

СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ „СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ“
ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ
КАТЕДРА АТОМНА ФИЗИКА



Търсене на нови леки частици при анихилация на ускорени позитрони

Калина Красиминова Димитрова
Дисертация за присъждане на ОНС „доктор“

Научни ръководители:
доц. д-р Венелин Кожухаров, доц. д-р Пейчо Петков

София, 2026 г.

Съдържание

Въведение	4
1 Тъмна материя	7
1.1 Астрофизични и космологични указания за съществуването на Тъмна материя	7
1.1.1 Маси на галактичните купове	7
1.1.2 Скорости на въртене на спиралните галактики	8
1.1.3 Оценка на масата чрез гравитационни лещи	9
1.1.4 Космологични оценки	11
1.2 Модели за обяснение на Тъмната материя	13
1.2.1 Модификации в теорията за гравитацията	13
1.2.2 Масивни компактни обекти	14
1.2.3 Частици, изграждащи Тъмната материя	15
1.3 Скрит сектор	17
1.3.1 Масивни частици	19
1.3.2 Леки частици	23
1.4 Тъмен фотон	26
1.4.1 Безмасов Тъмен фотон	28
1.4.2 Масивен Тъмен фотон	30
2 Експериментът PADME	34
2.1 Позитронен сноп	34
2.2 Експериментална установка за търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон	36
2.2.1 Активна мишена	36
2.2.2 Детектори за заредени частици	48
2.2.3 Електромагнитен калориметър	50
2.2.4 Калориметър за малки ъгли	54
2.2.5 Набор на данни и управление на експеримента	55
2.3 Преустройство на експеримента за търсене на резонансно раждане на X17	57
2.4 Подобрена установка за търсене на X17	59
2.5 Осъществени кампании за набор на данни	61

3	Изследване на отклика на електромагнитния калориметър на PADME	62
3.1	Функция на отклик на калориметъра	64
3.2	Реконструкция на сигналите	64
3.3	Симулация на сигнали	66
3.4	Конволюционни невронни мрежи за реконструкция на сигнали	66
3.5	Калибровка и изследване на алгоритъма чрез събития на двуфотонна анихилация	77
3.6	Прилагане на алгоритми за обяснение (xAI)	81
3.7	Подобряване разделителната способност на MAC чрез upscaling	87
3.8	Приложение на UMAC върху данни от PADME	92
4	Търсене на нови леки частици при процеси на анихилация	94
4.1	Процеси на асоциирано раждане на Тъмен фотон	94
4.1.1	Метод на липсващата маса	94
4.1.2	Основни фонові процеси	98
4.1.3	Монте Карло симулация на събития в PADME	101
4.1.4	Изследване формата на сигнала	103
4.2	Търсене на резонансно раждане на X17	107
5	Изследване на фонові процеси при търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон	109
5.1	Анихилация до два или три фотона	110
5.1.1	Прозорец за изолация във времето в електромагнитния калориметър	110
5.1.2	Селекция на двуфотонни събития	112
5.1.3	Метод за определяне позицията на снопа в мишената	113
5.1.4	Събития, регистрирани от ECal и SAC	117
5.2	Спирачно лъчение	118
5.2.1	Събития в PVeto и SAC	120
5.2.2	Събития в NEPVeto и SAC	122
5.2.3	Събития в PVeto и ECal	123
5.2.4	Събития в NEPVeto и ECal	127
5.2.5	Спирачно лъчение в пасивния материал на експеримента	133
6	Очаквани горни граници	137
6.1	Определяне ефективността за регистриране на сигнал	137
6.2	Изследване нивото на фона и очакваните граници	139
6.3	Определяне на очакваната горна граница за константата на смесване	140
7	Заклучение	147
	Научни приноси	149
	Библиография	151
	Използвани съкращения	164

Въведение

„Съществува една теория, според която ако някой някога открие точно какво представлява Вселената и защо я има, тя моментално ще изчезне и на нейно място ще се появи нещо още по-странно и необяснимо. Съществува и една друга теория, според която това вече се е случило.“

— Дъглас Адамс, *Пътеводител на Галактическия стопаджия*, кн. 2: *Ресторант на края на Вселената*

„Светът е пълен с разни неща и наистина има нужда някой да ги потвърси и намери.“

— Пипи Дългото чорапче

Познаването на света около нас е основен двигател на развитието на човешката цивилизация. Опитите ни да обясним какво точно представлява Вселената, от какво е съставена тя, каква е нейната история и какво е нейното бъдеще са занимавали умовете на учените в рамките на хилядолетия. С развитието на техническите ни способности са се формирали все по-точни обяснения за явленията, които наблюдаваме. В наши дни с увереност можем да заявим, че Стандартния модел на силните и електрослабите взаимодействия, с който описваме цялата наблюдавана материя, е най-прецизната теория, която човекът някога е конструирал, и теоретичните предсказания съвпадат с експериментите с невероятна точност. Но колкото по-добри ставаме в описанието на света около нас, толкова повече неизвестни се появяват.

Първите сигурни индикации за наличие на невидимо вещество във Вселената се появяват преди почти 100 години при наблюдения на далечни обекти в Космоса. Натрупват се все повече необясними явления и се оформя идеята за Тъмната материя - вещество с неясни характеристики и свойства, което се проявява единствено чрез гравитационното взаимодействие. Благодарение на астрофизични и космологични оценки може да се изчисли нейното количество във Вселената. Търсенето на обяснение се прехвърля в полето на физиката на елементарните частици, като се обособяват различни модели за частици с различни характеристики и взаимодействия. В последните десетилетия експерименталните усилия са насочени към потвърждаването или отхвърлянето им, като получените резултати постепенно стесняват възможностите за масата и взаимодействията на хипотетичните нови частици.

Един от експериментите, построени с цел проверка на хипотезата за съществуването на нови леки частици е **PADME**. В рамките на почти 10 години са осъщес-

твени няколко кампании за набор на данни, като експерименталната установка е преустроена няколко пъти с цел проверка на различни хипотези и затвърждаване на резултатите. Оригиналната идея зад конструирането на експеримента е търсене на Тъмен фотон, хипотетична частица-портал между видимия сектор на частиците от Стандартния модел и тези от скрития сектор. В следствие експерименталната установка е променена, с цел да се провери хипотезата за частицата X_{17} , като самата тя е възможен кандидат за Тъмен фотон.

Настоящият дисертационен труд е посветен на обработката и анализа на данни в рамките на експеримента $PADME$ и е базиран на изследванията, публикувани в [1], [2], [3], [4], [5], [6] и [7]. Той се състои от 7 глави.

В Глава 1 е направен обзор на формирането на хипотезата за Тъмната материя и развитието на различните модели за обяснението ѝ. Описани са астрофизичните наблюдения, довели до доказване наличието на невидимо вещество и космологичните оценки за неговото количество във Вселената. Разгледани са последователно различните хипотези за свойствата и взаимодействията на частиците, които вероятно изграждат скрития сектор от невидима материя, като са описани както моделите за тежки частици, така и за леки. Основен фокус са моделите за съществуване на масивен векторен бозон като медиатор между видимия и Тъмния сектор. Упоменати са и получените до момента експериментални резултати и ограничения.

В Глава 2 е описана експерименталната установка на $PADME$: ускорителната линия и характеристиките на използвания позитронен сноп, отделните детектори и вида на сигналите в тях, както и цялостния процес по набор и реконструкция на данните. В рамките на тази глава е представен разработения от автора на дисертацията нов метод за реконструкция на сигналите в мишената на експеримента. Описани са осъществените до момента кампании за набор на данни.

В Глава 3 са изложени разработените методи за реконструкция на данните от електромагнитния калориметър на $PADME$, използващи машинно обучение. Показан е процесът на симулация на данни, разработените алгоритми с различни архитектури и прилагането им върху симулирани събития. Успешно представилите се алгоритми са въведени в софтуерната рамка на експеримента и са направени изследвания на представянето им при реконструкция на реални физични събития. Разработени и тествани са и методи за обяснение на изкуствения интелект, а благодарение на прилагането им е усъвършенствана работата на разработените модели.

В Глава 4 са описани методите за търсене на нови леки частици с $PADME$ - асоциирано раждане на Тъмен фотон и резонансно раждане на X_{17} . Фокус е поставен върху метода на липсващата маса при търсене на Тъмен фотон. Описани са очакваните фонове процеси и някои пресмятания за техните сечение. Изучена е формата на очаквания сигнал в зависимост от интензивността на използвания позитронен сноп.

В Глава 5 е направено последователно описание на проведените изследвания на фоневите процеси при търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон. Показани са резултати при изследване както на симулирани събития, така и на реални експериментални данни. Разработена е процедура за точно определяне позицията на снопа в мишената чрез изследване броя регистрирани двуфотонни аниhilации. Представено е и изследване на спирачното лъчение чрез комбиниране на информацията от различните детектори.

В Глава 6 е представена процедура за оценка на горната граница за константата

на смесване на Тъмния фотон с видимия в зависимост от масата му чрез данните от PADME. Разгледани са различни варианти на селекция на събитията, тествана върху набор от симуирани данни. Получена е предварителна оценка на очакваната горна граница при отсъствие на наблюдаван сигнал от Тъмен фотон.

В Глава 7 е направено обобщение на получените резултати и заключение. Представен е и кратък списък с научните приноси на дисертацията.

Глава 1

Тъмна материя

Идеята, че някаква част от веществото, съставлящо Вселената, не е видимо за нас, присъства във всички етапи от развитието на природните науки, още от времената на Античността [8, 9]. През XIX в. се появяват първите идеи за съществуването на невидими астрономични обекти, които могат да се открият единствено чрез гравитационното им влияние върху околните тела [10]. В началото на XX в. лорд Келвин формулира идеята, че ако звездите в Млечния път могат да се опишат като гравитационно свързана система, подобно на частиците в газовете, то има връзка между размера на тази система и дисперсията на скоростите им [11]. Лорд Келвин прави оценка за възможната плътност на материята в такъв обем. Идеята е възприета и от Анри Поанкаре, който пръв въвежда експлицитно термина „Тъмна материя“, но заключава, че наблюдаваната към този момент дисперсия на скоростите на звездите в Млечния път сочи към нейното отсъствие [12].

1.1 Астрофизични и космологични указания за съществуването на Тъмна материя

1.1.1 Маси на галактичните купове

Първото ясно доказателство за наличието на Тъмна материя идва през 30-те години на XX в. в изследванията на Фриц Цвики, който наблюдава купа от галактики Кома и открива несъответствие между вириалната маса на купа и оценката, получена при използване светимостите на галактиките [13]. Той използва данни за червеното отместване на галактиките в купа Кома (наречани по това време „мъглявини“ за да направи оценка на скоростите им и получава голяма дисперсия в стойностите им [14]. Цвики използва теоремата на вириала, за да оцени масата на купа:

$$M_{vir} = \frac{\sigma^2 R}{\alpha G}, \quad (1.1)$$

където σ^2 е дисперсията на скоростите, G е гравитационната константа, R е радиусът на купа, а α е параметър, определящ структурата на системата. Приемайки купа Кома за сферично симетричен, Цвики получава $M_{vir} = \frac{3\sigma^2 R}{5G} > 9 \times 10^{46}$ g. Той предполага, че в купа има около 1000 галактики, което дава средна маса на една от

тях от около $4.5 \times 10^{10} M_{\odot}$. Той сравнява тази стойност с получената при използване на оценките за светимостта на купа и връзката маса-светимост и получава разлика от порядъка на 10^2 [13]. Подобен резултат е получен по същото време и за купа Дева [15].

Появяват се различни хипотези за причината за установените разлики. Първоначалните предположения по-скоро отхвърлят възможността за наличие на Тъмна материя и вместо това приписват несъответствието на това, че куповете от галактики са нестабилни, бързо разширяващи се системи, и теоремата за вириала е неприложима за тях [9]. Тази хипотеза е отхвърлена, тъй като предвид възрастта на Вселената и тази на галактичните купове, те би трябвало отдавна да са се разпаднали [16]. Постепенно се установява идеята, че разликите идват от присъствието на невидимо междугалактично вещество, съставляващо между 90 и 99% от масата на галактичните купове [17]. Първите идеи са, че това е междугалактичен газ, но до края на 60-те години на ХХ в. става ясно, че така не може да бъде обяснено количеството липсваща материя [18].

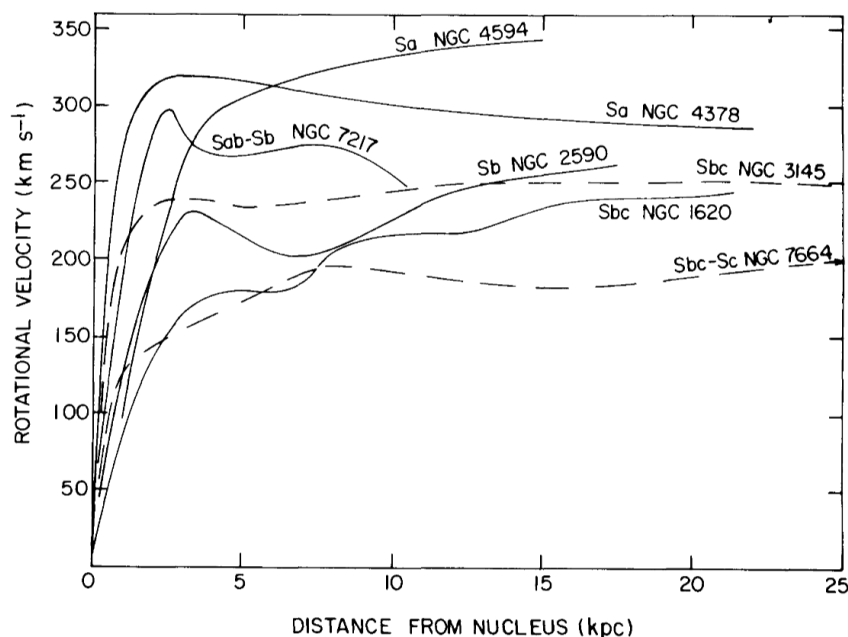
1.1.2 Скорости на въртене на спиралните галактики

Следващата индикация за наличие на Тъмна материя идва от наблюдаваните скорости на въртене на спиралните галактики. Според законите на класическата механика, във външните им части въртенето на обектите около галактичния център може да се разглежда като движение по окръжност в следствие на гравитационно привличане, следователно

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{GM(r)m}{r^2}, \quad (1.2)$$

където m е масата на обекта, v е неговата скорост, r е разстоянието от центъра на галактиката, а $M(r)$ е масата на останалото вещество в рамките на радиуса r . В резултат $v \propto \sqrt{1/r}$ - скоростта на обектите следва да намалява с увеличаване разстоянието от галактичния център.

Още в края на 30-те години на ХХ в. са публикувани изследвания на въртенето на галактиката Андромеда, при които е установено несъответствие с този закон и скорости на обектите във външната ѝ част, много по-високи от очакваните [19]. Това обаче е обяснено чрез наличието на голямо поглъщане. Същинското несъответствие е установено в началото на 70-те години, когато Вера Рубин и Кент Форд публикуват получените от тях данни за въртенето на Андромеда [20]. Те пресмятат скоростите на въртене на 67 региона от еднократно йонизиран водород (HII) използвайки спектроскопични данни. Те забелязват, че с увеличаване на радиуса, скоростта намалява много по-бавно от очакваното, ако се вземе предвид оценка на масата на галактиката само по светещото вещество. В следващите години са получени кривите на въртене и на други галактики, като при всички се наблюдава подобно поведение. Тази плоска форма на кривите е особено добре видима при наблюдения в радиодиапазона и използване на 21 cm линия на неутралния водород [21]. Кривите на въртене на няколко спирални галактики, получени в края на 70-те са показани на фигура 1.1. Това, че скоростите остават толкова високи при големи радиуси показва, че големи маси са съсредоточени във външните части на галактиките, което в разрез с видимата им структура при която по-голямата част от масата е съсредоточена в центъра [22].



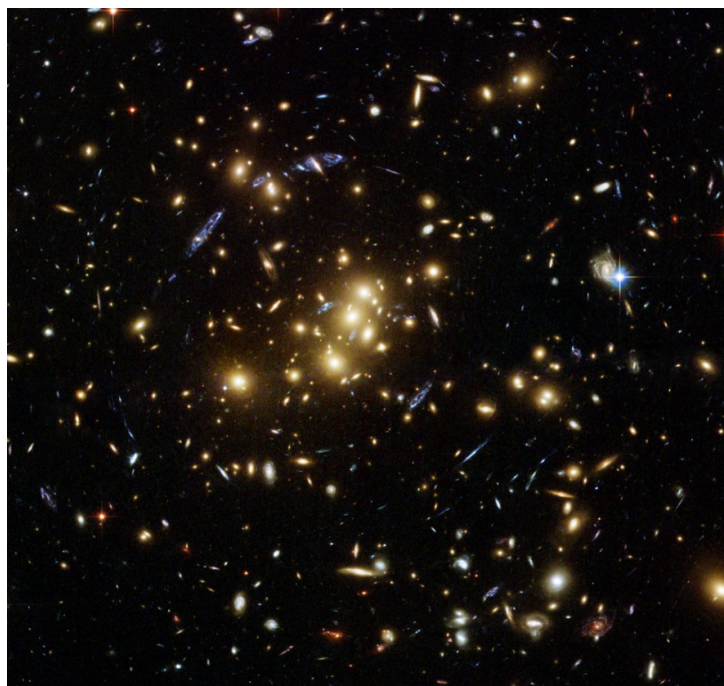
Фигура 1.1: Криви на скоростта на въртене на 7 спирални галактики, получени при спектрални наблюдения в оптичната област. Означен е и типът на галактиките по класификацията на Хъбъл. При всички се наблюдава плоска форма след първоначалното рязко увеличение. [22]

Кривите на въртене могат да се използват, за да се построи разпределение на масата в галактиките и да се оцени приносът на невидимото вещество. Оказва се, че в рамките на една галактика, видимата материя е едва около 10-15% от масата ѝ, в зависимост от използвания модел [23].

1.1.3 Оценка на масата чрез гравитационни лещи

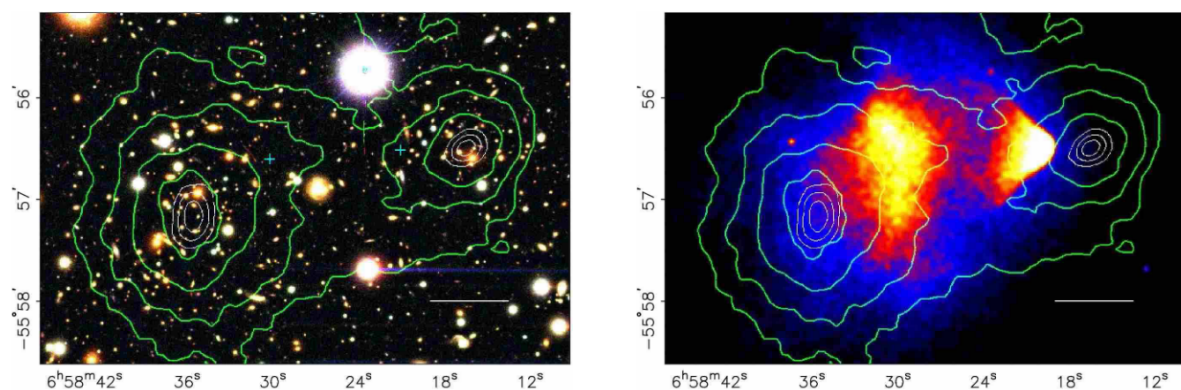
В края статията, в която описва откритото несъответствие в измерването на масите на куповете от галактики, Цвики предлага нов метод за оценката им, основан на ефекта от гравитационните лещи. Светлината от далечни обекти се закривява, когато на пътя ѝ към нас стои някакъв масивен обект. Ако са известни разстоянията до далечния обект и до масивния обект, изкривяващ светлината му, по ъгъла на закривяване можем да определим масата на веществото, което се намира на пътя на светлината. Фигура 1.2 демонстрира ефекта на гравитационна леща, който купа от галактики CL0024+17 оказва върху по-далечните от него галактики.

При наличие на достатъчно на брой далечни обекти, можем да използваме получените на различни места образи на един и същ обект, за да направим пълно разпределение на масата на обекта, играещ ролята на леща. В следствие можем да го сравняваме с разпределението на видимото вещество и разпределението на газа. Именно такова сравнение е направено за купа 1E0657-558 (Куршум) - обект, който представлява два отделни купа от галактики, които са се сблъскали в миналото. Той позволява да се тестват хипотезите, че липсващата маса представлява нагорещен газ. Разпределението на гравитиращата маса е построено по метода на гравитационните лещи, а разпределението на горещия газ е получено благодарение на наблюдения в



Фигура 1.2: Ефект на гравитационна леща, предичвикан от купа от галактики L0024+17. Той е съставен от гравитационно свързани елиптични галактики и потопен в хало от Тъмна материя. Около него се виждат издължените образи на намиращи се далеч зад него галактики [24].

рентгеновата област. Фигура 1.3 показва сравнение на профилите, като се вижда, че двете разпределения не съвпадат и газът е напълно отместен спрямо центрите, които създават най-голяма маса [25].



Фигура 1.3: Изображения на галактичния куп куршум във видимата (вляво) и в рентгеновата (вдясно) област. Зелените контури указват полученото по метода на гравитационните лещи разпределение на пълната гравитираща маса. Профилът му съвпада с видимите положения на галактиките в куповете, но се разминава с разпределението на газа, което е индикация за наличие на Тъмна материя. [25].

