11$), които са обектът на изследване. Те съдържат сцинтилатори с различна обработка и различен начин за събиране на светлината.

Снимка на изследвания прототип, монтиран на дистанционно контролируемата

маса за тестове в ВТФ, е показана на фиг. 26, където ясно се виждат рамката на прототипа, сцинтилационните пръти и платките с фото-детекторите.

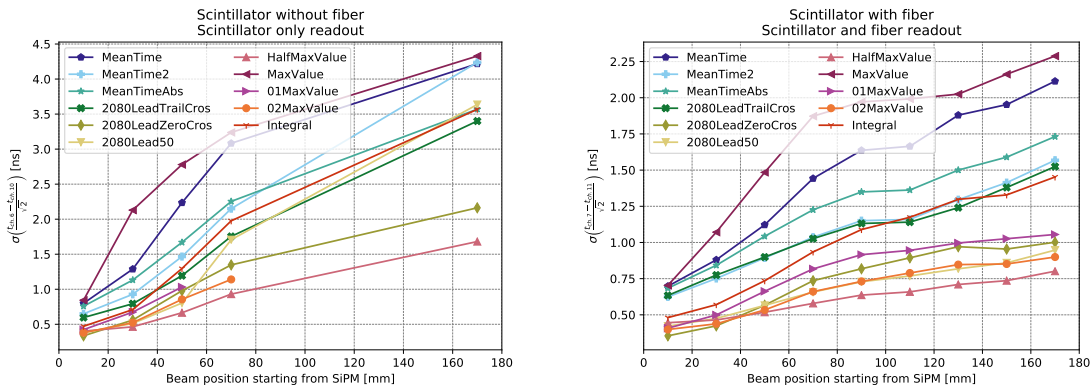
Пълната енергия на снопа беше определяна отново чрез калориметъра от оловно стъкло (ВТФCalo), който помагаше да се отсеят събитията само с по един електрон в снопа. Освен това беше наложено изискването поне 4 сцинтилатора да са дали сигнал (поне два от първата четворка и поне два от последната) и нито един от сцинтилаторите да не дава сигнал, съответстващ на повече от една частица.

Формите на сигнала от SiPM и калориметъра от оловно стъкло бяха оцифровани от системата за набор на данни, реализирана с 32-канални семплиращи АЦП с превключващи кондензатори (CAEN V1742), използвани при честота на семплиране 5 GS/s.

При тази конфигурация бяха набрани данни за 9 еквиливантни положения на снопа по дължина на сцинтилаторите, започващи от 10 mm и завършващи на 170 mm (разстоянията са измервани от страната на фотодетекторите). Тези данни дадоха възможност детайлно да се изучават свойствата на прототипа на детектор за заредени частици.

5.2.2 Времени характеристики

Бяха приложени методи за дефиниране на момента на събитието, описани в раздел 5.1.1. За оптимален се счита този метод, при който $\sigma(t_i - t_j)$ е най-малко. Фиг. 27 представлява сравнение на различните методи за определяне на момента на събитието в зависимост от мястото на попадение на заредените частици от снопа. Съгласно таблица ??, канали 6 и 10 и канали 7 и 11 са третираны и четени по идентични начини, по тази причина се очаква техните характеристики да бъдат сходни. Получените ширини на разпределенията са нормирани към разделителни способности за един канал чрез разделяне на $\sqrt{2}$.