Наблюдението на сблъскващи се купове е съществено, тъй като при единични, разпределението на газа и на светещото вещество ще съвпадне. При сблъсъка газът

от двата отделни купа се увелича и изостава, докато галактиките се разминават, тъй като, поради големите разстояния между тях, вероятността за сблъсък е много малка. Профилът на разпределение на гравитиращото вещество съвпада с положенията на светещите галактики, което показва, че допълнителната маса не е с източник междугалактичния газ, каквито са ранните предположения. Оказва се, че въпреки, че в тези купове газът доминира над галактиките като маса, той е едва около 10%. Тъмната материя представлява над 80% от пълната маса, а на видимите галактики се пада едва около 1% [26].

1.1.4 Космологични оценки

Многото наблюдателни доказателства за наличие на невидимо вещество във Вселената и получените оценки за неговото количество могат да бъдат допълнени и от космологичните оценки за плътността на различните компоненти на материята, изразени чрез безразмерната величина Ω . Основните параметри са константата на Хъбъл H_0 , която описва разширението на Вселената, и космологичната константа Λ , имаща ролята на енергия на вакуума. Ако $\Lambda \neq 0$, то енергията на вакуума ще допринася към сумарната плътност на Вселената като

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}. \quad (1.3)$$

Приносът на материята може да се изрази чрез отношението

$$\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c}, \quad (1.4)$$

където ρ_m е плътността на материята, а ρ_c е критичната плътност за разширение на Вселената ($\Lambda = 0$), под която ще имаме свиване. Приносът на материята можем да разделим на две части,

$$\Omega_m = \Omega_b + \Omega_\chi, \quad (1.5)$$

съответно за видимата (барионна) и за Тъмната материя.

Вариации в космичния микровълнов фон

Космичният микровълнов фон представлява реликтовото лъчение, получено при епохата на рекомбинация в ранната Вселена. Ако се разглежда модел на бърза инфлация, се очаква температурата му да е еднаква навсякъде, но въпреки това се наблюдават малки вариации между отделните точки от порядъка на 10^{-5} .

Анизотропията в космичния микровълнов фон може да се разглежда в термини на разликата в температурата $\delta T/T_0$ между различни точки от повърхността на сфера и да се развие в ред по сферични хармоники:

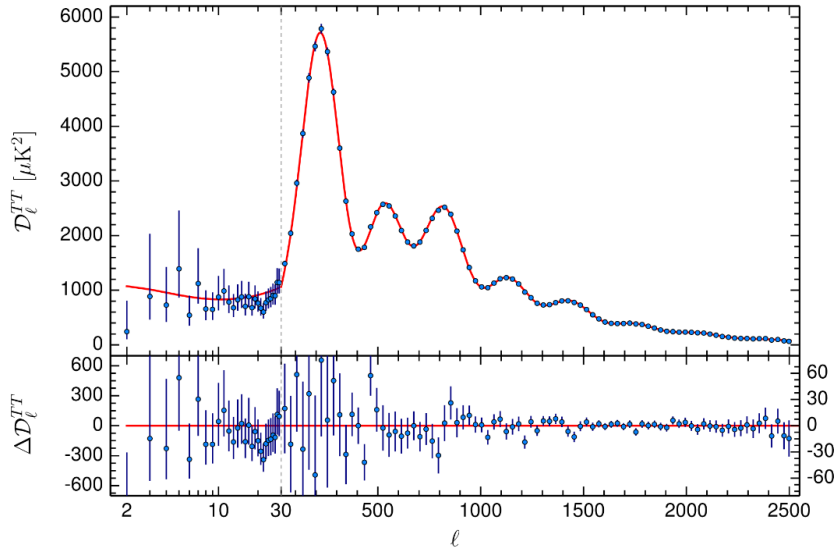
$$\frac{\delta T(\theta, \phi)}{T_0} = \frac{T(\theta, \phi) - T_0}{T_0} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (1.6)$$

Вариацията в разпределението на тази разлика е

$$\frac{1}{4\pi} \int \left(\frac{\delta T(\theta, \phi)}{T_0} \right)^2 = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} C_l. \quad (1.7)$$

C_l изразява спектъра на температурата на космичния микровълнов фон спрямо ъгловото число l . Този спектър е представен на фигура 1.4, като се наблюдават няколко пика, съответстващи на различни l . Те могат да се разглеждат като съответния принос към температурната разлика в зависимост от ъгловия мащаб, като основният механизъм на генериране на разликата са барионните акустични осцилации. Първият максимум съответства на сумарната плътност на материята, $\Omega_m h^2$, докато следващите се използват за определяне на барионната плътност Ω_b [27]. Получените стойности чрез данните на мисията Planck [28] са

$$\begin{aligned}\Omega_\Lambda &= 0.6844 \pm 0.0091 \\ \Omega_b h^2 &= 0.02225 \pm 0.00016 \\ \Omega_\chi h^2 &= 0.1198 \pm 0.0015\end{aligned}\tag{1.8}$$



Фигура 1.4: Спектър на космичния микровълнов фон, получен от PLANCK. Отделните пикове могат да се използват за определяне плътността на материята и приноса на отделните компоненти [28].

Барионни акустични осцилации

Основният механизъм за възникване на разлики в температурата на космичния микровълнов фон са барионните акустични осцилации. Те се появяват преди свързването на електроните и барионите в атоми през епохата на рекомбинация. В тази още прекалено гореща Вселена, фотоните взаимодействат с тях чрез Томсъново разсейване. Получава се налягане, което противодейства на гравитационните сили и в резултат се създават осцилации, подобно на звуковите вълни [29].

Регионите, в които тези осцилации възникват, могат да се използват като стандарт за разстояние, тъй като разстоянието, което тези вълни могат да изминат е ограничено от настъпването на рекомбинацията, която спира разпространението им и установява структурата, която имат и днес [30]. Тя може да бъде изследвана чрез обзорните наблюдения на небето, при които се съставят каталози с информация за

червеното отместване z на голям брой галактики. Търсенето на вариации в отношението разстояние-червено отместване за тях позволява да се състави спектър на акустичните осцилации, аналогично на спектъра на космичния микровълнов фон, който дава информация за мащаба на температурните вариации [31]. Чрез този спектър позволява се определя отношението на ъгловия мащаб на акустичните осцилации към разстоянието до тях $D_V(z)/r_d$ [32]. От своя страна

$$D_V(z) = \left[D_M^2(z) \frac{cz}{H(z)} \right], \quad (1.9)$$

където $H(z)$ е параметърът на Хъбъл, а $D_M^2(z) = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}$ е ъгловият диаметър на осцилациите от гледна точка на съпътстващия наблюдател [33]. Червеното отместване z_d , отговарящо на разстоянието r_d зависи от параметрите Ω_m и Ω_b , което позволява да се тестват различни модели за разпределение на веществото във Вселената, като за моделите на разширяваща се Вселена със студена Тъмна материя (Λ CDM) [34]:

$$z_d = \frac{1291(\Omega_m h^2)^{0.251}}{1 + 0.659(\Omega_m h^2)^{0.828}} [1 + b_1(\Omega_b h^2)^{b_2}] \quad (1.10)$$

$$b_1 = 0.313(\Omega_m h^2)^{-0.419} [1 + 0.607(\Omega_m h^2)^{0.674}] \quad (1.11)$$

$$b_2 = 0.238(\Omega_m h^2)^{0.223}$$

Данните от обзора SDSS са използвани за тази цел, като е изследвано червеното отместване на почти 50 000 галактики. Полученото разпределение съответства на стойности за отделните параметри $\Omega_\Lambda \approx 0.75$ и $\Omega_m \approx 0.25$ [35].

1.2 Модели за обяснение на Тъмната материя

Установяването на наличие на големи струпвания на материя в куповете от галактики и във външните части на самите галактики води до формиране на различни хипотези за тяхното естество. Изискванията за обектите, съставляващи тази невидима маса е те да не взаимодействат, не само с видимата материя, но и помежду си, за да могат да бъдат обяснени наблюдаваните профили на разпределение на масата.

Формирани са различни хипотези за появата на тази допълнителна маса, като те се групират около няколко основни идеи. Една от възможностите е да няма никакво допълнително вещество, а динамиката на макроскопичните обекти във Вселената да се описва от закони, различни от Нютоновата механика и специалната теория на относителността [36]. Ако пък се приеме, че в действителност има някаква невидима материя, то са изследвани варианти това все пак да е барионна материя под формата на масивни компактни обекти [37]. Голям дял от съвременните изследвания са насочени към това, че Тъмната материя е изградена от все още непознати за нас частици.

1.2.1 Модификации в теорията за гравитацията

В края на XX в. идеята, че има нужда от подобряване на разбирането за гравитацията се появява като основна алтернатива на наличието на Тъмна материя. В

основата ѝ стои идеята, че при мащаби от порядъка на тези на галактиките и куповете от Галактики, вторият принцип на Нютон не може достатъчно точно да опише движението на обектите [36]. Това предположение става известно като „модифицирана Нютонова динамика“ (MOND). То преформулира втория принцип на Нютон като $F = ma^2/a_0$, където a_0 е нововъведена константа с размерност на ускорение. В класическия случай $a \gg a_0$ и е валидно познатото $F = ma$. На макроскопични мащаби, обаче, $a \ll a_0$ и модифицираната формула може да обясни наблюдаваните движения без да е необходимо въвеждането на допълнителна невидима материя [38].

Идеята след това е надградена чрез въвеждане на модификация в Лагранжиана на Нютоновата гравитация, вместо във втория принцип. Така се подсигурира запазването на енергията, импулса и ъгловия момент. Тази теория се разширява допълнително, така че да се съобрази и със специалната теория на относителността, като се въвежда схващането, че гравитацията се подчинява на различна метрика от стандартното пространство на Минковски [39].

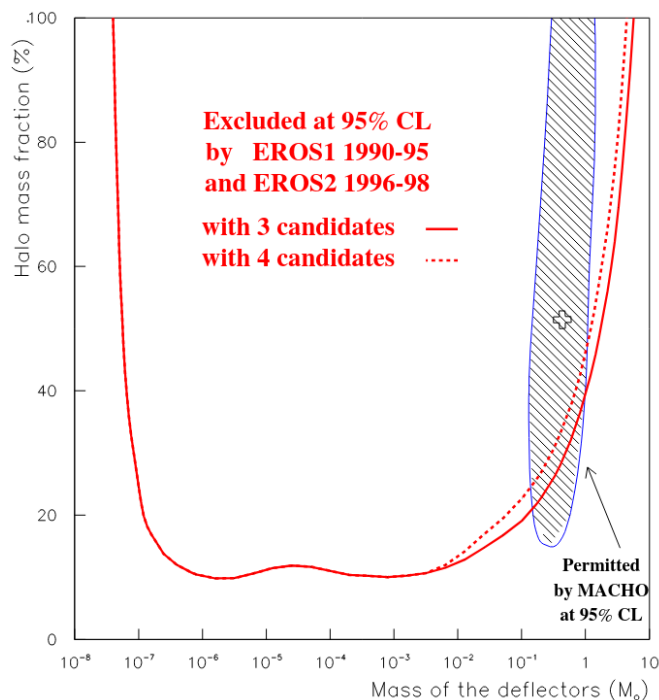
Въпреки успеха, с който тези модифицирани теории на гравитацията успяват да обяснят наблюдаваните ефекти като плоските криви на въртене на галактиките, пред тях стоят немалко проблеми. Сред тях са наблюдавания вид на гравитационните лещи, както и профилът на разпределението на масата при сблъскващите се купове от галактики. Последните MOND модели, като например тензорно-векторно-скаларната гравитация (TeVeS) [40] претендират за обяснение на тези ефекти, но въпреки това остават непопулярни.

1.2.2 Масивни компактни обекти

Идеите за модифицирана гравитация не спират развитието и на теориите за наличие на допълнителна невидима материя. Една от тях е, че тъмното вещество все пак е изградено от бариони, но е под формата на масивни компактни обекти, които оказват гравитационно влияние, но не излъчват, или тяхното излъчване не може да бъде регистрирано. Това могат да бъдат кафяви джуджета, неутронни звезди, черни дупки или други екзотични космически обекти. Обединени са под общото название „компактни астрофизични обекти от халото“ (MACHOs). Търсенето на такива обекти е осъществено успешно чрез метода на гравитационните микролещи - прилагане на принципа на гравитационните лещи на много по-малки мащаби, в рамките на галактиката, предполагайки, че дори индивидуални звезди могат да бъдат лещи [37]. Ако Млечният път има хало от тъмни компактни обекти, то те биха имали ролята на гравитационни микролещи за по-далечните звезди, например тези от Големия Магеланов облак [41]. Ефектът се изразява в това, че се наблюдава временно увеличение на видимия блясък на звезди, които се намират зад такива компактни обекти.

Няколко колаборации провеждат търсене на такива събития, като първите успешно идентифицирани гравитационни микролещи от тъмни компактни обекти са публикувани почти едновременно от MACHO [42] и EROS [43] през 90-те години на XX в. Смята се, че загадката на Тъмната материя най-сетне е разрешена, и че тъмните компактни обекти са преобладаващия тип обекти в халото на нашата галактика. След продължителни наблюдения, обаче, не са засечени достатъчен брой събития. EROS поставят горна граница от 8% за дяла на тези обекти от общата маса на халото [44]. Получените от MACHO и EROS резултати са показани съвместно на Фигура 1.5.

Резултатът е, че невидимата материя в галактиките не може да бъде съставена напълно от тъмни компактни обекти с маси в интервала, покрит от гравитационните микролеци.



Фигура 1.5: Резултати от обзорните наблюдения за търсене на тъмни масивни компактни обекти (MACHOs). С Червена линия е показано ограничението 95% ниво на увереност за съдържанието на такива обекти в халото на Млечния път в зависимост от масата им, получено от EROS. С плътна линия е полученото по три кандидат-събития ограничение, а с прекъснатата е показана промяната му при включване на четвърто събитие. Защрихованата област показва допустимите стойности, получени от MACHO, като най-вероятната стойност е показана с кръст, който за съжаление попада в изключената от EROS област. Под ограничението на EROS попада малка част от допустимите стойности, като те сочат към малка част от масата на халото, недостатъчна, за да се обясни допълнителната маса [44].

1.2.3 Частици, изграждащи Тъмната материя

Тъй като обяснения като модификации в теорията на гравитацията или наличието на масивни компактни обекти не успяват да дадат отговор на въпроса за Тъмната материя, друго възможно обяснение е това вещество да е дифузно разпределено в пространството, без да клъстеризира и да образува отделни обекти. Това прехвърля проблема за Тъмната материя в полето на физиката на елементарните частици в търсене на частиците, които би следвало да я съставят. Наблюдаваните проявления на Тъмната материя са чрез гравитационното ѝ взаимодействие и вероятно тези частици не участват в електромагнитното взаимодействие. Липсата на клъстеризация говори за това, че взаимодействието помежду им не следва да е с висока интензивност.

Възможните маси на частиците, изграждащи Тъмната материя, зависят от модела, който се възприеме. За Тъмна материя, изградена от скаларни частици, ограничението идва единствено от принципа за неопределеност и свързаната с него необходимост частицата да бъде локализирана в област с размери от порядъка на галактичното хало. Това поставя ограничение за бозонната Тъмна материя [45]

$$m_b > 10^{-22} \text{ eV}. \quad (1.12)$$

В случая на частици с полуцял спин, ограничението става по-консервативно поради крайния брой възможни състояния с определена енергия, които може да съществуват в даден обем [46]. Те могат да бъдат изразени чрез отношението

$$f(p) = \frac{h^3 n(p)}{g}, \quad (1.13)$$

където $n(p)$ е броят частици с даден импулс, h е константата на Планк, а g е броят възможни спиралности. Ако масата на тези частици е прекалено малка, е необходим голям брой от тях, за да се обясни наблюдаваната плътност на Тъмната материя. Следователно някои от тях биха имали прекалено висока скорост и не биха могли да се задържат в рамките на този обем. Трябва да се наложи ограничение за масата, така че всички състояния да бъдат с достатъчно малък импулс. Тогава

$$m_{min} = \left[\frac{9h^3}{2(2\pi)^{5/2} f_{max} g G \sigma r_c^2} \right]^{1/4}, \quad (1.14)$$

където f_{max} отразява максималния брой възможни състояния, G е гравитационната константа, σ е дисперсията по скорости, а r_c е радиусът на разглеждания обем. Ако разглеждат най-малките обеми като галактики-джуджета, тази граница за фермионна Тъмна материя се получава [47]

$$m_f > 70 \text{ eV}. \quad (1.15)$$

Изискванията частиците, изграждащи Тъмната материя, да са стабилни и да взаимодействат много слабо оставят малко възможности те да са познатите частици от Стандартния модел. Кандидат за това са неутрината, тъй като те са стабилни (или имат много дълго време на живот), нямат електричен заряд и не участват в силното взаимодействие. Съвременните ограничения за масата на неутриното показват, че $m_\nu < 1 \text{ eV}$ [48], много по-малка от минималната необходима маса за фермионна Тъмна материя. Това показва, че няма как халото от Тъмна материя, в което са потопени галактиките, да е съставено изцяло от неутрино.

Суперсиметрии

В рамките на Стандартния модел не може да бъде намерено решение за частиците, изграждащи Тъмната материя. През 70-те години на XX в. възникват идеи за разширение на Стандартния модел чрез въвеждане на допълнителна симетрия, свързваща фермионите и бозоните - т.нар. суперсиметрия [49]. Тя позволява промяна на типа частица от фермион в бозон и обратно, чрез въвеждане на допълнителни координати Θ и $\bar{\Theta}$. Съответно ако разглеждаме преобразуванията в новото $(\Theta, \bar{\Theta}, x_\mu)$

пространство, обектите в него трябва да имат бозонна и фермионна част, което означава, че трябва да съществуват еднакъв брой и от двете. Всеки фермион трябва да има своя суперсиметричен партньор - бозон със същите квантови числа, и всеки бозон трябва да има съответния си фермион. Суперсиметрията не въвежда нови взаимодействия, само преполога съществуването на два пъти повече частици, като е възможно именно „невидимата“ половина да състави Тъмната материя. Необходимо е тогава да се въведе параметър, който да разграничава видимата половина от невидимата. Това е т.нар. R-четност [50]

$$P_R = (-1)^{2s+3B-L}. \quad (1.16)$$

Тя свързва спина на частицата s , барионното число B и лептонното число L и за частиците от Стандартния модел $P_R = +1$, а за суперсиметричните им, „невидими“ партньори $P_R = -1$. Така се решава проблемът, че суперсиметрията позволява процеси, които нарушават законите за запазване на барионното и лептонното число.

1.3 Скрит сектор

Суперсиметрията не е единственото възможно разширение на Стандартния модел, при което се предполага съществуването на допълнителни частици. Повечето модели във физиката на елементарните частици се обединяват около съществуването на т.нар. „скрит“ или „тъмен“ сектор от частици. Възможно е те изобщо да не участват във взаимодействията от Стандартния модел. В зависимост от избрания модел, тъмният сектор може да бъде изграден както от фермиони, така и от скалари. Частиците в него могат да участват в нови взаимодействия както помежду си, така и с частиците от Стандартния модел. Астрофизичните и космологичните ефекти от Тъмната материя изискват частиците от скрития сектор и тези от видимия да взаимодействат гравитационно. В случай, че това е единственият механизъм на взаимодействие между двата сектора, наблюдението на частиците от тъмния сектор в лабораторни условия би било изключително трудно. Различните модели предполагат съществуването на допълнителни взаимодействия, идващи със съответните преносители, често наричани „портали“. В зависимост от спина, порталите могат да бъдат вектори (спин 1), фермионни (спин 1/2), скаларни или псевдо-скаларни (спин 0). Теоретичните и експериментални усилия са насочени както към търсенето на частиците, изграждащи тъмния сектор, така и към порталите, които ги свързват с видимия.

В най-простия случай на векторен портал, той се въвежда чрез допълнителна $U(1)_D$ калибровъчна симетрия и смесване с хиперзарядовата $U(1)_Y$. Взаимодействието се изразява чрез

$$L_{int} = -\frac{\epsilon}{2 \cos \theta_W} B_{\mu\nu} F'^{\mu\nu}, \quad (1.17)$$

където ϵ и θ_W са съответно константата и ъгъла на смесване [51]. Основен кандидат за векторен портал е тъмният фотон A' , чието търсене ще бъде засегнато подробно в следващите глави.

В случая на фермионен портал, взаимодействието има вида

$$L_{int} \sim y_n LHN, \quad (1.18)$$

където фермионният медиатор N може да се разглежда като дясно неутрино с константа на Юкавското взаимодействие y_n . Това са т.нар. „стерилни неутрина“, които поради дясната си спиралност взаимодействат единствено чрез гравитацията и се считат за кандидати за Тъмна материя, изградена от неутрина [52].

Ако порталът е скалар Φ , се разглежда взаимодействието му с Хигс бозона от Стандартния модел H :

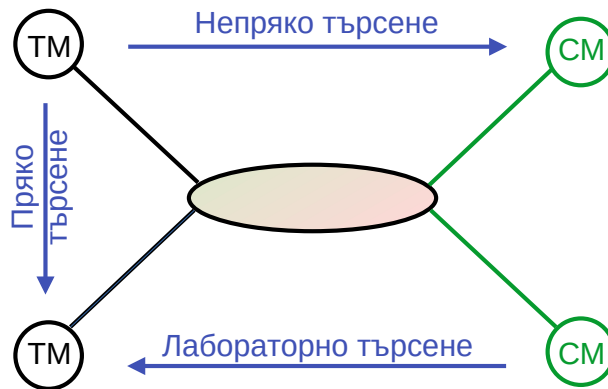
$$L_{int} = (\mu\Phi + \lambda\Phi^2)H^\dagger H, \quad (1.19)$$

т.нар. „Тъмен Хигс“. Търсенето му се осъществява главно чрез изследване на разпадите на Хигс бозона [53].