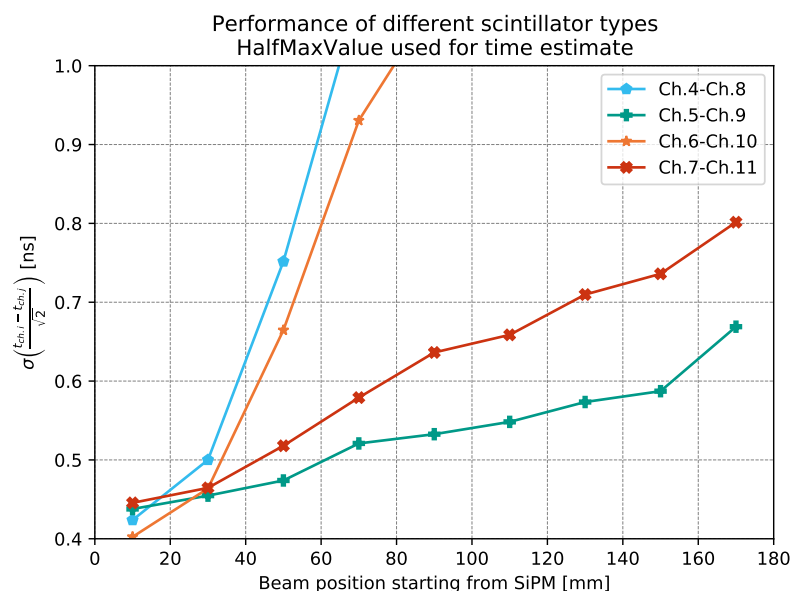
(а) Сцинтилатори без влакна и без алуминизация. Канали 6 и 10.

(б) Сцинтилатори с влакна без алуминизация. Канали 7 и 11.

Фигура 27: Сравнение на различни методи за привързване по време. Времената, отбелязани с 01MaxValue, 02MaxValue, HalfMaxValue и MaxValue, са получени по метода constant fraction; 2080LeadZeroCros, 2080Lead50 и 2080LeadTrailCros – с апроксимация с прави; MeanTime, MeanTimeAbs и MeanTime2 – със средно претеглено; Integral – с метода на отношението на зарядите със $M=0.115$.

Зависимостта на времевата разделителна способност от мястото на попадение на заредените частици по надлъжната ос на сцинтилатора се обяснява с по-ефективното предаване на светлина и съответно по-големия брой сработили пиксели в случая, когато частиците попадат близо до фотодетектора. Методите, които разчитат основно на информация от предния фронт на сигнала, дават времева разделителна способност около 600 ps и по-добра. Най-стабилен се оказва методът, при който за време на сработването се приеме моментът, в който предният фронт пресече стойност 50 % от максималната амплитуда за това събитие. Именно този метод е използван за получаването на по-нататъшните резултати.

Фигура 28 показва надлъжната зависимост на времевата разделителна способност на сцинтилационни пръти, третирани по различен начин и използващи различен метод за отвеждане на светлината. Анализът е проведен за всички налични идентични двойки детектори.



Фигура 28: Сравнение на времевите разделителни способности за различни начини за отвеждане на светлината от сцинтилаторите. Използван е времевият метод HalfMaxValue.

Вариантът, при който не се използват оптични влакна, надвишава поставения праг от 1 ns, когато частиците са по-далеч от 7 cm от фотодетектора (фиг. 28). Очакваното място на попадение на частиците в детекторите при експеримента PADME е около средата (~ 9 cm от фотодетектора). Влошената времева разделителна способност се дължи на намаленото количество светлина, достигащо до фотодетекторите вследствие на многократните отражения от стените на сцинтилатора. Това води до по-малка ефективна дължина на затихване. По тази причина вариантът за работа без оптични влакна беше оценен като неудачен за експеримента. Детекторите с оптични влакна показват времева разделителна способност по-добра от 1 ns за частици попадащи по цялата чувствителна дължина на детектора. Това е в съгласие с поставените изисквания от експеримента PADME. По тази причина именно този

дизайн е предложен като краен за вето системата за заредени частици.