В последния случай на псевдо-скаларен портал често се разглежда възможността това да е аксионът, хипотетична частица, въведена в търсене на решение за проблема с липсата на CP-нарушение при силните взаимодействия [54]. Взаимодействието между аксионите и фотоните от Стандартния модел има вида

$$L_{int} = \frac{a}{f_a} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (1.20)$$

От експериментална гледна точка, методите за търсене на нови частици зависят от диапазона от маси, към който е насочено това търсене. Когато се търсят частици с големи маси, от порядъка на 1 GeV и нагоре, може да се търси резултат от разсейване от частици от Стандартния модел - ядра или електрони, при което да се регистрират откатните продукти. За частици с големи маси е възможно да се търсят и процеси на аниhilация при високоенергетични събития в Космоса, при които се раждат масивни частици от Стандартния модел. Търсенето на леки частици се осъществява предимно в лабораторни експерименти на ускорители, където при взаимодействие на частици от Стандартния модел могат потенциално да се родят непознати частици. Фигура 1.6 представя схематично различните методи за търсене на нови частици.



Фигура 1.6: Схематично представяне на методите за търсене на нови частици, съставляващи Тъмната материя. При прякото търсене се търси взаимодействие на Тъмната материя (ТМ) с частици от Стандартния модел (СМ) - откат на ядра или електрони от масивни тъмни частици. При непрякото търсене се търсят събития на аниhilация на тъмни частици при които се раждат частици от Стандартния модел. Процеси, при които във взаимодействия на частици от Стандартния модел се раждат частици Тъмна материя се търсят при експерименти в лабораторни условия.

1.3.1 Масивни частици

Слабо взаимодействащите масивни частици (WIMPs) са един от класовете частици, кандидати за съставляващи скрития сектор. Различни модели за разширение на Стандартния модел въвеждат такива частици, като масите им варират в широки граници - от 1 GeV до 100 TeV [55]. Наричат се „слабо взаимодействащи“, тъй като взаимодействията, в които те участват, са с интензивност от порядъка на тази на слабото взаимодействие и по-слаби, но не задължително под действието на калибровъчната група $SU(2)_L$ [56]. От космологична гледна точка, образуването им се отдава на нарушение в термодинамичното равновесие в ранната Вселена, подобно на механизма за обяснение на наблюдаваното в момента обилие от леки елементи [57].

Пряко търсене

Поради големите си очаквани маси, слабо взаимодействащите масивни частици са подходящи за т.нар. пряко търсене на Тъмна материя, при което се наблюдават откатните продукти от разсейването им от ядра или електрони. Спектърът на откатните ядра се описва като

$$\frac{dN}{dE_R} = \frac{\rho_0}{m_N m_\chi} \int_{v_{min}}^{v_{esc}} v f(\mathbf{v}, t) \frac{d\sigma}{dE_R} dv, \quad (1.21)$$

където ρ_0 е локалната плътност на WIMPs, $\frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R)$ е диференциалното сечение за еластично разсейване, а $f(\mathbf{v}, t)$ е разпределението по скорости на WIMPs [58]. $v_{min} = \sqrt{m_N E / (2\mu^2)}$ е минималната скорост, необходима на Тъмната частица, за да създаде събитие с енергия E , което да може да бъде регистрирано [57], а v_{esc} е скоростта, необходима на Тъмната частица, за да напусне гравитационното притегляне на Млечния път. Диференциалното сечение $\frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R)$ може да има различен вид в зависимост от разглеждания модел за взаимодействието. В най-простия случай на спин-независимо взаимодействие

$$\mathcal{L}_{eff} = g_f \bar{\chi} \chi \bar{q} q \quad (1.22)$$

диференциалното сечение има вида

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SI} = \frac{m_N \sigma_0^{SI} F^2(E_R)}{2\mu_N^2 v^2}, \quad (1.23)$$

където $F^2(E_R)$ е ядреният форм-фактор, $\mu_N = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ е редуцираната маса WIMP-ядро. Сечението за взаимодействие WIMP-ядро при нулев импулс има вида

$$\sigma_0^{SI} = \frac{4\mu_N^2}{\pi} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2, \quad (1.24)$$

където f_p и f_n са съответно константите на взаимодействие на WIMP с протона и с неутрона, Z и A са съответно атомния номер и масовото число на разглежданото ядро [59]. В случай на спин-зависимо взаимодействие

$$\mathcal{L}_{eff} \propto \bar{\chi} \gamma_\mu \gamma^5 \chi \bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 q, \quad (1.25)$$

сечението има вида

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SD} = \frac{16m_N}{\pi^2} \Lambda^2 G_F^2 J(J+1) \frac{S(E_R)}{S(0)}, \quad (1.26)$$

където $\frac{S(E_R)}{S(0)}$ е спин-зависимият форм-фактор, зависещ от спина на ядрото. $\Lambda = (a^p \langle S_p \rangle + a^n \langle S_n \rangle) / J$, където J е спинът на ядрото, a^p и a^n са константите на аксиално взаимодействие на WIMP съответно с неутрона и протона и $\langle S_p \rangle$ и $\langle S_n \rangle$ са очакваните стойности за спиновете на протона и неутрона [60]. Така в случая на нулев импулс спин-зависимото сечение има вида

$$\sigma_0^{SD} = \frac{32\mu_N^2}{\pi} \Lambda^2 G_F^2 J(J+1). \quad (1.27)$$

При разглеждане на разпределението по скорости в уравнение 1.21 в лабораторна отправна система, трябва да се отчетат промените, свързани с движението на Земята:

$$f(\mathbf{v}, t) = \tilde{f}(\mathbf{v}_{obs}(t) + \mathbf{v}), \quad (1.28)$$

където $\tilde{f}(\mathbf{v})$ е движението на WIMPs в отправна система, свързана с халото от Тъмна материя, в което Млечният път е потопен (средната скорост на WIMPs в нея е 0). $\mathbf{v}_{obs}(t) = \mathbf{v}_\odot + \mathbf{V}_\oplus(t)$ представлява относителното движение на наблюдателя спрямо тази отправна система. То е комбинация от движението на Слънцето \mathbf{v}_\odot спрямо нея, а $\mathbf{V}_\oplus(t)$ е относителното движение на Земята спрямо Слънцето [61]. Последното се изменя с период от една година и така внася годишна модулация в спектъра на откатните ядра, който може да се представи в ред на Фурие:

$$\frac{dN}{dE_R}(v_{min}, t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n \omega(t - t_0) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n \omega(t - t_0). \quad (1.29)$$

Ако се предположи изотропно разпределение на скоростите в отправната система на халото от Тъмна материя и за t_0 приемем момента от време, в който Земята се движи най-бързо спрямо нея, $B_n = 0$ и спектърът може да се апроксимира като

$$\frac{dN}{dE_R}(E, t) \approx S_0(E) + S_m(E) \cos \omega(t - t_0), \quad (1.30)$$

където S_0 е усреднената по време честота, а S_m е амплитудата на модулация [62].

Редица експерименти от последните няколко десетилетия са посветени на търсенето на годишна модулация в броя регистрирани откатни ядра. Регистрирането на сигнал за модулация S_m изисква прецизно разграничаване на малката разлика в броя събития на фона на големия константен брой събития S_0 . Потискането на фона се осъществява чрез позициониране на експериментите под земната повърхност и чрез разработване на системи за активна и пасивна защита.

Един от първите експерименти, посветени на търсенето на годишна модулация е DAMA/LIBRA [63], първоначално известен като DAMA/NaI [64]. Той е разположен под земята, в Националната Лаборатория в Гран Сасо (LGNS) в Италия и е съставен от кристали свръхчист NaI(Tl). Първоначалната установка, DAMA/NaI,

съдържа ~ 100 kg NaI(Tl), който е увеличен до 250 kg за DAMA/LIBRA. Кристалите регистрират сцинтилации, произведени от откатни ядра и електрони. Цялата установка е поставена в медна кутия, пълна със свръхчист азот.

Наборът на данни на DAMA/NaI е осъществен в периода 1995 - 2002 г., а след това DAMA/LIBRA набира данни в два етапа, в периодите 2003 - 2010 г. [65] и 2011 - 2024 г. [66]. Анализът на данните показва наличие на модулация на сигнала от откатни електрони с енергии в интервала 2-6 keV [67], с период $T = 0.999 \pm 0.001$ години и амплитуда $S_m = 0.0103 \pm 0.0008$ cpd kg⁻¹ keV⁻¹.

Резултатът, получен от DAMA/LIBRA, е първото измерване на сигнал, който може да бъде обяснен с модулация на броя откатни ядра, свързан с вероятното разсейване от масивни частици Тъмна материя. Тъй като сигналът зависи от материала, използван в конкретния експеримент, в следващите години няколко различни лаборатории разработват установки от NaI(Tl), за да го проверят. Резултатите от последващите експерименти за момента са в противоречие с публикуваните от DAMA/LIBRA, тъй като досега няма друга силна индикация за наличие на модулация.

DM-Ice17 е разположен близо до Южния полюс, съставен е от 17 kg NaI(Tl) и целта му е директно да провери резултата на DAMA/LIBRA. Резултатът след набор на данни в продължение на 3.6 години, осъществен в периода 2011 - 2015 г., показва липса на модулация в интервала от енергии на откатните електрони между 4 и 20 keV [68].

Поредицата от експерименти KIMS, KIMS—NaI и COSINE-100, и планираното продължение COSINE-200 също използват кристали NaI(Tl) и са разположени в подземната лаборатория в Янгянг, Южна Корея. Първият от тях, KIMS [69] започва с единствен 6-килограмов кристал CsI(Tl) през 2003 г., и постепенно е увеличен до 12 кристала. Наборът на данни продължава една година, като резултатът е отсъствие на модулация в областта 3 - 11 keV. Последва подобрение, KIMS—NaI [70], като са добавени два кристала NaI(Tl) с цел пряко тестване на получените от DAMA/LIBRA резултати и е осъществен набор на данни в периода 2012 - 2014 г. Тези данни са комбинирани с данните от последващия COSINE-100 [71], съставен от 106 kg NaI(Tl). Резултатите след 59.5 дни набор на данни не показват потенциални събития в областта 2-20 keV. [71]. Последващите резултати след 1.7 години набор на данни обаче показват вероятност за малък сигнал, отговарящ на годишна модулация с амплитуда $S_m = 0.0092 \pm 0.0067$ [kg keV day]⁻¹, който е в съгласие с резултата на DAMA/LIBRA в рамките на 68.3% ниво на допустимост [72]. Към днешна дата се очакват резултати от пълните 5 години набор на данни. Експерименталната установка е в процес на следващо подобрение, COSINE-200 [73].

Още няколко експеримента използват кристали NaI(Tl), за да тестват директно хипотезата на DAMA/LIBRA. ANAIS, състоящ се от 112.5 kg NaI(Tl), се намира в подземната лаборатория в Канфранк, Испания, не успява да открие модулация след 3 години набор на данни. Друг експеримент, SABRE е единственият, който цели набор на данни с две еднакви установки, разположени в Северното и Южното полукълбо.

Усилията в търсене на слабо взаимодействащи масивни частици са насочени и към използването на други технологии. От експериментите, използващи детектори с германий, слаби индикации за възможен сигнал са публикувани от CoGeNT [74], но при допълнителен набор на данни в следствие са отхвърлени.

Колаборацията CDMS провежда серия от експерименти в мината Судан в Мине-

сота, САЩ, използващи германий и силиций при ниски температури. Използването на два канала на изчитане позволява разграничаването на отката от ядра и от електрони. Тази технология е използвана преди това и от CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometer) [75], който е съставен от кристали CaWO_4 и също първоначално публикува индикация за излишък от събития, но след втората си фаза я отхвърля [76]. CDMS отхвърлят с 99% увереност възможността за наличие на модулация при откат на ядра в интервала от енергии 5-11.9 keV [77] и при откат на електрони в интервала 7-100 keV. Повторен анализ на данните само от силициевите детектори изкарва на яве три събития - кандидати за откат от масивни частици Тъмна материя [78]. Наследникът на CDMS, SuperCDMS, се фокусира върху нискоенергетичната част на спектъра благодарение на подобреното потискане на фона и получава допълнителни ограничения за възможните маси на търсените частици [79]. EDELWEISS, германиев детектор в лабораторията в Модан, Франция, осъществява няколко етапа на набор на данни от 2003 г. насам и също не демонстрира наличие на събития и поставя ограничения за масата на тези частици [80].

Друг клас експерименти за търсене на слабо взаимодействащи масивни частици използват течен ксенон и течен аргон. Сред тях са серията от експерименти XENON в лабораторията в Гран Сасо в Италия, същата, в която се помещава и DAMA/LIBRA: XENON10 [81], XENON100 [82] и XENON1t [83], никой от които не успява да установи кандидат-събития на ядрен откат, предизвикан от частици Тъмна материя. Други два експеримента с течен ксенон, LUX в Южна Дакота, САЩ [84] и ZEPLIN лабораторията в Болби в Обединеното Кралство [85] до момента успяват да получат ограничения за масата на потенциалните частици Тъмна материя. След приключване на набора на данни те се обединяват в колаборацията LUX-ZEPLIN [86]. В същата лаборатория се намира и DarkSide-50, съставен от 46.4 kg течен аргон, който успява да осигури още по-строги ограничени за масата на потенциалните частици от тези на XENON [87].

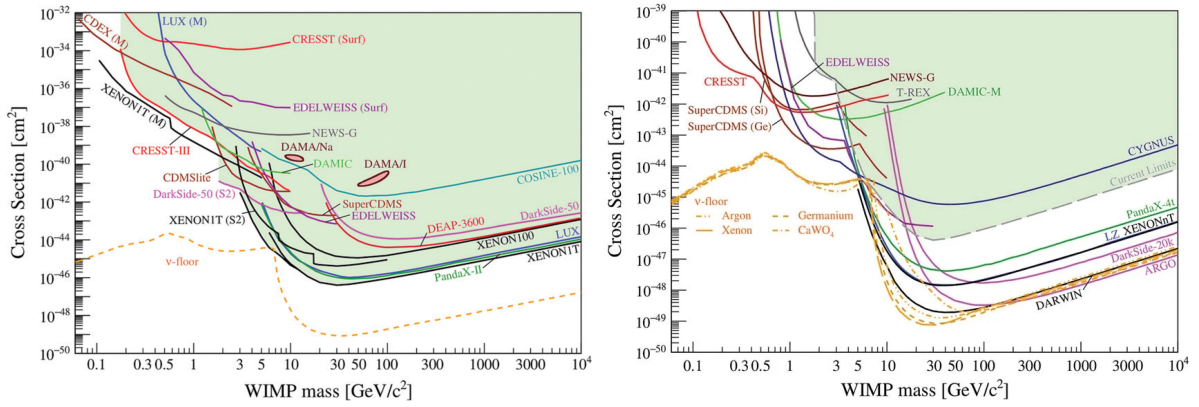
Ограничение за възможната маса на частици, участващи в реакции на откат от ядра е установено и от XMASS, детектор, съставен от 835 kg течен ксенон, намиращ се в обсерваторията Камиока, Япония. Наборът на данни е в продължение на почти година между 2013 и 2015 г. [88].

До момента резултатът на DAMA/LIBRA остава единственият, който демонстрира годишна модулация в сигнала от откатни електрони. Фигура 1.7 обобщава получените резултати за ограничението във възможните маси на слабо взаимодействащите тежки частици, както и очакваните резултати от продължаващите и до момента експерименти.

Непряко търсене

Масивни частици Тъмна материя могат да се търсят и чрез регистриране на продуктите от тяхната аниhilация. Ако се предположи, че на местата, където плътността на материята е много по-висока имаме и по-голяма концентрация на Тъмна материя, то обекти като Галактичния център например са подходящи за търсене на такива събития. Основен фокус на това търсене са фотоните от директна аниhilация

$$\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma \tag{1.31}$$



(а) Публикувани резултати към 2022 г.

(б) Очаквани резултати.

Фигура 1.7: Ограничения за масата и сечението за разсейване на слабо взаимодействащи масивни частици от ядра в случая на спин-независимо взаимодействие. За пресмятането, в уравнение 1.21 са използвани стандартни параметри за изотермично хало от WIMPs, в което е потопен Млечният път: $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$, $v_{min} = 220 \text{ km s}^{-1}$, $v_{max} = 544 \text{ km s}^{-1}$. Оранжевата линия представлява границата, под която сигналът би се смесил със сигнал от космични или атмосферни неутрина. [89]

или като краен продукт от аниhilация до тежки частици

$$\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-, b\bar{b}, W^+W^-, \dots \rightarrow \gamma + \dots \quad (1.32)$$

Потокът от такива фотони ще бъде

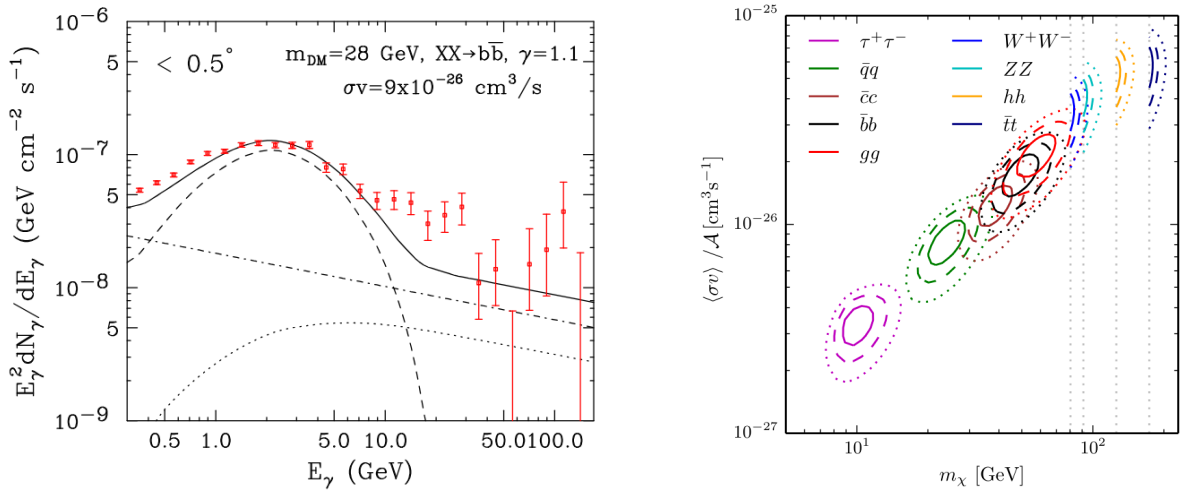
$$\frac{d\Phi_\gamma}{d\Omega dE_\gamma} = \frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_\chi^2} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \int_l dz \rho(\vec{r}[z, \Omega])^2, \quad (1.33)$$

където $\langle\sigma v\rangle$ е усредненото по скорости сечение за аниhilация, m_χ е масата на частиците Тъмна материя, dN_γ/dE_γ е спектърът по енергии на фотоните, а $\rho(\vec{r}[z, \Omega])$ е плътността на масата на Тъмната материя, която се интегрира по лъча на зрение [27].

Един от основните резултати в тази област е наблюдаваният от мисията FERMI излишък в γ -диапазона при енергии от порядъка на 10^1 GeV в областта на Галактичния център [90], както показва Фигура 1.8a. Възможни обяснения за него могат да бъдат разнообразни астрофизични явления свързани с масивни обекти [91], но не изключват и възможността тези фотони да са продукт от аниhilацията на тежки частици Тъмна материя, както е показано на Фигура 1.8b.

1.3.2 Леки частици

Ограниченията за масата на частиците, изграждащи Тъмната материя, допускат тя да е много по-малка от масите на WIMPs. В търсенето на нови частици се обособява и друг клас обекти, т.нар. слабо взаимодействащи леки частици (WISPs). Тъй като към тях спадат основно обекти като аксионите, стерилните неутрина или неутралината, формално дефиницията може да се ограничи до маси под 1 eV . Ако



(а) Енергетичен спектър на γ -фотоните по направление, отстоящо на 0.5° от центъра на Млечния път, получен от космическия телескоп FERMI. С прекъснатата линия е означен очакваният спектър от анихилираща тъмна частица, с точки и точки и тирета са отбелязани спектрите на вече идентифицирани високоенергетични точкови източници, а непрекъснатата линия показва сумарния очакван спектър [90].

(б) Възможни маси и сечения за анихилация на частици Тъмна материя в зависимост от родените при анихилацията крайни състояния. Сивите прекъснати линии указват минималната необходима маса за раждане на най-тежките частици [92].

Фигура 1.8: Наблюдаваният излишък от γ -фотони от центъра на Млечния път и възможното му обяснение чрез анихилация на Тъмна материя.

понятието се разшири, така че да включва и търсенето на частици като Тъмния фотон, хипотетичната частица X17 и др., то за лека Тъмна материя може да се приемат частици с маси, по-малки от 1 GeV.

Аксиони и аксионоподобни частици

Присъствието на членове от типа

$$\mathcal{L} \supset \frac{\theta_{QCD}}{8\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu} \quad (1.34)$$

в Лагранжиана на квантовата хромодинамика означава, че трябва да се наблюдава CP-нарушение при силните взаимодействия, като степента му зависи от големината на параметъра θ_{QCD} . Това би резултирало в наблюдаеми ефекти като например голяма стойност на електричния диполен момент на неутрона. Такъв не е наблюдаван, което означава, че CP-нарушение при силните взаимодействия отсъства, или степента му е изключително малка, $\theta_{QCD} < 10^{-10}$ [27]. Този проблем е известен като CP-проблемът при силните взаимодействия.

Решението му е предложено от Ресеи и Quinn през 1977 г. [93]. Те предлагат въвеждането на нова глобална U(1) симетрия (Ресеи-Quinn симетрия), която спонтанно се нарушава при силните взаимодействия. Ако това нарушение съществува, то следва да съществува и съответстващ Намбу-Голдстоунов бозон, наречен аксион [94]. Масата и интензивността на взаимодействието му са ограничени чрез астрофични изследвания като например свръхновата 1987A, като $m_a \lesssim 10^{-3}$ eV [95].

Макар, че са въведени в опит да се разреши проблема с липсата на CP-нарушение при силните взаимодействия, аксионите са и кандидат за съставлящи Тъмната материя псевдоскаларни частици. Търсенето им се осъществява основно през предполагаемото им взаимодействие с фотоните, чиято константа е

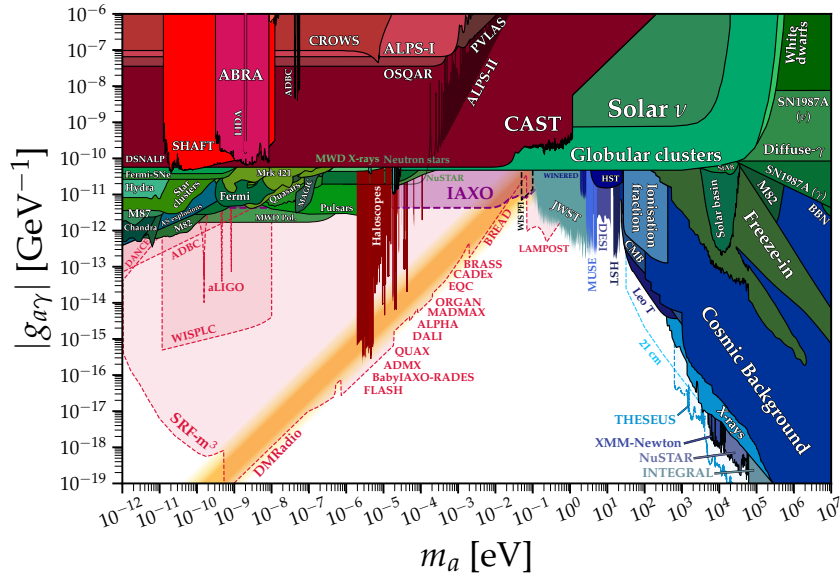
$$g_{a\gamma\gamma}^0 = \frac{\alpha_{em}}{2\pi f_a} \frac{E}{N}. \quad (1.35)$$

Отношението E/N на електромагнитната и цветовата аномалии характеризира модела, който се разглежда, а f_a представлява мащаба на нарушение на Peccei-Quinn симетрията. Тъй като аксионите следва да са заредени и спрямо силното взаимодействие, $g_{a\gamma\gamma}$ трябва да отчете това, което може да се направи чрез масите на u и d кварка [96]:

$$g_{a\gamma\gamma} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi f_a} \left[\frac{E}{N} - \frac{2}{3} \frac{4m_d + m_u}{m_d + m_u} \right]. \quad (1.36)$$

За търсенето на такива поток от такива аксиони, идващи от Слънцето, се използват хелиоскопи като напр. CAST [97] и IAXO [98], резултатите от които поставят ограничения за масата им и константата на взаимодействието. При тях се търси конверсия на аксионите във фотони в условията на силно магнитно поле чрез обратен ефектна Примаков. Подобен принцип се използва и при халоскопите като ADMX [99], които търсят аксиони в халото от Тъмна материя.

Установените към момента и очакваните от настоящите експерименти ограничения за масата на аксионите и взаимодействието им с фотоните са показани на Фигура 1.9.



Фигура 1.9: Ограничения за масата на аксионите m_a и константата им на взаимодействие с фотона $g_{a\gamma}$. В синьо са ограниченията, наложени от космологични съображения, в зелено - резултатите от астрофизични изследвания, а в червено са резултатите от лабораторни експерименти. С пунктир са означени очакваните резултати от настоящи изследвания [100].

Съществува и по-общата идея за аксионоподобни частици, които са кандидати за съставляващи Тъмната материя леки псевдоскалари, които обаче не са свързани с решаването на CP-проблема при силните взаимодействия.

Хипотезата за X17

Интересна възможност за решение на проблема с Тъмната материя се появява в серия от резултати, публикувани от Атила Кразнахоркай и групата му в института АТОМКІ в Дебрецен, Унгария. Те изследват процеса на вътрешна конверсия на фотони в двойки електрон-позитрон при преминаване на ^8Be от възбудено в основно състояние [101], а в последствие затвърждават резултатите си и при наблюдения на ^4He [102] и ^{12}C [103]. Наблюдава се аномалия в разпределението на ъгъла между двете частици под формата на излишък със статистическа значимост 6.8σ , както е показано на Фигура 1.10. Това може да се обясни с наличието на междинна частица, която се разпада на e^+e^- двойка. Кинематиката на процеса е ръководена от масата на тази частица, като резултатите показват приблизителна маса $17 \text{ MeV}/c^2$.

Няколко експеримента се заемат с търсенето на X17 при експериментални условия, подобни на тези на АТОМКІ. През 2024 г. колаборацията MEGII публикува резултата от възпроизвеждането на експеримента [104], като не е наблюдаван статистически значим сигнал.

Съществуват различни възможности за природата на X17, като опциите това да е скаларна или псевдоскаларна частица се изключват поради нарушение на P-четността и закона за запазване на импулса съответно в преходите на ^8Be и ^{12}C . Възможността X17 да е аксиален вектор е силно ограничена от наблюдаваните до момента разпади. Най-солидна остава възможността X17 да е векторен бозон [105]. Ефективният член в Лагранжиана тогава ще бъде

$$\mathcal{L}_{\text{int}} \supset X^\mu \bar{e} \gamma_\mu (g_{V_e} + \gamma^5 \bar{g}_{V_e}) e, \quad (1.37)$$

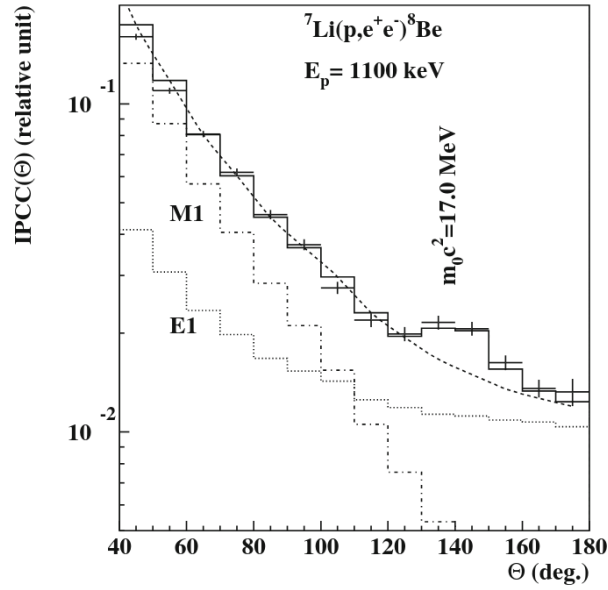
където g_{V_e} и \bar{g}_{V_e} са константите на взаимодействие с електрона съответно в случаите на вектор и аксиален вектор. Това го прави и подходящ кандидат за Тъмния фотон, който е разгледан подробно в следващата секция. Тази възможност, обаче, е стеснена значително от получените от експеримента NA48 резултати [106].

1.4 Тъмен фотон

В случай, че се разглежда хипотезата за векторен портал, взаимодействието се представя като кинетично смесване на две Абелеви $U(1)$ групи. Едната е стандартната калибровъчна група на електромагнетизма, представена чрез „видимия“ фотон от Стандартния модел, а другата чрез Тъмния фотон. Това кинетично смесване би позволило позволило наблюдението на ефекти, които да се свържат с наличието на Тъмне фотон. Лагранжианът на това смесване за две Абелеви групи $U(1)_a$ и $U(1)_b$ ще бъде

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{4} F_{a\mu\nu} F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{b\mu\nu} F_b^{\mu\nu} - \frac{\epsilon}{2} F_{a\mu\nu} F_b^{\mu\nu}, \quad (1.38)$$

където ϵ е параметърът на смесване [108]. Ако A_b^μ и A_a^μ са съответните калибровъчни бозони, то те взаимодействат със токовете J_μ и J'_μ респективно за частиците от



Фигура 1.10: Експериментални резултати и симулирано разпределение за ъгловата корелация на e^+e^- двойката, родена чрез вътрешна конверсия при прехода на ${}^8\text{Be}$ на 18.15 MeV. С прекъснатата линия е означен моделът за фона, а непрекъснатата - очакваната хистограма при принос на X17 [107].

Стандартния модел и Тъмния сектор, с константи на взаимодействието e и e' :

$$\mathcal{L} = eJ_\mu A_b^\mu + e'J'_\mu A_a^\mu. \quad (1.39)$$

В случая на безмасов Тъмен фотон, Лагранжианът се диагонализира чрез въртене на калибровъчните полета:

$$\begin{pmatrix} A_a^\mu \\ A_b^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-\epsilon^2}} & 0 \\ -\frac{\epsilon}{\sqrt{1-\epsilon^2}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix}, \quad (1.40)$$

като A^μ и A'^μ отговарят съответно на стандартния и на Тъмния фотон [109].

Уравнение 1.39 придобива вида

$$\mathcal{L}' = \left[\frac{e' \cos \theta}{\sqrt{1-\epsilon^2}} J'_\mu + e \left(\sin \theta - \frac{\epsilon \cos \theta}{\sqrt{1-\epsilon^2}} \right) J_\mu \right] A'^\mu + \left[-\frac{e' \sin \theta}{\sqrt{1-\epsilon^2}} J'_\mu + e \left(\cos \theta + \frac{\epsilon \sin \theta}{\sqrt{1-\epsilon^2}} \right) J_\mu \right] A^\mu. \quad (1.41)$$

Ъгълът θ задава вида на взаимодействието. Ако $\sin \theta = 0$ и съответно $\cos \theta = 1$, фотонът взаимодейства само с частиците от Стандартния модел, а Тъмният фотон - с частиците и от видимия и от Тъмния сектор, както е показано на Фигура 1.11 вдясно. Лагранжианът 1.41 тогава има вида

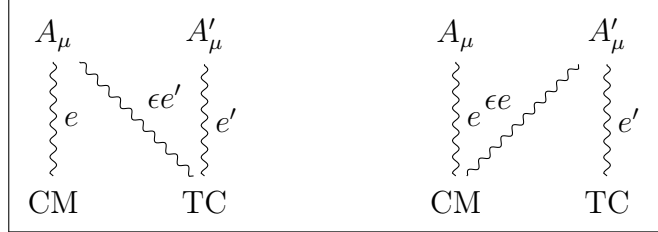
$$\mathcal{L}' = \left[\frac{e'}{\sqrt{1-\epsilon^2}} J'_\mu - \frac{e\epsilon}{\sqrt{1-\epsilon^2}} J_\mu \right] A'^\mu + eJ_\mu A^\mu. \quad (1.42)$$

Ако $\sin \theta = \epsilon$ и $\cos \theta = \sqrt{1-\epsilon^2}$, Тъмният фотон взаимодейства единствено с частиците от скрития сектор, а видимият фотон взаимодейства и с двата сектора,

както е показано на Фигура 1.11 вляво. Лагранжианът 1.41 има вида

$$\mathcal{L}' = e' J'_\mu A'^\mu + \left[-\frac{e'\epsilon}{\sqrt{1-\epsilon^2}} J'_\mu + \frac{e}{\sqrt{1-\epsilon^2}} J_\mu \right] A^\mu. \quad (1.43)$$

Този втори случай се използва, ако се разглежда безмасов Тъмен фотон.



Фигура 1.11: Взаимодействие на фотона A^μ и Тъмния фотон A'^μ с частиците от Стандартния модел (СМ) и Тъмния сектор (ТС) в зависимост от ъгъла θ . **Вляво:** $\sin \theta = \epsilon$, $\cos \theta = \sqrt{1 - \epsilon^2}$. **Вдясно:** $\sin \theta = 0$, $\cos \theta = 1$

Ако Тъмният фотон е масивен, то това е в следствие на спонтанно нарушение на калибровъчната симетрия и ъгълът θ не може да бъде произволен, а става фиксиран:

$$\sin \theta = \frac{\delta \sqrt{1 - \epsilon^2}}{\sqrt{1 - 2\delta\epsilon + \delta^2}} \quad \cos \theta = \frac{1 - \delta\epsilon}{\sqrt{1 - 2\delta\epsilon + \delta^2}}, \quad (1.44)$$

където $\delta = M_b/M_a$. Лагранжианът 1.41 става

$$\mathcal{L}'' = \frac{1}{\sqrt{1 - 2\delta\epsilon + \delta^2}} \left[\frac{e'(1 - \delta\epsilon)}{\sqrt{1 - \epsilon^2}} J'_\mu + \frac{e(\delta - \epsilon)}{\sqrt{1 - \epsilon^2}} J_\mu \right] A'^\mu + \frac{1}{\sqrt{1 - 2\delta\epsilon + \delta^2}} [eJ_\mu - \delta e' J'_\mu] A^\mu. \quad (1.45)$$

Реално знаем, че единият от калибровъчните бозони, видимият фотон, е безмасов, следователно $M_b = 0$ и $\delta = 0$. Тогава фотонът взаимодейства само с частиците от Стандартния модел, а Тъмният фотон, освен с частиците от скрития сектор взаимодейства директно и с тези от Стандартния модел:

$$\mathcal{L} \supset -\frac{e\epsilon}{\sqrt{1 - \epsilon^2}} J_\mu A'^\mu \simeq -e\epsilon J_\mu A'^\mu, \quad (1.46)$$

1.4.1 Безмасов Тъмен фотон

Според уравнение 1.43 в случая, когато се разглежда безмасов Тъмен фотон, той не взаимодейства директно с фермионите от Стандартния модел. Въпреки това от астрофизични и космологични съображения може да се поставят ограничения за параметрите на взаимодействието му. Ако се изследват процеси в звездите, както и динамиката на галактиките и структурата на халото от Тъмна материя около тях, може да се получи ограничение за мащаба на взаимодействието. Ограничения за безмасовите Тъмни фотони могат да бъдат получени и чрез изучаване на реликтовата плътност на Тъмната материя. Диаграми на основните процеси са показани на Фигура 1.12.

Ако Тъмната материя е съставена предимно от леки фермиони, то основен процес за тях би била аниhilацията (Фигура 1.12, вляво)

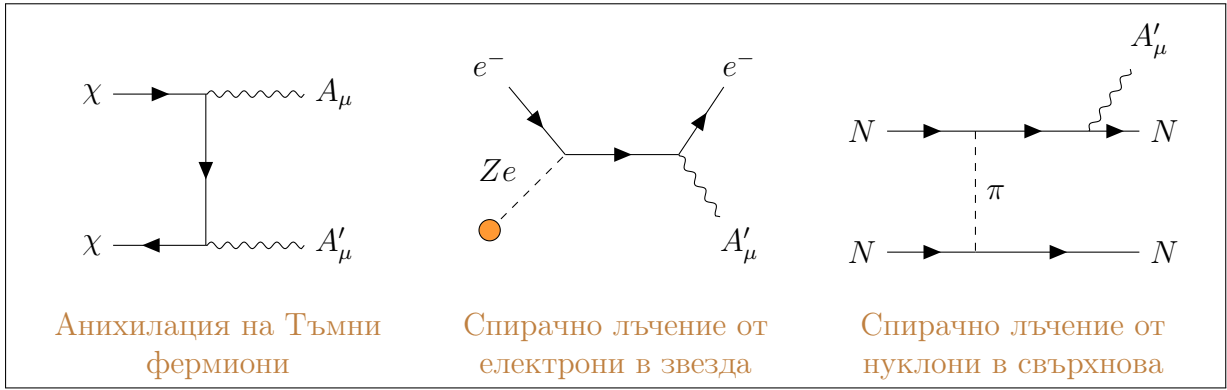
$$\chi\chi \rightarrow A'A'. \quad (1.47)$$

Сечението за този процес е

$$\langle\sigma_{\chi\chi\rightarrow A'A'v}\rangle = \frac{2\pi\alpha_D^2}{m_\chi^2}, \quad (1.48)$$

където α_D е силата на взаимодействието на Тъмните фермиони с Тъмния фотон, а m_χ е тяхната маса. Наблюдаваната плътност на Тъмната материя Ω_χ (вж. секция 1.1.4) зависи от сечението $\sigma_{\chi\chi\rightarrow A'A'}$, което позволява да се правят оценки за α_D [27]:

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{2.5 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-2}}{\langle\sigma_{\chi\chi\rightarrow A'A'v}\rangle} \quad (1.49)$$



Фигура 1.12: Основни процеси с участие на безмасови Тъмни фотони. **Вляво:** Аниhilация на фермиони от скрития сектор до два Тъмни фотона. **В средата:** Спирачно лъчение на Тъмни фотони от електрони в звездите. **Вдясно:** Спирачно лъчение на Тъмни фотони от ядра при избухване на свърхнови.

Въпреки, че безмасовият Тъмен фотон не взаимодейства директно с частиците от Стандартния модел, при включване на оператори от по-висок ред в Лагранжиана, такива взаимодействия се появяват. Определянето на ограниченията чрез астрофизични методи за тях се прави аналогично на аксионоподобните частици [110].

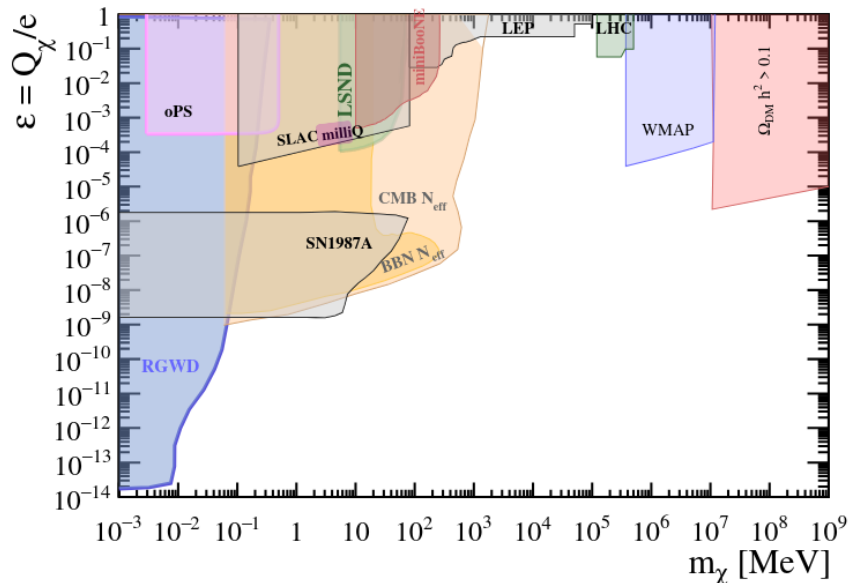
Загубата на енергия при звездите се осъществява чрез Комптъново разсейване, раждане на двойки електрон-позитрон или спирачно лъчение. Последното може да се разглежда и като спирачно излъчване на Тъмен фотон от електрон в полето на някакво ядро (Фигура 1.12, в средата), при което би следвало да се наблюдава аномална загуба на енергия. Тъй като такава не се наблюдава, това поставя ограничение за диполното взаимодействие на частиците от Стандартния модел с Тъмния фотон [111]. Комбинация от данните за спирачно лъчение на аксиони при охлаждането на бели джуджета и при червени гиганти поставя най-строгото такова ограничение [112]:

$$\alpha'_{ae} \leq 3.0 \times 10^{-27}. \quad (1.50)$$

Аналогично може да се изследва и загубата на енергия при избухване на свръхнови (Фигура 1.12, вдясно). Изследванията отново се основават на аналогията с аксионите при операторите от по-висок ред. Съответно, като се изследва излъчването на неутрино при събития като SN1987A, продължителността на това излъчване се обвързва със загубата на енергия и може да се постави ограничение за аномални приноси към нея. Те от своя страна ограничават взаимодействието на аксионите (или безмасовите Тъмни фотони) с нуклоните [113, 114]:

$$\alpha'_{aN} \leq 1.3 \times 10^{-18}. \quad (1.51)$$

При моделите на безмасов Тъмен фотон обикновеният, видим фотон взаимодейства с частиците от Тъмния сектор със силс $\epsilon\epsilon'$. Зарядът на тъмните частици спрямо фотона от Стандартния модел се нарича мили-заряд. Ограничения за това взаимодействие се получават при наблюдения на свръхнови, прецизни измервания на квантовата електродинамика, както и при неутринни експерименти. Фигура 1.13 обобщава пресметнатите досега ограничения.