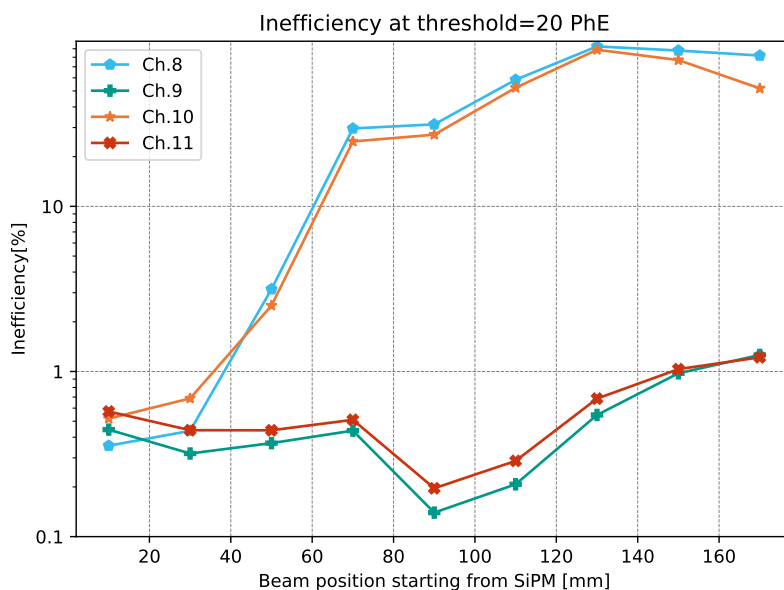
5.2.3 Шумове и ефективност

Други важни параметри, свързани с вето системата, са ефективността и вероятността за случайно сработване. За да се определи прагът на дискриминация, шумовете и неефективността бяха сканирани при различни прагове. Това помогна да се определи стойността 10 Ph e^- за праг на сработване.

Ефективността в текущите разглеждания е дефинирана като отношението на броя събития, при които детекторът е имал сигнал, по-голям от 20 Ph e^- , към броя на събития, удовлетворили изискванията на тригерната система.

На фиг. 29 се наблюдава силна зависимост на неефективността от наличието на WLS оптични влакна. За детектори, реализирани само от сцинтилатор (без оптично влакно), ефективност $> 99.95\%$ се наблюдава само при частици, попадащи в първите 30 mm от детектора. При всички останали случаи ефективността е по-лоша, което е не отговаря на изискванията на експеримента PADME.

От друга страна детекторите, окомплектовани с оптични влакна, показват ефективност по-добра от 99% , която е почти постоянна по цялата дължина на детекторите. Ефективността за областта, в която се очаква да попадат частиците (около 100 mm), е по-добра от 99.98% .

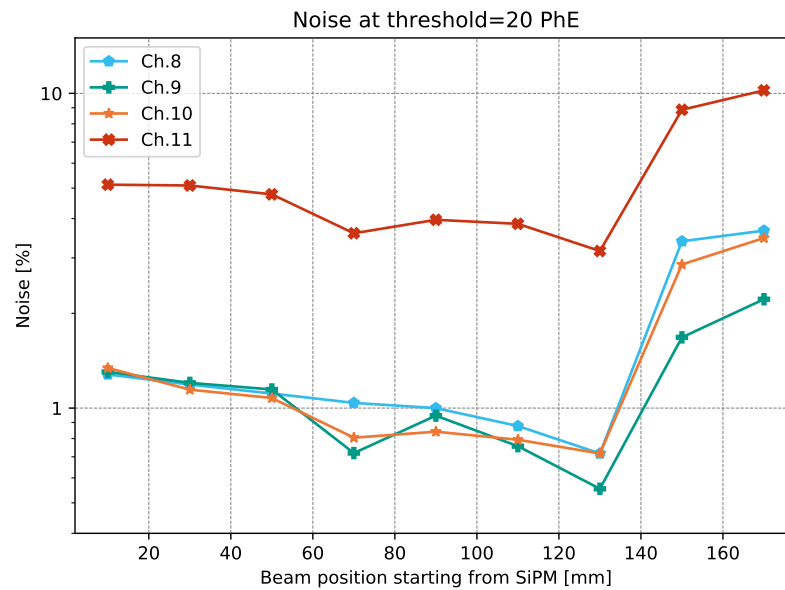


Фигура 29: Неефективността в зависимост от мястото на попадане на частиците по дължина на сцинтилатора при фиксиран праг от 20 Ph e^- .