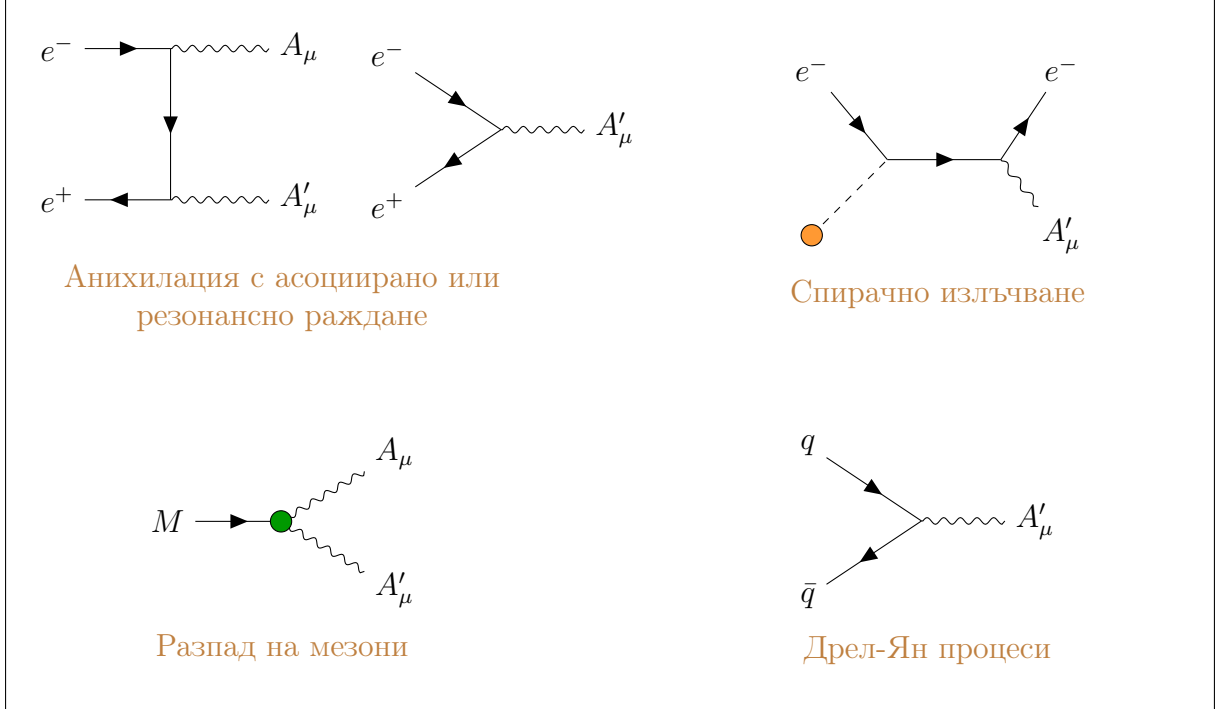
Фигура 1.13: Настоящи ограничения за Тъмна материя, притежаваща мили-заряд Q_χ [108].

1.4.2 Масивен Тъмен фотон

Случаят на безмасов Тъмен фотон е по-сложен, тъй като взаимодействието му с частиците от Стандартния модел е възможно единствено с оператори от по-висок ред в Лагранжиана. Масивният Тъмен фотон се свързва директно с електромагнитния ток на Стандартния модел и експерименталното търсене може изцяло да се опише в термини на масата му $m_{A'}$ и параметъра на смесване ϵ , задаващ силата на това взаимодействие спрямо електромагнитното.

Тъй като в този случай разглеждаме кинетично смесване на Тъмния и видимия фотон, вида на токовете им е идентичен. Съответно Тъмни фотони могат да се раждат в същите процеси, като видимите. Основните процеси на раждане на масивни

Тъмни фотони са представени на Фигура 1.14. Основен фокус в настоящата дисертация е аниhilацията на електрон и позитрон, при която Тъмен фотон се ражда заедно с видим (асоциирано раждане) или резонансно. Раждането на Тъмни фитони е възможно и чрез спиращо лъчение, при разпад на мезони ($\pi^0, \eta, K, D \dots \rightarrow \gamma A'$) или в Дрел-Ян процеси, в които двойка кварк-антикварк анихилира и ражда Тъмен фотон.



Фигура 1.14: Процеси на раждане на масивен Тъмен фотон.

В зависимост от неговите моди на разпад, Тъмният фотон се класифицира като видим или невидим и това определя механизмите на търсене. Ако масата му е достатъчно голяма, $M_{A'} > 2m_e \simeq 1 \text{ MeV}$, той може да се разпадне до двойки заредени частици от Стандартния модел и така да бъде детектиран. Възможно е и да се разпада до състояния от Скрития сектор, които не могат да бъдат засечени. В случай, че масата на Тъмния фотон е под 1 MeV , то той е напълно невидим.

Видим Тъмен фотон

Ако Тъмният фотон се разпада до познати крайни състояния от Стандартния модел като лептони или адрони, то това е случаят на търсене на видим '. Ширината за разпад до лептони $A' \rightarrow l^+l^-$ е

$$\Gamma(A' \rightarrow l^+l^-) = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{A'} \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{m_{A'}^2}} \left(1 + \frac{2m_l^2}{m_{A'}^2} \right), \quad (1.52)$$

аналогично ширината за разпад до адрони е

$$\Gamma(A' \rightarrow \text{hadrons}) = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{A'} \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{A'}^2}} \left(1 + \frac{2m_\mu^2}{m_{A'}^2} \right) R, \quad (1.53)$$

където $R \equiv \sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{had}} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$.

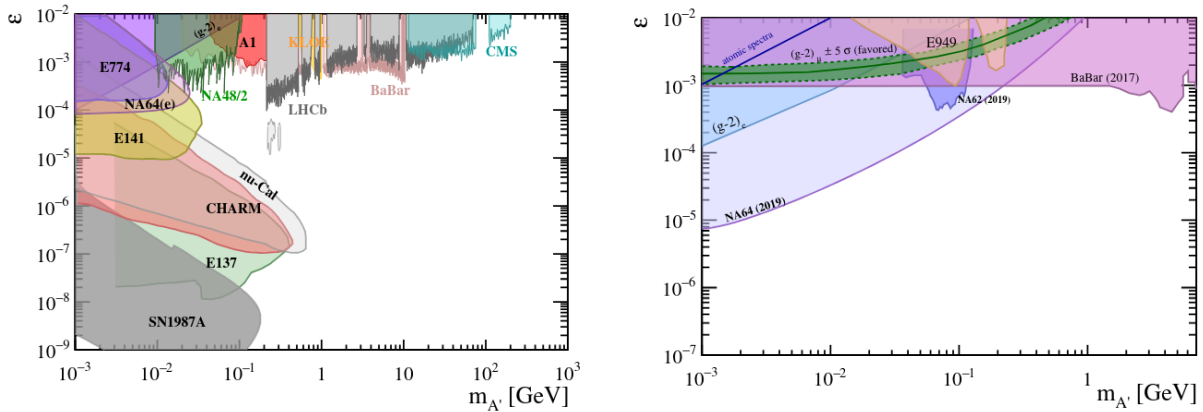
Разпадът до видими крайни състояния означава, че те могат да бъдат засечени от експерименти на ускорители. При колайдерите чувствителността е по-малка ($\epsilon \geq 10^{-3}$), докато при експерименти с поглъщане на снопа (beam dump) тя може да достигне под тази стойност. Малката интензивност на взаимодействието означава, че Тъмният фотон следва да е сравнително дълго живущ, което дава предимство на експерименти с по-голям разпаден обем. Фигура 1.15a обобщава получените до момента ограничения за масата и параметъра на смесване от търсене на разпади с два лептона в крайно състояние.

Невидим Тъмен фотон

В случай, че масата му е достатъчна ($m_{A'} > 2m_\chi$), Тъмният фотон би могъл да се разпадне и до двойки частици от Скрития сектор. В този случай имаме невидим разпад с ширина

$$\Gamma(A' \rightarrow \chi\bar{\chi}) = \frac{1}{3} \alpha_D m_{A'} \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{m_{A'}^2}} \left(1 + \frac{2m_\chi^2}{m_{A'}^2}\right) \quad (1.54)$$

В случай на невидим Тъмен фотон, експерименталните техники за търсене се основават на търсене на липсваща маса или липсващ импулс/липсваща енергия. Липсващата маса се използва главно при търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон с видим такъв при аниhilация на двойки електрон-позитрон. Възможност за отчитане на невидими разпади е пресмятането на липсващия импулс при реакции като например спирачно лъчение във фиксирана мишена $e^-Z \rightarrow e^-ZA'$. Ограниченията в пространството на параметрите, получени за невидими разпади, са показани на Фигура 1.15b.



(а) Настоящи ограничения за масата и параметъра на смесване на Тъмен фотон, получени при търсене на видими разпади $A' \rightarrow l^+l^-$

(б) Настоящи ограничения за масата и параметъра на смесване на Тъмен фотон, получени при търсене на невидими разпади $A' \rightarrow \chi\chi$

Фигура 1.15: Обобщение на получените до момента ограничения в пространството на параметрите ($m_{A'}, \epsilon$) за Тъмния фотон A' за видими и невидими канали на разпад [108].

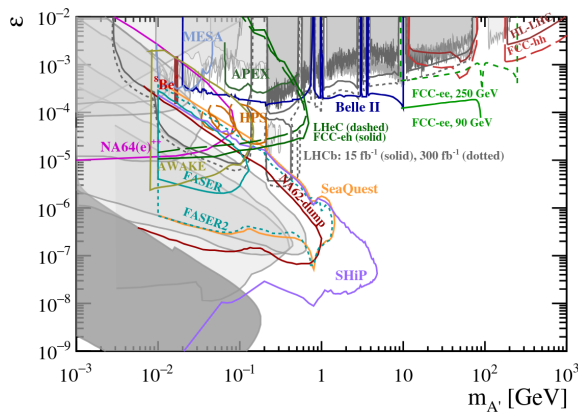
Обобщение на получените до момента ограничения в пространството на параметрите за масивен Тъмен фотон, както и някои очаквани резултати, са показани на Фигура 1.16а.

Експериментите, разположени на колайдери, търсят основно резонансни пикове в разпределенията на инвариантната маса на двойки e^+e^- или $\mu^+\mu^-$, като се изследват различни възможни механизми за раждане на Тъмния фотон. NA48/2 [115] изследват разпад на мезони $\pi^0 \rightarrow \gamma A'$; ограничение от спирано лъчение $e^-Z \rightarrow e^-ZA'$ е получено от A1 [116], а за аниhilация $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ е получен резултат от ВаВар [117]. И трите споменати процеса са изучавани от експеримента KLOE [118, 119, 120, 121]. Разпад на мезони, спирано лъчение и Дрел-Ян процеси са изучавани на Големия адронен колайдер в данните, набрани от експеримента LHCb [122].

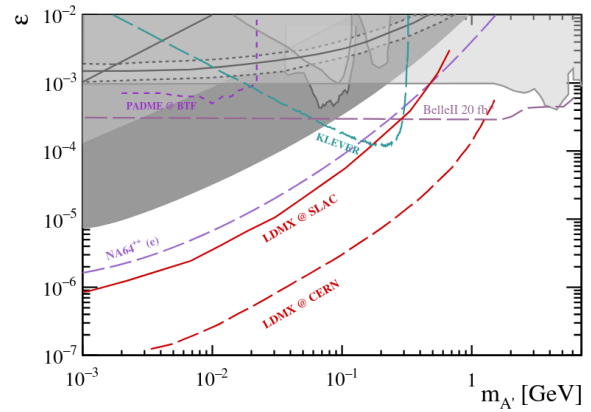
От beam dump експериментите, ограничения са получени от E141 [123], E137 [124] в SLAC лабораторията в САЩ и от E774 [125] във Fermilab, също в САЩ, както и от CHARM в CERN [126]. Към съвременните ограничения се добавя и това, получено от прецизното измерване на магнитния момент на електрона [127].

Понастоящем експерименти за търсене на Тъмен фотон и във видимия, и в невидимия случай, се провеждат в множество големи лаборатории по света. В CERN активни в процес на набор на данни или анализ са експериментите NA62, NA64 и LHCb, а в бъдеще се очаква резултат да дадат FASER и големите експерименти на Големия адронен колайдер след постигане на фазата с висока светимост. В търсенето се включват още Belle II в SuperKEKB, HPS и SeaQuest в САЩ, както и няколко експеримента в MESA, Майнц, Германия.

Търсенето на Тъмен фотон е основната цел на експеримента PADME, разположен в Националната лаборатория във Фраскати, Италия и набиращ данни от 2018 г. досега. Очакваната чувствителност е означена на Фигура 1.16б.



(а) Очаквани ограничения за масивен Тъмен фотон с маса $m_{A'} \geq 1$ MeV. С червена ивица е означени и местоположението на аномалията, асоциирана с хипотетичната частица X17.



(б) Очаквани ограничения за търсене на масивен невидим Тъмен фотон. Означена е и очакваната чувствителност на експеримента PADME.

Фигура 1.16: Очаквани ограничения в пространството на параметрите $(m_{A'}, \epsilon)$ за Тъмния фотон A' за видими и невидими канали на разпад [128].

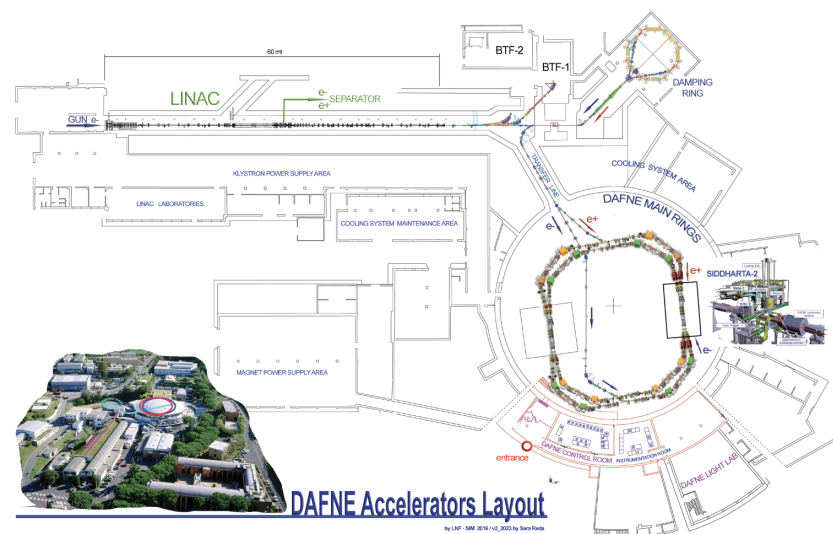
Глава 2

Експериментът PADME

PADME (Positron Annihilation into Dark Matter Experiment) е експеримент за търсене на нови леки частици при аниhilация на ускорени позитрони във фиксирана мишена. Предложен е през 2014 г. [129], като от конструирането му да момента са осъществени 4 кампании за набор на данни, отгук насетне наричани съответно Run I, II, III и IV, като те са подробно описани в секция 2.5. Run I и Run II са осъществени чрез оригиналната експериментална установка, като те са посветени на търсенето на масивен Тъмен фотон с маса между 2 и 20 MeV посредством метода на липсващата маса. След това експериментът е преустроен за търсене на резонансно раждане на X_{17} , в която конфигурация са осъществени Run III и Run IV.

2.1 Позитронен сноп

PADME е разположен в рамките на ускорителния комплекс DAΦNE [130] в Националната лаборатория във Фраскати, Италия (LNF). Комплексът се състои от линейен ускорител (LINAC), акумулатор за електрони и позитрони с енергия 510 MeV (Damping Ring) и двата основни пръстена на колайдера DAΦNE. Схема на комплекса е представена на Фигура 2.1. Снопът от линейния ускорител може да бъде насочен към тестовия комплекс BTF (Beam Test Facility) [131], чиито две зали са конструирани с цел тестване на детектори. В края на едната от извеждащите линии, в експериментална зала BTF-1, е разположен експериментът PADME. Линейният ускорител подава на BTF позитрони с максимални енергии 550 MeV в групи, наречени бънчове. Максималната дължина на бънча е $10 \mu\text{s}$. Честотата на подаване на бънчовете е 50 Hz, като към BTF и PADME се подават 49 бънча, а един се насочва към ходоскоп за измерване на енергията. Схема на BTF е представена на Фигура 2.2. Основните диполни магнити, които насочват снопа към PADME са DHSTB001 и DHSTB002. В допълнение към тях за фокусиране на снопа се използват квадруполите QUATB001 и QUATB002, разположени след DHSTB001, и QUATB003 и QUATB004, намиращи се преди DHSTB002. Преди DHSTB002 са разположени и два чифта колиматори, които посигуряват x и y позицията на снопа, ъгъла и разходимостта му. Броят частици в снопа може да бъде вариран в широки граници, от един позитрон до десетки хиляди. Между диполния магнит DHSTB001 и първия чифт квадруполни магнити е разположен прозорец от Mylar с дебелина $125 \mu\text{m}$, който отделя вакуумното прост-



Фигура 2.1: Схема на ускорителния комплекс ДАФНЕ, LNF. В горната ѝ част е линейният ускорител, предоставящ сноп, използван от PADME. Комплексът BTF се намира в десния му край, като PADME е разположен в зала BTF-1 [132].

ранство на BTF и PADME от основния вакуум на линейния ускорител. Комплексът



Фигура 2.2: Схема на комплекса за тестване на детектори BTF. В края на едната линия е разположен експериментът PADME [133].

BTF може да предоставя позитронен сноп на PADME по два начина: чрез основен и вторичен сноп. Основният сноп идва директно от линейния ускорител благодарение на позитронен конвертор, поставен точно след източника на електрони. Вторичният сноп използва електронен сноп от линейния ускорител, като позитроните се раждат

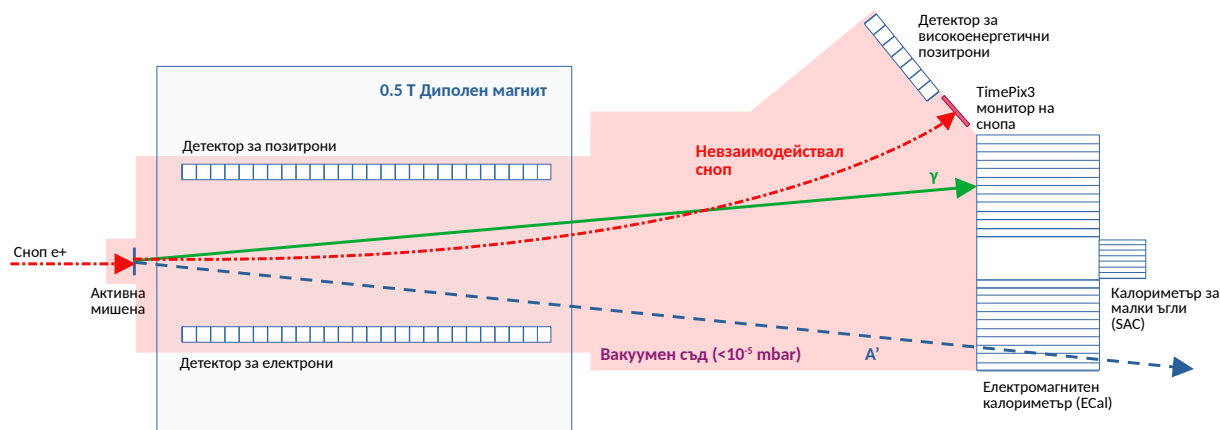
при взаимодействието му с мишена от мед Cu в началото на ВТФ. Основният сноп има максимална енергия 490 MeV, докато вторичният може да достигне 550 MeV.

2.2 Експериментална установка за търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон

Експерименталната установка на PADME е конструирана за търсене на процеси на асоциирано раждане на Тъмен фотон заедно с видим фотон от Стандартния модел [134] при аниhilацията на позитроните от снопа с електроните в покой в активна диамантена мишена. Техниката за търсене на такива събития е разгледана подробно в Глава 4. Схема на установката с отделните детектори е представена на Фигура 2.3. Тя е разположена във вакуумен съд, отделен от калориметричната система с прозорец от въглеродни нишки. Част от него се намира във вътрешността на диполен магнит с дължина 1 m, използван на трансферната линия на SPS в CERN преди конструирането на PADME. Той осигурява магнитно поле с големина $\sim 0.3 - 0.5$ T. Благодарение на него позитроните от снопа, които не са взаимодействали в мишената, се отклоняват към изходния прозорец, където е монтиран TimePix3 пикселен детектор за следене параметрите на снопа. Отклоняват се и заредените частици, участвали във взаимодействия в мишената, като например спирачно излъчване. Те се регистрират от три детектора за заредени частици: детектор за позитрони и детектор за електрони, разположени областта във вътрешността на магните, и детектор за високоенергетични позитрони, разположен до изходния прозорец на снопа. Родените при взаимодействията в мишената фотони се регистрират от калориметричната система в далечния край на установката. Тя е съставена от електромагнитен калориметър, в централната част на който има отвор, зад който е поставен калориметър за малки ъгли. Наборът на данни се осъществява чрез система от 29 аналогово-цифрови модула. Събитията се записват във файлове, базирани на софтуерния пакет ROOT [135] и в следствие от тях се извлича физична информация чрез специфични алгоритми за реконструкция, обединени в софтуерната рамка PadmeReco [136]. Така конструиран, експериментът работи по време на първите два периода на набор на данни: Run I през 2018-2019 г. и Run II, осъществен през 2020 г.

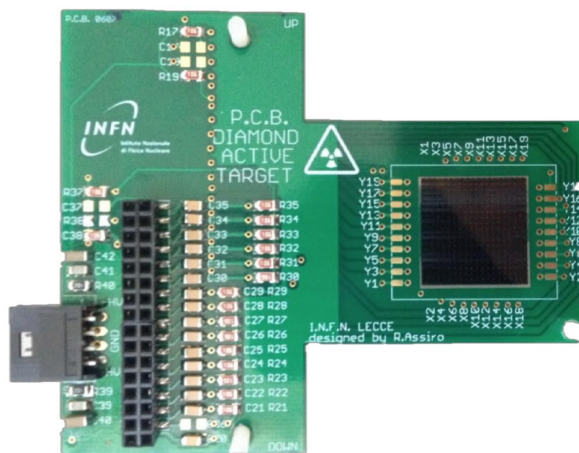
2.2.1 Активна мишена

Мишената [137], използвана от PADME, представлява поликристален диамант ($Z = 6$) с дебелина 100 μm и лице с размери 2×2 cm. Подбран е материалът, който предоставя най-добро отношение между полезен сигнал и фонові събития. В случая сечението за аниhilация, която представлява полезния сигнал в експеримента, зависи линейно от атомния номер Z , а сечението за спирачно лъчение, което е основният фон процес, е пропорционално на Z^2 . Мишената е монтирана по начин, който позволява лесното ѝ движение по x -направлението, като така тя може да бъде изтеглена от пътя на снопа в случай на набор на данни без мишена. Мишената представлява не само средата за осъществяване на взаимодействието в експеримента, а и първият детектор на пътя на снопа. Това е осъществено чрез гравиранието с 193 nm UV ArF лазер [138] на 2×16 електрода от графит с ширина 1 mm на предна-



Фигура 2.3: Схема на експеримента PADME във варианта, с който са осъществени Run I и Run II.

та и задната ѝ страна, съответно в x и y направленията. Изчитането им позволява пресмятане на броя позитрони във всеки бънч, както и определяне на XY -профила му. Снимка на мишената е показана на Фигура 2.4, а вълновите форми, записани от отделните канали в двете направления за случайно събитие от Run II са показани на Фигура 2.5.

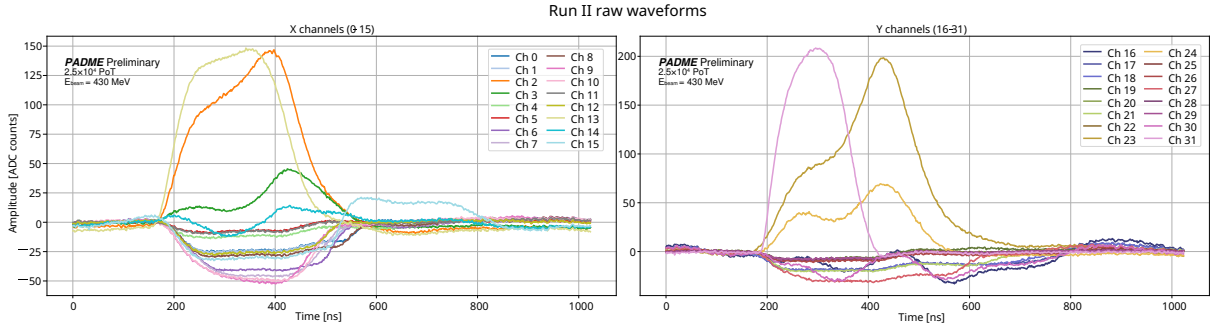


Фигура 2.4: Активната диамантена мишена на експеримента PADME. Отстрани е означена номерацията на съответните канали, отговарящи за изчитането на гравитаните от двете ѝ страни електроди от графит.

При първичната обработка на вълновите форми, те се трансформират така, че да се премахне подложката и сигналът да има положителна стойност:

$$w[n] = \frac{r[n] - \mu_{\text{ped}}}{4.096}, \quad \mu_{\text{ped}} = \frac{1}{200} \sum_{n=0}^{199} r[n] \quad (2.1)$$

Изчисляването на заряда във всеки канал става чрез интегриране на вълновата форма в областта на сигнала, между 100 и 600 ns. Позицията на снопа по x и y



Фигура 2.5: Вълнови форми, записани в каналите в x (вляво) и y (вдясно) направленията на мишената. Каналите с най-голяма амплитуда са тези, в които е центриран снопът.

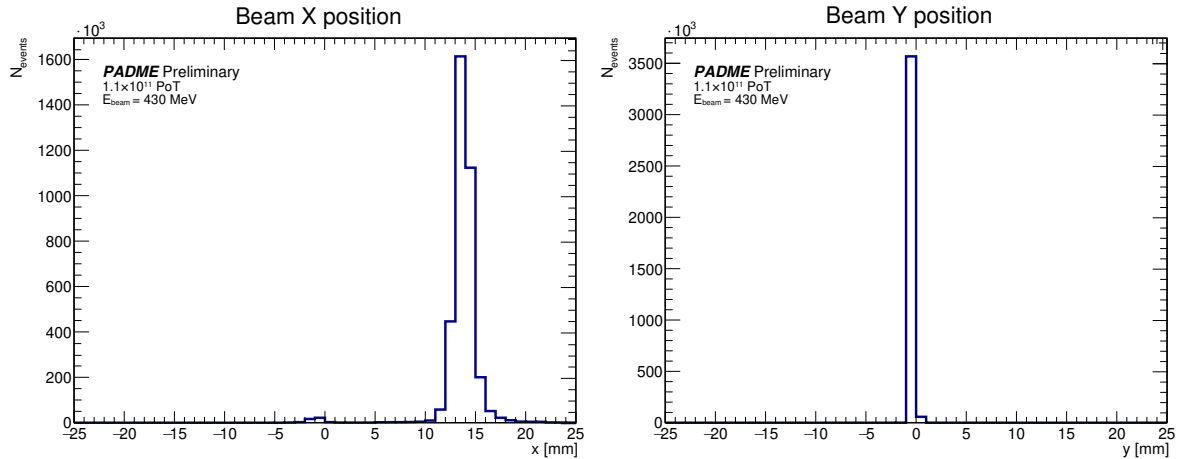
осите след това се пресмята като претеглено по заряда средно за всички активирани канали:

$$X = \frac{\sum_i x_i Q_i}{\sum_i Q_i}, \quad Y = \frac{\sum_i y_i Q_i}{\sum_i Q_i}, \quad (2.2)$$

а ширината му съответно е

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{\sum_i Q_i (x_i - X)^2}{\sum_i Q_i}}, \quad \sigma_Y = \sqrt{\frac{\sum_i Q_i (y_i - Y)^2}{\sum_i Q_i}} \quad (2.3)$$

Получената по този начин информация за позицията на снопа за данни от Run II е показана на Фигура 2.6.



Фигура 2.6: Позиция на снопа по x и y осите, получена по данни за натрупания заряд в активаната мишена на PADME.

Изчисляването на броя позитрони в попадналия в мишената бънч става, като първо се пресмята сумерният заряд във всяко от направленията:

$$Q_x = \sum_{i=0}^{15} Q_i, \quad Q_y = \sum_{i=16}^{31} Q_i, \quad (2.4)$$

и след това се изчислява средната стойност на зарядите, отчетени в двете направления:

$$Q_{tot} = \frac{Q_x + Q_y}{2}. \quad (2.5)$$

Полученият заряд се превръща в брой позитрони по формулата

$$N_{\text{ПОТ}} = Q_{tot} \cdot C_{\text{conv}} \cdot \frac{72000}{72240} + 2000, \quad (2.6)$$

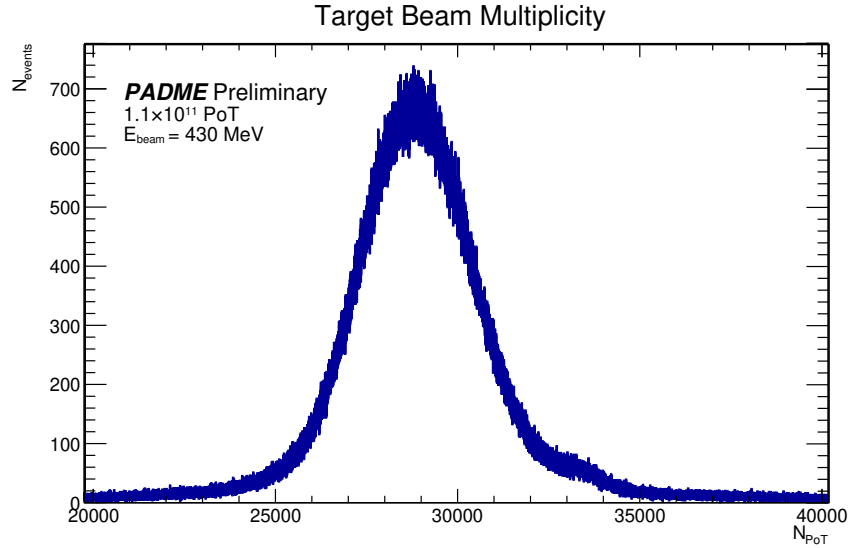
където коефициентът на конверсия C_{conv} е [139]

$$C_{\text{conv}} = \frac{1}{(1.60217662 \times 10^{-7}) \cdot \text{CCD} \cdot 36}. \quad (2.7)$$

Разстоянието за натрупване на заряд $\text{CCD} = L \cdot Q_c / Q_g$, където L е дебелината на мишената, Q_c е зарядът, натрупан върху електродите, а Q_g е генерираният от релативистка заредена частица заряд е определено като

$$\text{CCD} = \frac{Q_c [fC] \cdot 6250 [e^- / fC]}{36 [e^- / \mu m] \cdot N_{\text{active}}}. \quad (2.8)$$

За пресмятането му са използвани данните от осъществен за целта тестов набор на данни [140] с $N_{\text{active}} = 3630 \pm 180$ позитрони в бънч. Q_c е сумарният заряд натрупан в x или y направлението, а коефициентът 36 представлява средният брой двойки електрон-йон, които се създават в диаманта при преминаването на заредена частица през него [141]. Полученият резултат е $\text{CCD} \approx 11 \mu\text{m}$. Изчисленият брой позитрони в снопа за данни от един от периодите по време на Run II е показан на Фигура 2.7.



Фигура 2.7: Брой позитрони в бънча за събитията, записани през един от периодите на набор на данни по време на Run II.

Реконструкция на параметрите на снопа при ниска интензивност

По време на кампаниите за набор на данни с цел търсене на частицата X17 (Run III и Run IV) интензивността на снопа е намалена 10 пъти и данните са набирани при типични стойности от около 3000 позитрона в бѐнч. Това води до депозирането на по-малък сумарен заряд в мишената и съответно вълновите форми в отделните канали са с по-ниски амплитуди и отношението сигнал/шум е по-малко.

В началото на четвъртата кампания за набор на данни са проведени различни тестове за изследване поведението и намиране на оптималните работни параметри на мишената. За установяване работното напрежение са набрани 12 сета от по 20 000 събития при стойности на напрежението $HV \in [30, 250]$ V. Позицията на снопа спрямо мишената по x -оста може лесно да се променя чрез хоризонтално изместване на мишената. За изследване ефективността и нивата на шума на отделните канали, както и поведението им при преминаване на снопа през тях, е направено фино сканиране по x , като са набрани по 20 000 събития за всеки канал при преминаване на снопа през него. Във вертикално отношение позицията на снопа спрямо мишената се управлява чрез вертикален коректор, част от ВТФ и не е възможна толкова фина настройка. Изследване на поведението на каналите по y оста е направено преди втората половина от набора на данни в рамките на Run IV чрез промяна на тока през вертикалния коректор и съответно изместване на снопа във вертикално направление.

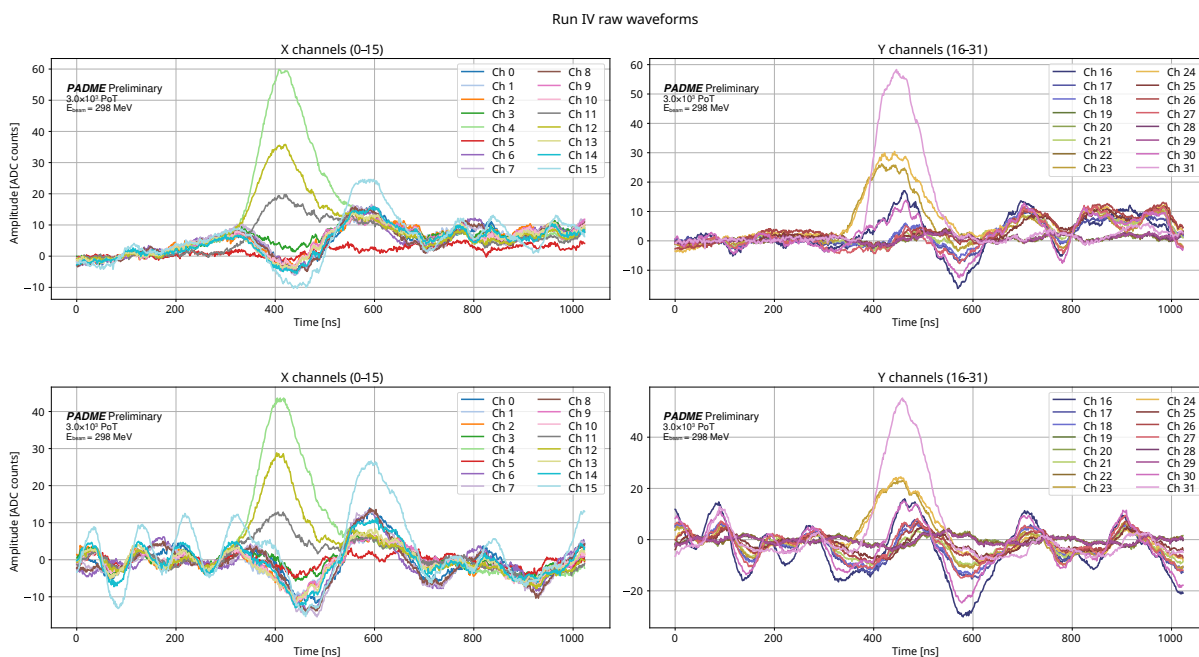
Вълнови форми, записани от мишената по време на тестовете са показани на Фигура 2.8 съответно за каналите по x и y направлението за две отделни събития (след първична обработка). Освен по-ниските амплитуди, се забелязва и променящо се ниво на шума, като той се засилва след преминаването на бѐнча. Поведението на този допълнителен индуциран от снопа шум не е общоустановено, а е различно за всяко събитие, разлика, която се вижда при сравнение на двете събития на фигурата.

Ниските амплитуди, в комбинация със сложното поведение на шума, изискват въвеждане на промени в алгоритъма за реконструкция на данните. Разработен е усъвършенстван метод за реконструкция, при който вълновите форми се усредняват в рамките на N събития, като при първоначалните изследвания $N \sim 1000$, като това са всички събития, записани в рамките на един файл с данни, като се изключат тези, тригериращи от космични лъчи или случаен тригер:

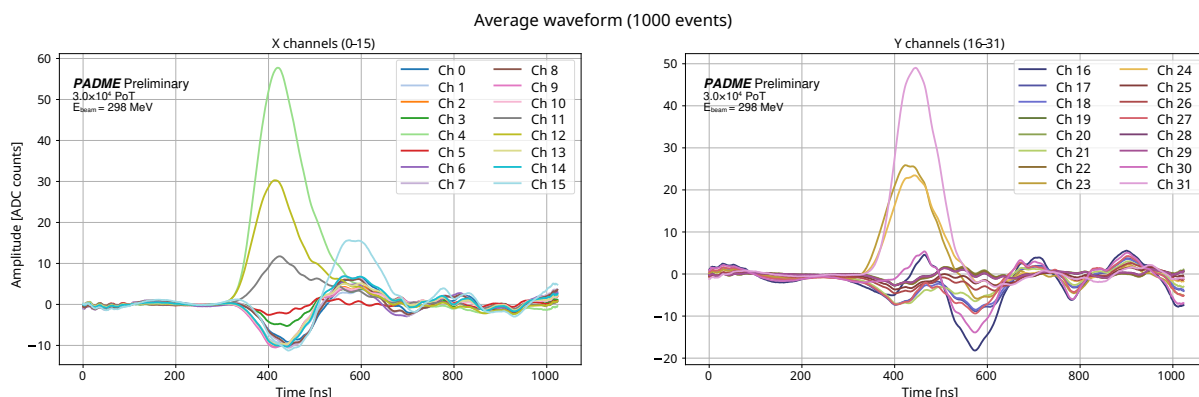
$$\bar{w}[n] = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N w[n] \quad (2.9)$$

Получените усреднени вълнови форми съдържат както усреднения сигнал, така и формата на шума, като разликите между отделните събития са изчистени и остава единствено характеристичното за всеки канал ниво и поведение на шума. На Фигура 2.9 са показани усреднените вълнови форми от един файл с данни, набрани в началото на Run IV, поотделно за каналите по x и y направлението. Формата на сигнала е изгладена и може да се премине към изследване на различните варианти за потискане на шума.

Изследвани са три различни подхода за потискане на шума след усредняване на вълновите форми. При първия върху усреднената вълнова форма се прилага лентово-пропускащ филтър в областта $[0.6, 8]$ MHz. Вторият тестван метод е чрез



Фигура 2.8: Вълнови форми, записани в каналите в x (вляво) и y (вдясно) направлениата на мишената в началото на четвъртата кампания за набор на данни. Показани са записаните вълнови форми от две непоследователни събития, съответно горе и долу. Каналите с най-голяма амплитуда са тези, в които е центриран снопът. Данните са набирани при интензивности от около 3000 позитрона в бънч, което води до ниски амплитуди на сигнала. Формата на шума е различна за всяко събитие.



Фигура 2.9: Усреднени вълнови форми за всички тригирани от снопа събития от един файл, записан по време на тестовете преди Run IV на PADME. Сигналът е изгладен и се откроява добре над шума.

усредняване на шума в каналите далеч от точката, в която снопа пресича мишената и изваждането на получената вълнова форма от вълновите форми на каналите с присъствие на сноп. При изследвания набор от тестови данни каналите по x -оста, през които преминава снопът, са с номера 4, 11 и 12, а по y -оста снопът преминава през каналите с номера 23, 24 и 31 (поради особеностите в картата на свързването на отделните канали, каналите с последователни номера не е задължително да

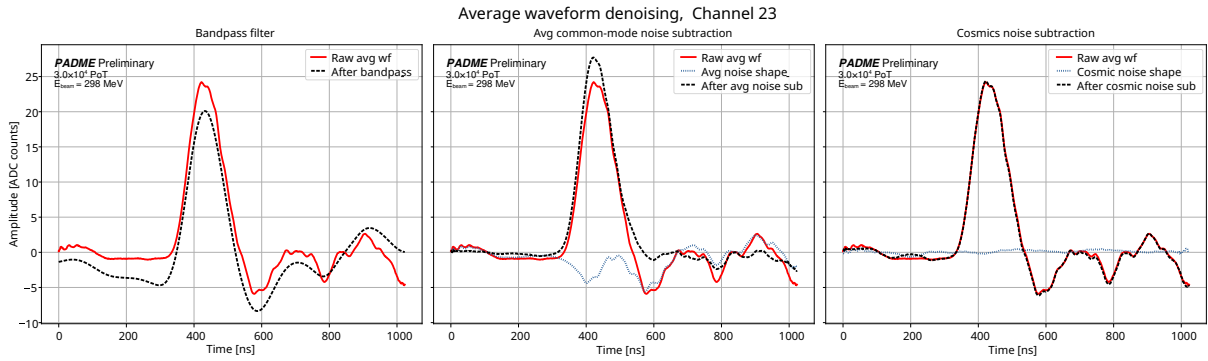
се намират един до друг). За всяко от направленията, усреднените вълнови форми в останалите 13 канала се събират и усредняват за получаване на описание на шума $\bar{r}[n]$, което се изважда от всяка от усреднените вълнови форми в каналите с присъствие на сноп:

$$\tilde{w}_{\text{avg}}[n] = \bar{w}[n] - \begin{cases} \bar{r}_1[n] & c \leq 15 \\ \bar{r}_2[n] & c \geq 16 \end{cases} \quad (2.10)$$

При третия тестван метод се използват усреднените вълнови форми от всички събития C , тригерирани от космични лъчи, активирали космичния тригер на ECal, или от случайни тригери, за съответния канал ch :

$$\bar{w}_{\text{csm}}^{(ch)}[n] = \frac{1}{C} \sum_{k=1}^C w_k^{(ch)}[n], \quad (2.11)$$

след което $\bar{w}_{\text{csm}}^{(ch)}$ се изважда от вълновите форми за тригерираните от снопа събития. На Фигура 2.10 са показани резултатите от прилагането на трите метода върху усреднената вълнова форма в канал 23, един от каналите по y -направлението, през които преминава снопът. Лентово-пропускащият филтър изглажда сигнала, но не успява да се справи с по-едромасщабната структура на шума. Изваждането на шума, установен при разглеждането на космични и случайни тригери не води до съществена промяна. Най-добро потискане се наблюдава при изваждането на шума чрез усреднената вълнова форма на страничните от снопа канали. Това показва и че става въпрос за шумове, индуцирани от снопа, а не поради спецификите на електрониката.



Фигура 2.10: Потискане на шума върху усреднени вълнови форми по три метода. В червено са представени първичните вълнови форми, съ с сини точки формата на шума (където е приложимо), а с черен пунктир - резултатът след потискането на шума. **Вляво:** прилагане на лентово-пропускащ филтър. Вълновите форми се изглаждат, но големите флуктуации остават. **В средата:** изваждане на средната вълнова форма на каналите далеч от снопа. Тя описва шума добре и след изваждането остава сигнал и малки флуктуации след него, центрирани на 0. **Вдясно:** изваждане на средната вълнова форма от космични и случайни тригери за съответния канал. Не се наблюдава съществена промяна, тъй като по-съществената компонента на шума е свързана с присъствието на снопа.