Шумът се отнася за събития, при които се появява сигнал при отсъствието на частица от ускорителя, която да го предизвика. Фигура 30 показва вероятността за фалшиви сработвания във времеви прозорец с ширина 70 ns . Тъй като не се очаква тези събития да се дължат на преминаваща частица, не се очаква и зависимост на шума от начина на третиране на сцинтилатора и начина на отвеждане на светлината.

Един от каналите показва по-голям шум. Причината за това не е съвсем изяснена, но се предполага, че това се дължи на проблем с електрониката. Останалите канали показват вероятност 5×10^{-4} за прозорец с ширина 70 ns. За консервативна оценка на шума е използван доверителен интервал $\pm 2\sigma$ при $\sigma_{veto} = 1$ ns около момента от време дефиниран от регистрацията на фотон от калориметъра, и при 200 сцинтилационни пръта от вето системата, е получена горна граница на шума $\sim 5 \times 10^{-3}$. Тази стойност е един порядък по-малка от изискването на експеримента. По тази причина предложените детектори се смятат за удачни и по този критерий.

Благодарение на изследваните прототипи и проведенния анализ именно сцинтилационни пръти с WLS и SiPM с площ 3×3 mm² бяха избрани за финалния дизайн на детекторите за заредени частици на експеримента PADME [29].



Фигура 30: Шум при фиксиран праг от 20 Ph e⁻.

Научни приноси

Научните и научно-приложните приноси в представения дисертационен труд са както следва:

- Беше разработена методиката за енергетична калибровка на детекторите SAC и IRC, с цел намиране на оптимален режим на работа;
- Беше разработен софтуер за реконструкция на сурови данни от детектора SAC като част от програмния комплекс на експеримента;
- Беше разработен самостоятелен софтуер за визуализация в реално време на данни от детекторите SAC и IRC, който позволи навременно откриване и отстраняване на проблеми;
- Бяха изработени и изследвани идейни прототипи на спектрометър за експеримента PADME със сцинтилационни влакна и изчитани от CCD камера;
- Бяха изработени прототипи от пластмасови сцинтилационни пръти, изчитани от фотоелектронни умножители и многоанодни фотоелектронни умножители;
- Бяха изработени и изследвани са прототипи от пластмасови сцинтилационни пръти, изчитани от силициеви фотоумножители;
- Беше проектиран и разработен генератор на светлинни импулси, имитиращ сцинтилации в пластмасов сцинтилатор;
- Беше сглобен и въведен в експлоатация спектрометъра и електромагнитния калориметър на експеримента PADME.

Публикации във връзка с докторантурата

Основен принос

1. F.Ferrarotto, L.Foggetta, **G.Georgiev***, P.Gianotti, V.Kozhuharov, E.Leonardi, G.Piperno, M.Raggi, C.Taruggi, L.Tsankov, P.Valente, *Performance of the Prototype of the Charged-Particle Veto System of the PADME Experiment*, IEEE TNS, vol. 65, no. 8, pp 2029–2035, August 2018
2. **G.Georgiev***, V.Kozhuharov, L.Tsankov, *The PADME tracking system*, RAD Assoc,J., vol. 1, issue 3, pp 193-186, 2016
3. **G.Georgiev***, V.Kozhuharov, L.Tsankov, *Design and performance of a low intensity LED driver for detector study purposes*, RAD. proc., vol. 1, pp 90-94, 2016