Тестовите сетове от данни при различни стойности на напрежението върху мишената са анализирани с цел определяне оптималното работно напрежение. Разгледано

е отношението сигнал към шум (S/N) в каналите, през които преминава снопът за всички тествани стойности на напрежението. Поради специфичните характеристики на шума, са изследвани различни варианти:

- за оценка на шума се изчислява RMS на първите 200 стойности, използвани и при пресмятане на подложката:

$$RMS_{\text{ped}}^{(ch)} = \sqrt{\frac{1}{200} \sum_{n=0}^{199} \tilde{w}^{(ch)}[n]^2}, \quad (2.12)$$

или на стойностите в интервала $[750, 950)$ ns, след преминаването на бънча:

$$RMS_{\text{tail}}^{(ch)} = \sqrt{\frac{1}{200} \sum_{n=750}^{949} \tilde{w}^{(ch)}[n]^2}; \quad (2.13)$$

- за оценка на сигнала се използва максималната стойност на амплитудата

$$A^{(ch)} = \max_{n \in [200, 600)} \tilde{w}^{(ch)}[n] \quad (2.14)$$

в интервала $[200, 600)$ ns, определен за интервал на интегриране на заряда в реконструкцията, или пълния интеграл

$$Q^{(ch)} = \sum_{n=200}^{599} \tilde{w}^{(ch)}[n]. \quad (2.15)$$

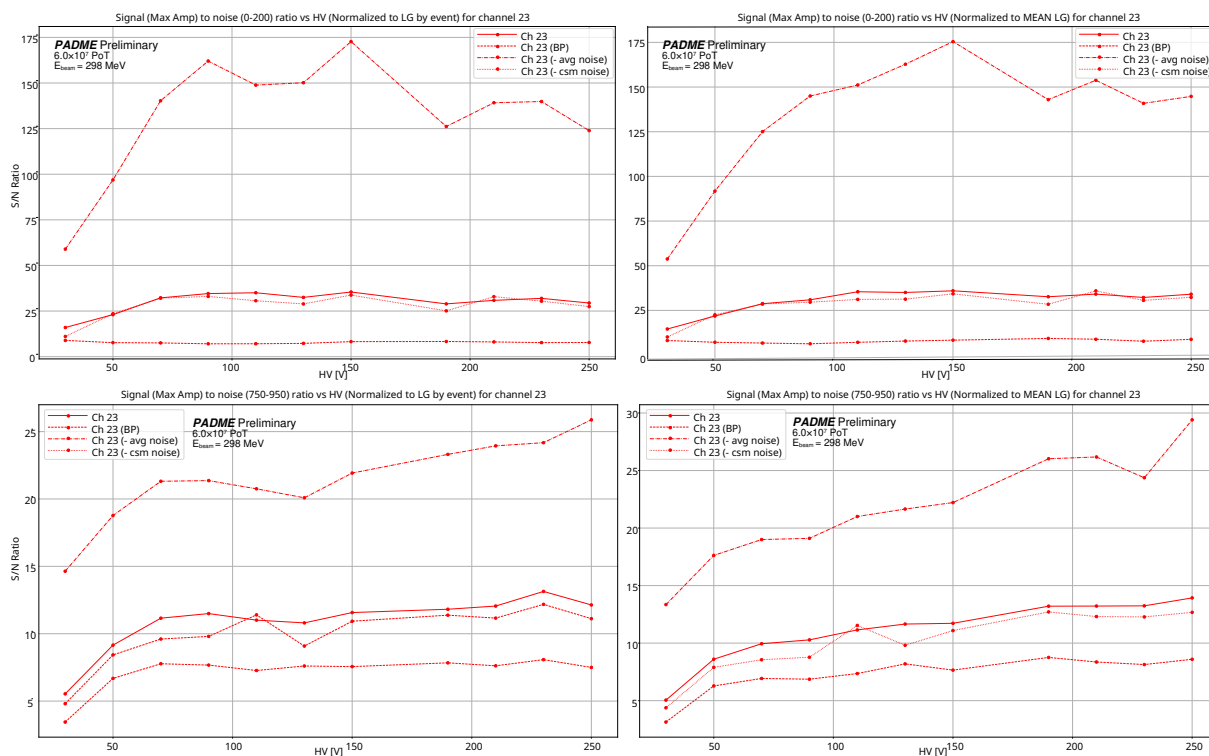
За да се изгладят вариациите в сигнала в следствие на моментни промени в интензивността на снопа, преди пресмятането на S/N отношението е осъществена нормировка спрямо пълния депозиран заряд в калориметъра от оловно стъкло, поставен в далечния край на експеримента (описан в секция 2.3). Тествани са два начина на осъществяване на нормировката: събитие по събитие преди акумулирането и усредняването на вълновите форми или нормиране веднъж на усреднените вълнови форми спрямо средния интеграл на заряда в оловното стъкло.

За двете различни стратегии за нормировка е пресметнато $S/N(HV)$ по четири начина:

$$\begin{aligned} S/N(HV)_1 &= \frac{A^{(c)}}{RMS_{\text{ped}}^{(c)}} & S/N(HV)_2 &= \frac{A^{(c)}}{RMS_{\text{tail}}^{(c)}} \\ S/N(HV)_3 &= \frac{Q^{(c)}}{RMS_{\text{ped}}^{(c)}} & S/N(HV)_4 &= \frac{Q^{(c)}}{RMS_{\text{tail}}^{(c)}}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Всички пресмятания са извършени за четирите начина на третиране на вълновите форми: без потискане на шума, прилагане на лентово-пропусащ филтър, изваждане на средната вълнова форма от каналите с отсъствие на сноп и изваждане на средната вълнова форма от космични и случайни тригери. Разгледани са всички канали, през които преминава снопът. На Фигура 2.11 са показани резултатите за канал 23 при нормировка към заряда в оловното стъкло събитие по събитие (вляво) и при нормировка към средния интеграл на заряда (вдясно), като двата метода дават подобни

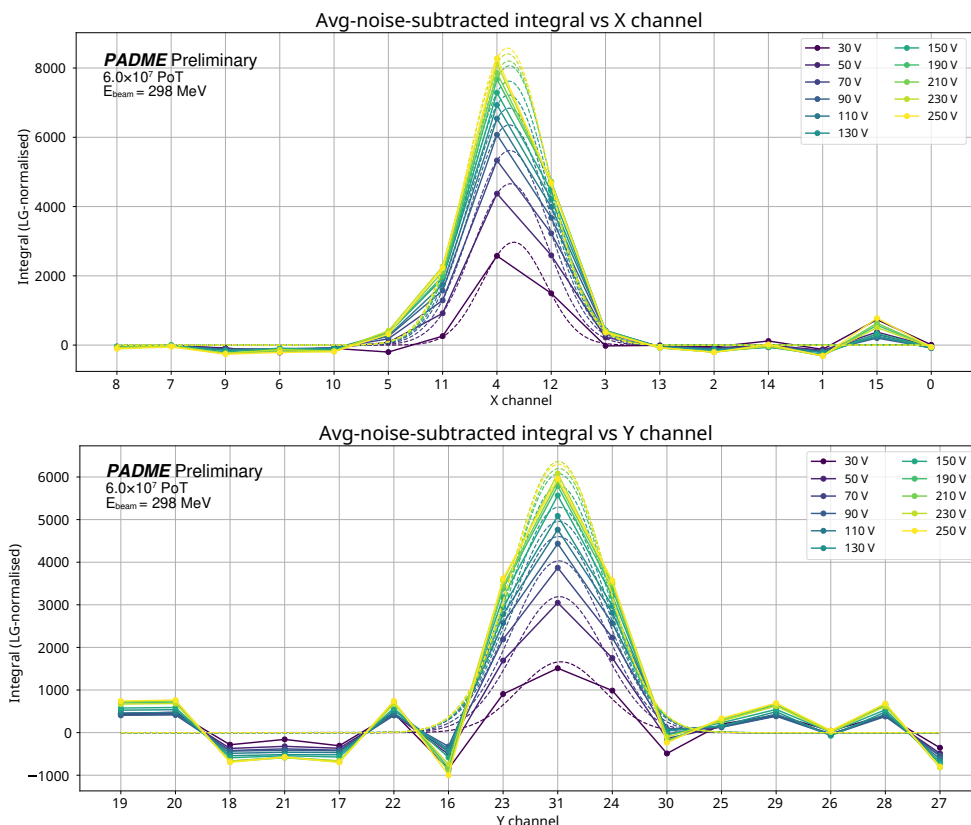
резултати. На първия ред са резултатите за $S/N(HV)_1$, а на втория - за $S/N(HV)_2$. Във всички случаи най-висока стойност на S/N се получава при потискане на шума чрез изваждане на средната вълнова форма от каналите без сноп. При стойности $HV \geq 110$ V се установява високо ниво на отношението сигнал-шум. Сходни резултати се наблюдават във всички останали канали, през които преминава снопът, и в двете направления x и y . Пресмятането на $S/N(HV)_3$ и $S/N(HV)_4$ дава аналогични резултати за всички канали.



Фигура 2.11: Отношение сигнал към шум S/N в зависимост от стойността на напрежението върху мишената в канал 23. Осъществена е нормировка събитие по събитие (вляво) или веднъж сред усредняването (вдясно). За стойност на сигнала е приета максималната амплитуда на вълновата форма. Изследван е шумът преди преминаването на снопа през мишената (горе) и след това (долу). С непрекъснатата линия са стойностите на $S/N(HV)$ без потискане на шума, с тирета - след прилагане на лентово пропускащ филтър, с точки и тирета - след изваждане на усреднените вълнови форми в каналите без сноп, а с точки и тирета - след изваждане на усреднените вълнови форми от космични и случайни тригери. Най-добри стойности на S/N има след изваждане на усреднените вълнови форми в каналите без сноп за напрежения $HV \geq 110$ V.

Набраните данни при различни стойности на напрежението са използвани и за изследване на профила на снопа в зависимост от приложеното върху мишената напрежение. За целта, за всяка изследвана стойност на HV е пресметнат интегралът на усреднените вълнови форми във всеки канал в интервала $t \in [200, 600]$ ns и е разделен на пълния депозиран заряд в оловното стъкло. Използвани са вълновите форми след изваждането на усреднения шум от каналите без сноп. На Фигура 2.12 е показана получената стойност за отделните канали, съответно за каналите по x -направлението

горе и по y -направлението - долу. Каналите са подредени според физическото им положение, а не според поредния номер. С различни цветове са показани резултатите за различните тестови стойности на напрежението. Всяко от получените разпределения е описано с гаусова функция.

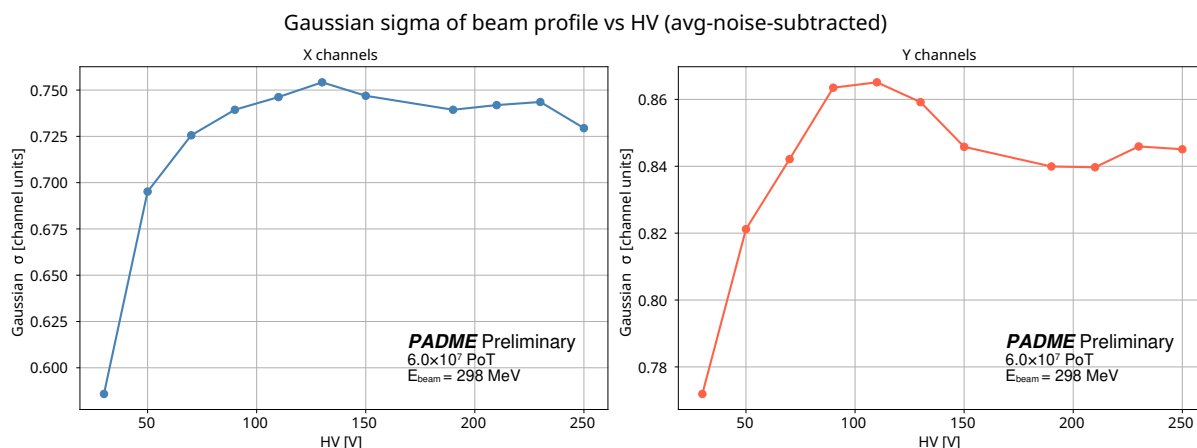


Фигура 2.12: Профил на снопа в зависимост от стойността на високото напрежение по x -направлението (горе) и по y -направлението (долу) конструиран чрез интегриране на вълновите форми във вички канали на мишената. Получените профили са описани с Гаусови функции.

На Фигура 2.13 е показана зависимостта на ширината на получените Гаусови разпределения от приложеното напрежение, изразена чрез стандартното им отклонение σ . Тестовите данни са набрани без промяна на геометрията на снопа, следователно промените в профила се дължат на промяната на подаденото напрежение. Стойността на σ е малка при ниските стойности на напрежението, но при тях отношението S/N също е много малко, което ги прави неподходящи за работа. Затова се разглеждат стойностите $HV \geq 110$ V, при които отношението сигнал-шум е близко до оптимално. По x -направлението като цяло се наблюдават по-тесни разпределения, като минимум се достига при $HV = 190 \div 210$ V. По y -направлението снопът принципно е по-широк, като минимум се достига отново при $HV = 190 \div 210$ V.

На базата на тези изследвания е определено работното напрежение на мишената $HV = 210$ V.

Изследвани са и данните от тестовия набор на данни с промяна на позицията на снопа спрямо мишената. При набора на данни параметрите и геометрията на снопа

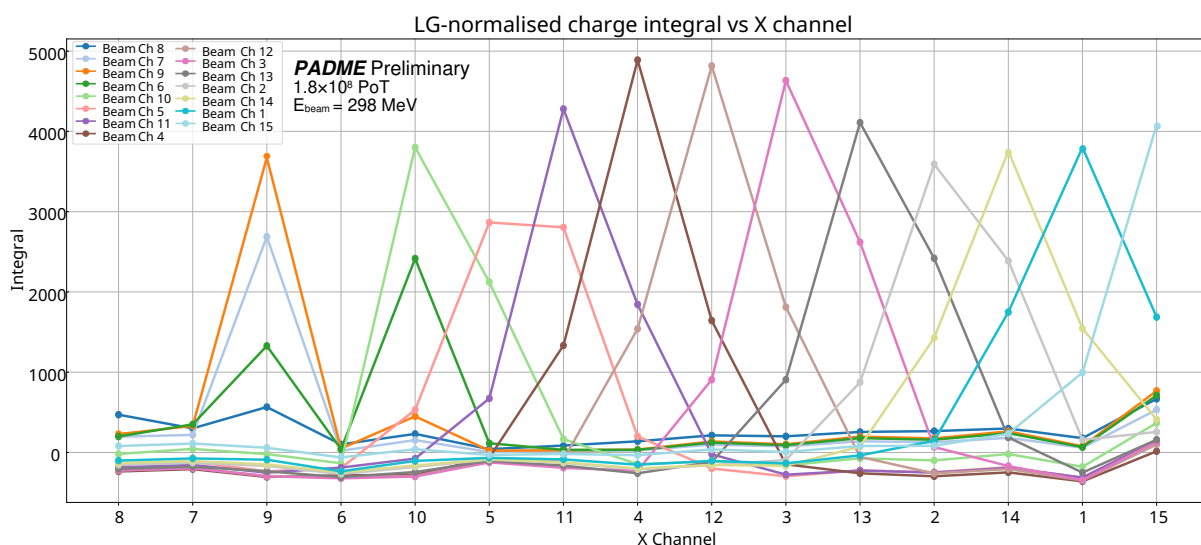


Фигура 2.13: Стандартно отклонение σ на Гаусовото разпределение, описващо профила на снопа, измерен от мишената по x -направлението (вляво) и по y -направлението (вдясно) в зависимост от приложеното върху детектора напрежение. В рамките на подходящите откъм отношение сигнал-шум стойности, и в двете направления минимум се достига при $HV = 190 \div 210$ V.

на теърпят промени, а мишената се мести физически чрез конструкцията, на която е поставена. Това позволява прецизното ѝ позициониране с точност до 0.05 mm и центрирането на снопа във всеки от каналите. Профилът на снопа във всеки от каналите е показан на Фигура 2.14, като пресметнатите интеграли за данните при центриране във всеки канал са нормирани на съответния среден депозиран заряд в оловното стъкло. Забелязва се, че при центрирането на снопа в канал 5 се наблюдава по-малък заряд в този канал, за сметка на това зарядът в съседния канал 11 е по-висок. Това сочи към обяснението, че вероятно за тази позиция е допусната грешка при позиционирането на мишената и снопът е попаднал между канали 5 и 11. При центрирането на снопа в канали 6, 7 и 8 в тях не е отчетен почти никакъв заряд. Докато за канал 8 това е известно от изследвания по време на предходни кампании за набор на данни, дефектите в канали 6 и 7 са новопоявили се.

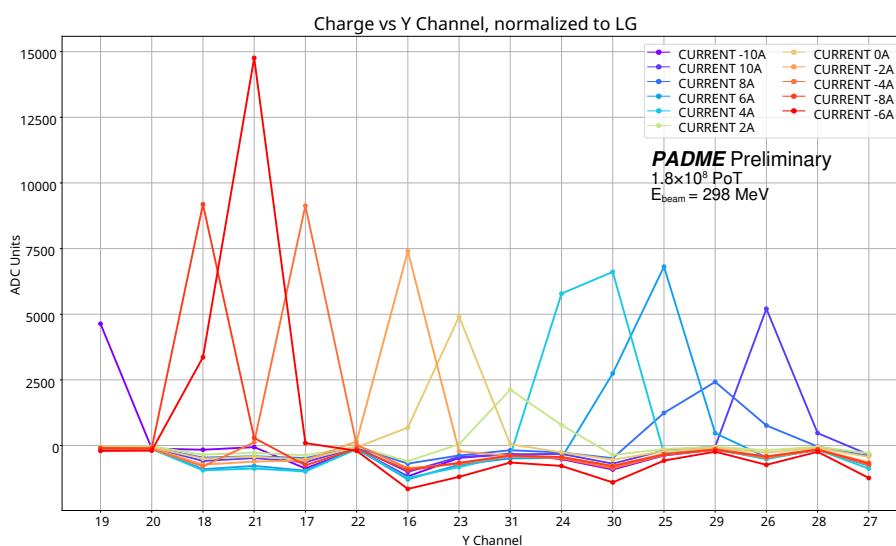
На базата на това сканиране по x -направлението е потвърдено, че централните канали, в които снопът се позиционира по време на същинския набор на данни функционират добре. Установени са калибровърните коефициенти за изравняване чувствителността в отделните канали. Канали 6 и 7, заедно с канал 8 се отхвърлят при реконструкцията поради дефектите в тях.

Конструкцията на мишената позволява нейното прецизно движение по x -оста в рамките на координатаната система на експеримента, но няма възможност тя да се мести по y -направлението, поради което аналогично сканиране за каналите по y няма как да бъде осъществено. Сканиране с цел изследване на каналите във вертикално бапреавление е осъществено чрез последователно преместване на снопа, което се осъществява чрез промяна на стойността на тока във вертикалния коректор на ВТФ. Това изследване е много по-грубо, тъй като няма възможност за прецизно центриране на снопа в точно определен канал, но въпреки това може да даде информация за наличие на дефекти. Вертикалното сканиране е осъществено между дватаподпериода на набор на данни в амките на Run IV. Изследвани са 11 стойности на тока през



Фигура 2.14: Профил на снопа при последователното му центриране в отделните канали на мишената по време на тестов набор на данни в PADME. Центрирането не е било добро в канал 5, поради което се наблюдава максимум и в суседния канал. Дефектни са канали 6, 7 и 8.

коректора, със стъпка 2 А, даващи различна позиция на снопа спрямо мишената. Резултатът е показан на Фигура 2.15, като всички наблюдавани профили са добри, с изключение на канал 21, където натрупаният заряд е много голям. В първата половина от същинския набор на данни снопът е позициониран в канали 24, 30 и 25. Във втората половина от кампанията снопът е изместен от другата страна, в канали 16, 22 и 27.



Фигура 2.15: Сканиране на мишената на PADME във вертикално направление чрез последователно изместване на снопа осредством промяна на тока през вертикалния коректор. Наблюдават се добри профили за всички позиции.

Реконструкцията на информация от мишената посредством усреднените вълнови

форми от 1000 събития е въведена в софтуерната рамка на PADME преди началото на същинския набор на данни в рамките на Run IV. Пресметнатите параметри на снопа са изведени в онлайн наблюдението на експеримента по време на набора. В сравнение с конвенционалната реконструкция, която дава информация за интензивността и позицията събитие по събитие, усреднените вълнови форми дават стойности за всеки 100 събития, или на около 1 ms. Това влошаване на времевата разделителна способност се компенсира от много по-точните резултати.

След приключване на набора на данни реконструкцията е допълнително усъвършенствана, като броят събития за усредняване е намален на 100 и изваждането на шума е допълнително изгладено.

2.2.2 Детектори за заредени частици

Вето системата за заредени частици на PADME [142] е от ключово значение за реконструирането на фоновите събития в експеримента, тъй като тяхната основна задача е да регистрират заредените частици, участвали във взаимодействия в мишената. Основният фонен процес е спирачното лъчение от позитрони от снопа, което резултира в излъчване на фотон. Той може да бъде регистриран от калориметъра като събитие с един фотон в крайно състояние, подобно на търсения сигнал от Тъмен фотон. Благодарение на вето системата, спирачно излъчените фотони могат да бъдат съвпаднати по време с позитроните, попаднали в нея и по този начин фоните събития да бъдат ефективно филтрирани. Вето за позитрони се състои от два детектора: детектор за позитрони PVeto, поставен във вътрешността на магнита, съставен от 90 пластмасови сцинтилатора с обща дължина 1 m, и детектор за високоенергетични позитрони NEPVeto, поставен до изходния прозорец на снопа, състоящ се от 16 пластмасови сцинтилатора. От другата страна на PVeto е поставен идентичен детектор за електрони EVeto, състоящ се от 96 сцинтилатора. Той може да се използва за търсене на съвпадения с PVeto, сочещи към евентуални e^+e^- двойки, родени при разпад на Тъмен фотон до видими крайни състояния (уравнение 1.52).