Съществен принос

1. M.Raggi*, V.Kozhuharov, P.Valente, F.Ferrarotto, E.Leonardi, G.Organtini, L.Tsankov, **G.Georgiev**, J.Alexander, B.Buonomo, C.Di Giulio, L.Foggetta, G.Piperno, *Performance of the PADME Calorimeter prototype at the DAFNE BTF*, NIM-A, 862, p. 31–35, 2017
2. E.Cortina Gil,..., **G.Georgiev**, V.Kozhuharov,..., et al., *The beam and detector of the NA62 experiment at CERN*, JINST 12 P05025, 2017

Второстепенен принос

1. A.Frankenthal*, J.Alexander, B.Buonomo, E.Capitolo, C.Capocchia, C.Cesarotti, C.Di Giulio, F.Ferrarotto, L.Foggetta, **G.Georgiev**, P.Gianotti, M.Hunyadi, V.Kozhuharov, A.Krasznahorkay, E.Leonardi, G.Organtini, G.Piperno, M.Raggi, C.Rella, A.Saputi, I.Sarra, E.Spiriti, C.Taruggi, P.Valente, *Characterization and performance of PADME's Cherenkov-based small-angle calorimeter*, NIM-A, vol. 919, pp 90–97, 2019
2. **G.Georgiev**, S.Ivanov, V.Kozhuharov, M.Mitev, R.Simeonov*, L.Tsankov, *Performance of the Front-End Electronics of the PADME charged particle detector system* 2018 IEEE XXVII International Scientific Conference Electronics - ET, pp 1-4, 2018
3. F.Ambrosino,..., **G.Georgiev**,..., V.Kozhuharov,..., M.Moulson*, et al., *KLEVER: An experiment to measure $BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ at the CERN SPS*, KLEVER-PUB-18-02, arXiv:1901.03099 [hep-ex], 2019
4. E.Cortina Gil,..., **G.Georgiev**, V.Kozhuharov,..., et al., *Search for heavy neutral lepton production in K^+ decays*, Phys.Lett.B, vol. 807, 135599, 2018
5. I.Antonova, S.Ceravolo, G.Corradi, **G.Georgiev**, V.Kozhuharov*, M.Mitev*, P.Valente, M.Raggi, L.Tsankov, *A test system for the front-end electronics of the PADME charged particle detector system*, proc. XXVI International Scientific Conference Electronics – ET2017, December 2017

Литература

- [1] E. Cortina Gil et al. “The beam and detector of the NA62 experiment at CERN”. *Journal of Instrumentation* 12.05 (May 2017), P05025–P05025. DOI: [10.1088/1748-0221/12/05/p05025](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/05/p05025).
- [2] M. Raggi et al. “Performance of the PADME Calorimeter prototype at the DAΦNE BTF”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 862 (Aug. 2017), pp. 31–35. DOI: [10.1016/j.nima.2017.05.007](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.05.007).
- [3] A. Frankenthal et al. “Characterization and performance of PADME’s Cherenkov-based small-angle calorimeter”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 919 (2019), pp. 89–97. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.12.035>.
- [4] G. Georgiev, V. Kozhuharov, and L. Tsankov. “Design and performance of a low intensity led driver for detector study purposes”. *RAD Conference Proceedings* 1 (2016), pp. 90–94. DOI: [10.21175/RadProc.2016.21](https://doi.org/10.21175/RadProc.2016.21).
- [5] Iveta Antonova et al. “A test system for the front-end electronics of the PADME charged particle detector system”. Sept. 2017, pp. 1–4. DOI: [10.1109/ET.2017.8124360](https://doi.org/10.1109/ET.2017.8124360).
- [6] F. Ferrarotto et al. “Performance of the Prototype of the Charged-Particle Veto System of the PADME Experiment”. *IEEE Transactions on Nuclear Science* 65.8 (Aug. 2018), pp. 2029–2035. ISSN: 1558-1578. DOI: [10.1109/TNS.2018.2822724](https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2822724).
- [7] G. Georgiev, V. Kozhuharov, and L. Tsankov. “The PADME Tracking System”. *RAD Association Journal* 1 (3 2016), pp. 183–186. DOI: [10.21175/radj.2016.03.034](https://doi.org/10.21175/radj.2016.03.034).
- [8] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* 98, 030001 (2018) and 2019 update.
- [9] *Photomultiplier Tubes, R6427, R7056, R7057*. TPMH1377E01. Hamamatsu. 2019.
- [10] *Plastic Scintillating Fibres*. 03-19. Saint-Gobain Crystals. 2019.
- [11] *Organic Scintillation Materials and Assemblies*. Saint-Gobain Crystals.
- [12] William Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments : a how-to approach*. Berlin New York: Springer, 1994. ISBN: 978-3-540-57280-0.
- [13] B. K. Lubsandorzhiev and Y. E. Vyatchin. *Stability studies of nanosecond light sources based on blue ultra bright LEDs*. 2004.
- [14] Xu Wang et al. “Setup of a photomultiplier tube test bench for LHAASO-KM2A”. *Chinese Physics C* 40.8 (July 2016), p. 086003. ISSN: 1674-1137. DOI: [10.1088/1674-1137/40/8/086003](https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/8/086003).
- [15] Georgi Mitev Mitev et al. “Light pulse generator for multi-element scintillation detectors testing”. *2016 XXV International Scientific Conference Electronics (ET)* (2016), pp. 1–4.

-
- [16] E. Ronchi et al. “A bipolar LED drive technique for high performance, stability and power in the nanosecond time scale”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 599.2 (2009), pp. 243–247. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.11.001>.
- [17] *PIC16F87/88 Data Sheet*. Microchip Technology Inc. Chandler (AZ), USA, 2005.
- [18] *General Purpose Plastic Scintillator EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212*. ELJEN Technology. 2016.
- [19] V. Kozhuharov. *Talk at NA62 Photon Veto Working Group*. Feb. 2013.
- [20] *Operating Manual Research Camer Models: STL-1001E, STL-1301E, STL-4020M, STL-6303E and STL-11000M*. 1.0. Santa Barbara Instrument Group. 2003.
- [21] Lloyd A. Currie. “Limits for qualitative detection and quantitative determination. Application to radiochemistry”. *Analytical Chemistry* 40.3 (Mar. 1968), pp. 586–593. DOI: [10.1021/ac60259a007](https://doi.org/10.1021/ac60259a007).
- [22] *Flat pannel type multianode photomultiplier tube assembly H9500, H9500-03, TPMH1309E02*. Hamamatsu. 2015.
- [23] G. Mazzitelli et al. “Commissioning of the DAΦNE beam test facility”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 515.3 (Dec. 2003), pp. 524–542. DOI: [10.1016/j.nima.2003.07.017](https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.07.017).
- [24] F. Gonnella, V. Kozhuharov, and M. Raggi. “Time over threshold in the presence of noise”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 791 (2015), pp. 16–21. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.04.028>.
- [25] G. Corradi et al. *Charged Veto Electronics*. PADME general meeting. Jan. 2017.
- [26] *MPPC (multi-pixel photon counter) S12572-010, -015C/P. Low aferpulse, wide dynamic range, for high-speed measurement. Photosensitive area: $3 \times 3 \text{ mm}^2$* . Hamamatsu. Sept. 2018.
- [27] *MPPC (multi-pixel photon counter) S12572-025, -050, -100C/P. Low aferpulse, for general measurement. Photosensitive area: $3 \times 3 \text{ mm}^2$* . Hamamatsu. Dec. 2015.
- [28] *Optical cement EJ-500*. ELJEN Technology. Jan. 2016.
- [29] Simeon Ivanov and Venelin Kozhuharov. “The charged particle veto system of the PADME experiment”. Vol. 2075. Feb. 2019, p. 080005. DOI: [10.1063/1.5091206](https://doi.org/10.1063/1.5091206).