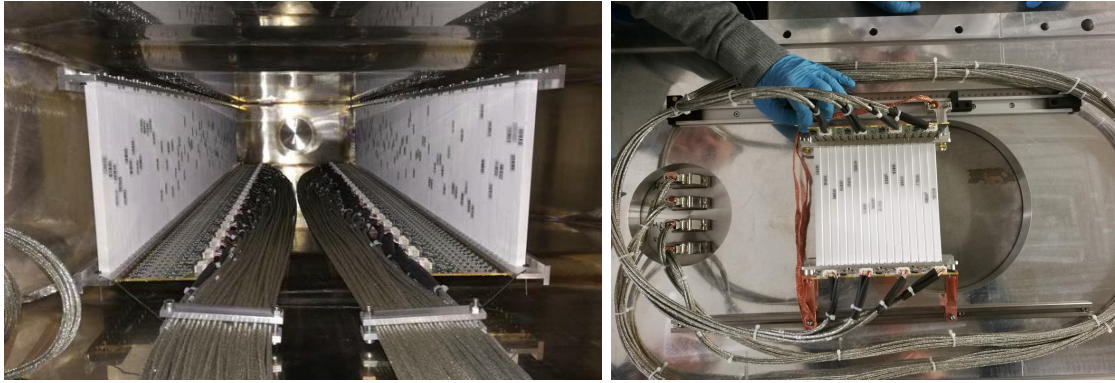
Размерът на използваните пластмасови сцинтилатори е $10 \times 10 \times 178 \text{ mm}^3$. Светлината от тях се отвежда посредством оптични отместващи дължината на вълната WLS BCF-92 влакна до силициеви фотоумножители SiPM Hamamatsu 13360. Изчитането на вето за високоенергетични позитрони става чрез SiPM-и и от двете страни на сцинтилаторите, докато при другите детектори е само от едната страна.

Снимка на детекторите е показана на Фигура 2.16.

Типична вълнова форма при преминаване на позитрони през PVeto е показана на Фигура 2.17. Разработени са два алгоритъма за реконструкция на сигналите, в зависимост от това дали във вълновата форма се търси един или множество сигнали. В случая на един сигнал, времето на настъпване се определя чрез интерполация спрямо две зададени стойности на амплитудата в предния фронт на сигнала $A_{\text{low}} = 10 \text{ mV}$ и $A_{\text{high}} = 20 \text{ mV}$. Пресмятат се съответно моментите от време

$$t_3 = i + \frac{A_{\text{low}} - A(i)}{A(i+1) - A(i)} \quad (2.17)$$

$$t_4 = i + \frac{A_{\text{high}} - A(i)}{A(i+1) - A(i)} \quad (2.18)$$



Фигура 2.16: Детекторите за заредени частици на PADME. **Вляво:** Детекторът за позитрони (от дясната страна) и детекторът за електрони (от лявата страна), поставени във вътрешността на магнита на PADME. **Вдясно:** Детекторът за високоенергетични позитрони. Той е поставен до изходния прозорец на снопа.

и крайният момент от време се екстрполира като

$$t_0 = \left[t_3 - (t_4 - t_3) \cdot \frac{A_{\text{low}}}{A_{\text{high}} - A_{\text{low}}} \right] \cdot t_{\text{bin}}, \quad (2.19)$$

където $t_{\text{bin}} = 1 \text{ ns}$ е ширината на един бин. Зарядът след това се пресмята чрез интегриране на вълновата форма в прозорец с фиксирана дължина, започващ от намереното начало на сигнала:

$$Q = \left[\sum_{i=i_0}^{i_0+i_{\text{max}}} \text{ADC}(i) \right] \cdot \frac{V_{\text{bin}} \cdot t_{\text{bin}}}{Z}, \quad (2.20)$$

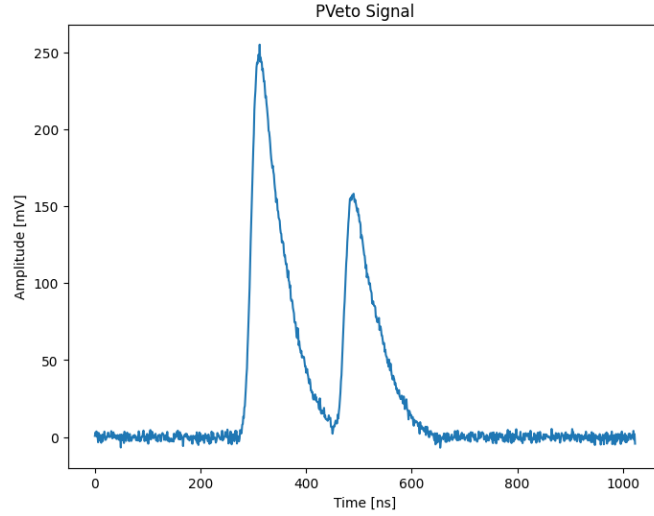
където $V_{\text{bin}} = 0.000244 \text{ V}$ напрежението върху един бин, а $Z = 50 \Omega$ е импедансът.

При метода за реконструкция на множество сигнали, във вълновата форма се определят местоположенията на всички пикове чрез вградения метод TSpectrum в ROOT. Записът се изглажда и местоположенията на пиковете се намират чрез пресмятане на втора производна на изгладения запис. Застъпващите се пикове се разделят чрез последователна деконволюция:

$$y_i^{(k+1)} = \frac{\tilde{S}_i}{\sum_j h_{i-j} \cdot y_j^{(k)}} \cdot y_i^{(k)}, \quad (2.21)$$

където \tilde{S} е вълновата форма, h е моделираната функция на отклик на детектора, y е деконволюираната вълнова форма, а k е поредността на итерацията. След като местоположенията на пиковете се локализируют, те се обявяват за времена на пристигане на сигналите, а енергията им се определя чрез калибровка на амплитудата им.

Заредените частици навлизат в детектора под голям ъгъл, съответно една частица преминава през няколко последователни сцинтилатора и индуцира сигнали във всички тях. За да се реконструират правилно преминалите частици, реконструиранияте сигнали се групират в обекти, наречени клъстери, като всеки клъстер се асоциира с преминала през детектора частица. Първият етап е обявяване на най-високоенергетичния използван до момента хит за основен. След това към него се



Фигура 2.17: Вълнова форма, записана от един от пластмасовите сцинтилатори на PVeto на PADME след изваждане на подложката и обръщане към положителни стойности. В рамките на събитието той е сработил два пъти в следствие на преминаването на позитрони през него, които са излъчили фотони в мишената чрез спиращо лъчение. В резултат са получени два сигнала.

добавят всички хитове, които са попаднали в детектора в рамките на $\Delta t_{\max} \leq 2$ ns спрямо него:

$$|t_i - t_{\text{seed}}| < \Delta t_{\max} \quad (2.22)$$

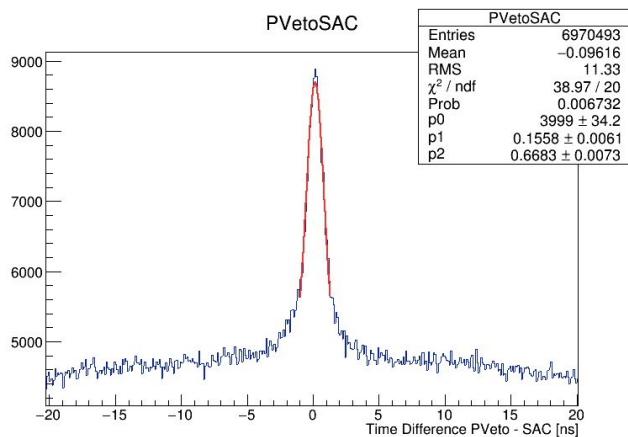
От тях към клъстера се добавят само тези, намиращи се на под 2 клетки разстояние от него. За енергия на клъстера се обявява сумарната енергия на всички хитове, които са добавени към него, а за време на настъпване се приема претегленото по енергия средно от времената на настъпване на всички добавени сигнали

$$E_{\text{cl}} = \sum_{i \in \text{cl}} E_i, \quad t_{\text{cl}} = \frac{\sum_i E_i t_i}{\sum_i E_i}. \quad (2.23)$$

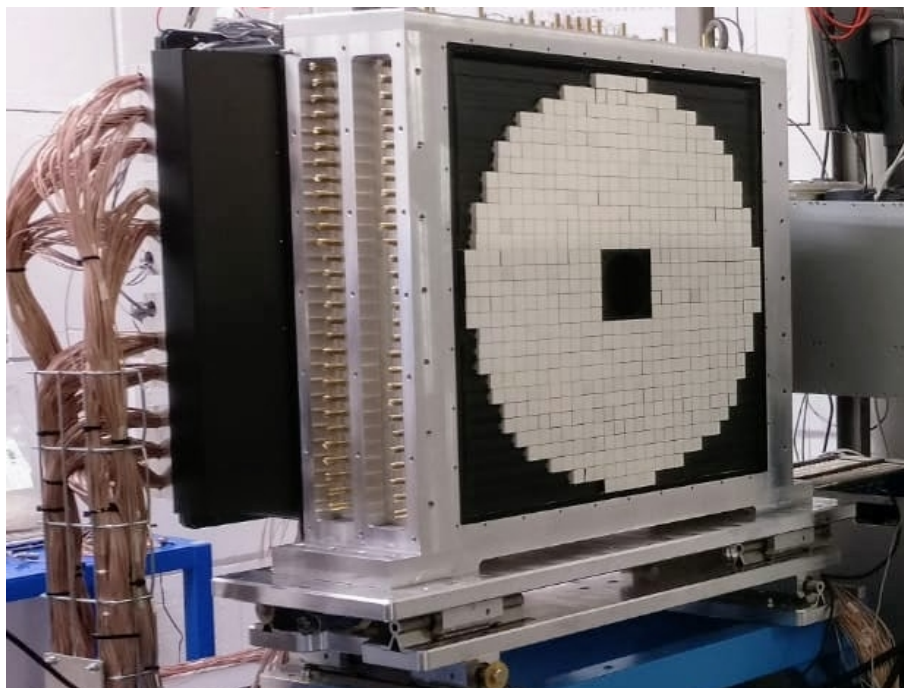
Калибровката по време е осъществена чрез съвпадане на клъстери в PVeto с фотони, регистрирани в SAC. Такива съвпадения се получават от събития на спиращо лъчение в мишената, които са описани подробно в Глава 4. Постигнатата разделителна способност по време е ~ 670 ps, както е демонстрирано на Фигура 2.18.

2.2.3 Електромагнитен калориметър

Електромагнитният калориметър ECal [143] играе централна роля в експеримента PADME, тъй като чрез него се регистрират фотоните (а след преустройството на експеримента и заредените частици), родени при взаимодействия в мишената. Той е показан на Фигура 2.19. Съставен е от 616 кристала от бисмутов германат (BGO), използвани преди това в калориметъра на експеримента L3 [144]. Размерът на кристалите е $2.1 \times 2.1 \times 23.0$ cm³, като те са продредени в цилиндрична форма с приблизителен радиус 29 cm. В централната област е оставен отвор с размери 5×5 кристала, зад който е разположен калориметърът за малки ъгли. Това е необходимо,



Фигура 2.18: Разлика във времената между клъстери в PVeto и фотони в SAC. Индикатор за времевата разделителна способност е стандартното отклонение на Гаусовото разпределение за централната област, което в случая е ~ 670 ps [142].



Фигура 2.19: Електромагнитният калориметър на PADME.

тъй като там попадат голямо количество спирачно излъчени фотони и е необходим детектор със способност за регистриране на голям брой частици в малък интервал от време. ECal е поставен на 3.54 m от мишената, което му осигурява ъглово покритие между 15.7 и 82.1 mrad.

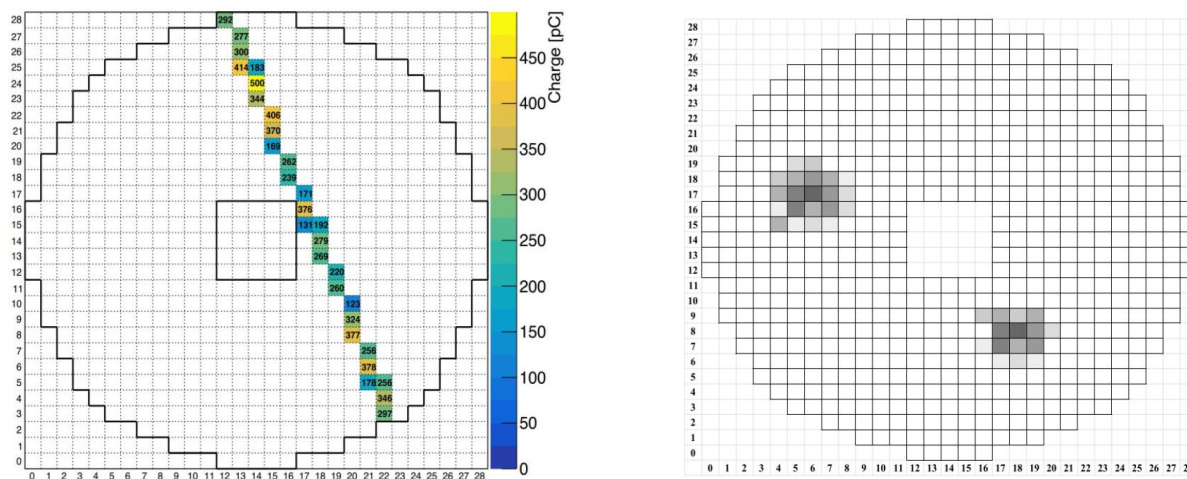
При достигането на фотон или електрон/позитрон до кристалите на калориметъра, частицата развива електромагнитна лавина, което води до активирането на група съседстващи си кристали. Един от основните параметри на електромагнитните лавини е радиусът на Молиер, който представлява радиуса на цилиндър, съдържащ 90 % от депозитаната от лавината енергия и е характеристичен за материала, от който са

съставени кристалите. BGO кристалите имат относително малък радиус на Молиер - 2.259 cm [145], сравним с ширината им, което ги прави подходящ избор за детектора на PADME и дава възможност за постигане на добро разграничаване на лавините, предизвикани от близко попаднали частици. Радиационната дължина (средното разстояние, за което енергията на електрон намалява e пъти) на BGO е 1.118 cm [145]. Със своята дължина от 23 cm, кристалите на калориметъра на PADME покриват над 20 радиационни дължини.

При сглобяването на детектора между отделните кристали е поставено фолио Tedlar© [146], като то служи както за изравняване на малките разлики в размерите на кристалите, така и за ограничаване на корелирания шум в съседните канали. За допълнителна оптична изолация, кристалите са покрити с три слоя дифузно отразяващ абоя с пигменти TiO_2 .

Кристалите са свързани с фотоумножители HZC XR1911 [147], чиято квантова ефективност в максимума на излъчване на BGO 480 nm е 21%. Изчитането на данните, формата на сигналите и алгоритмите за реконструкция на събитията са описани подробно в Глава 3. След въвеждането на детектора в експлоатация е установено, че 4 от кристалите не работят.

На Фигура 3.2 са показани два случая на активиране на кристалите на калориметъра при попадане на частици в него: преминаване на космичен мюон във вертикално направление, което активира последователна редица от кристали, показваща траекторията му, и два клъстера от активирани кристали при попадане на фотони, родени при взаимодействия в мишената.



Фигура 2.20: **Вляво:** поредица от активирани кристали на ECal при преминаване на космичен мюон през детектора. **Вдясно:** два клъстера от активирани кристали при попадане на фотони в калориметъра [143].

Калибровката на детектора е осъществена на два етапа. Преди монтирането му е направено изследване на индуцирания заряд в зависимост от високото напрежение с цел да се установят желаните стойности за работа. Осъществената по този начин калибровка е валидирана във втория етап след монтирането на калориметъра в експерименталната установка, когато е осъществена калибровка чрез регистриране на космични лъчи. Тя осигурява информация за поведението му при преминаване на

минимална йонизираща частица през него.

Първоначалната калибровка на кристалите е направена чрез ^{22}Na източник. Позитроните, излъчени от него раждат γ -кванти с енергия 511 keV при аниhilацията си. Кристалите са подредени в 5×5 матрици и източникът се мести последователно пред всеки от тях, като процесът се повтаря за 10 различни стойности на високото напрежение. В резултат за всички кристал еп олучена крива на натрупания заряд в заисимост от напрежението и е определена стойността му, при която стойността на усилването е 15.3 pC/MeV.

Друг източник на информация за енергията, който може да бъде използван за калибровка, е депозираната в кристалите енергия при преминаване на космични мюони през тях. За BGO е известно, че тази енергия е 9 MeV/cm [145], което дава депозирани 18.9 MeV в широките 2.1 cm кристали на калориметъра на PADME в случай, че мюонът преминава вертикално.

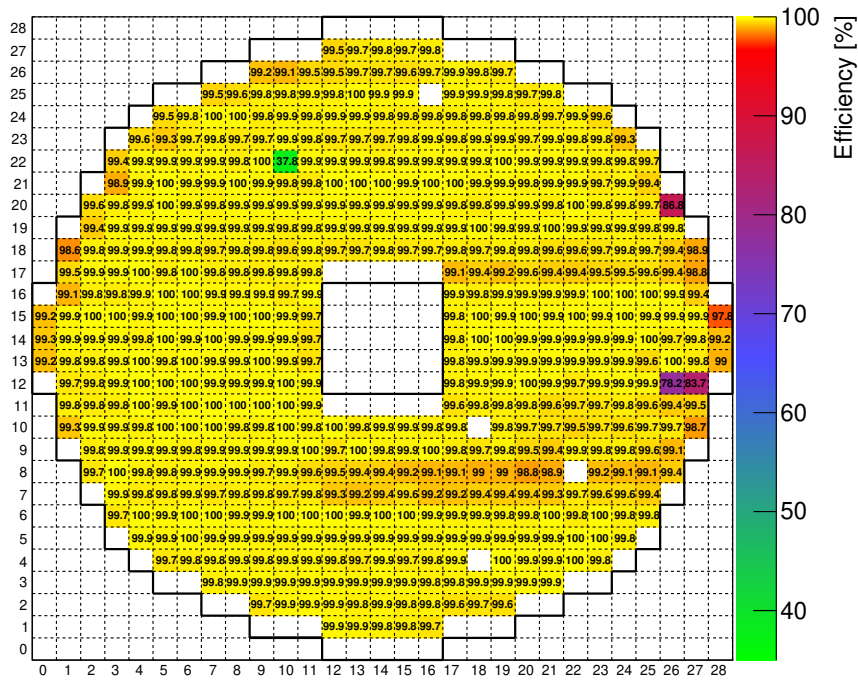
Калориметърът разполага с тригерна система за космични лъчи, съставена от две пластмасови сцинтиларзщи плоскости, поставени съответно от горната и долната му страна. Тя позволява запис на събитията, при които и двата сцинтилатора са активирани от частица, преминала през детектора (Фигура 2.20, вляво). За калибровка са използвани тези събития, при които частицата преминава вертикално през детектора, условието за което е три кристала в една и съща колона да са активирани. Необходимо е също така да няма други активирани кристали на съответните на тези три кристала редове. Ако това е удовлетворено, събитието се използва за калибровка на централния кристал от тройката. Тя се осъществява чрез построяване на разпределение на натрупания заряд от подбраните събития за всеки кристал. То се описва с разпределение на Ландау, максимумът на което се отнася към енергия от 18.9 MeV. Този метод на калибровка е използван отново по-късно и за калибриране на разработените машинно обучени алгоритми за реконструкция на сигналите в калориметъра (Глава 3, секция 3.5).

Данните от космичните лъчи са използвани не само за калибровка и преминаване от заряд към енергия, но и за определяне ефективността за регистрация на събития от кристалите. За целта отново се използват подбраните тройки, като се пресмята отношението на броя събития, при които само горният и долният кристал са активирани към броя събития, при които са активирани и трите. Това позволява определянето на ефективността на 544 от кристалите, тъй като методът е неприложим за 68-те от тях, разположени по краищата на детектора, както и за 4-те неработещи кристала. Получената карта на ефективността е показана на Фигура 2.21. Голяма част от кристалите показват ефективност от над 97%.

Разделителната способност на детектора е определена отново при изследването на кристалите в прототипен режим с 5×5 конфигурация. Тя е установена чрез осъществяване на тестово набиране на данни със сноп от един позитрон с различни стойности на енергията. Полученият резултат [148] е

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.0\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus \frac{0.003\%}{E[\text{GeV}]} \oplus 1.1\%. \quad (2.24)$$

Този резултат е подобрен след монтирането на детектора, както показва изследването с тестов набор на данни при енергия на позитронния сноп 490 MeV. Получена е разделителна способност от $2.62 \pm 0.05\%$.



Фигура 2.21: Ефективност за регистрация на събития от кристалите на ECal, получена чрез изследване на преминали космични мюони [143].

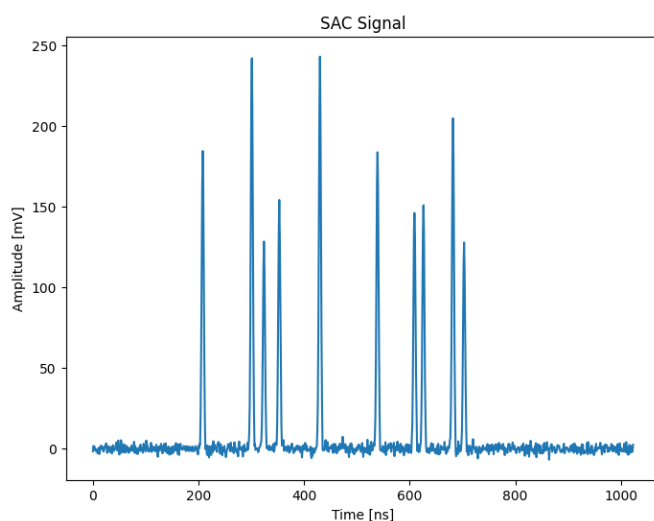
2.2.4 Калориметър за малки ъгли

Както е споменато в предишната секция, в центъра на електромагнитния калориметър е оставен отвор с размера на 5×5 кристала. Зад този отвор е разположен калориметърът за малки ъгли SAC [149]. Той е необходим, тъй като в този централен регион попадат повечето фотони, излъчени при спирано лъчение на позитроните от снопа в мишената, един от основните фонове процеси в експеримента. За да бъдат регистрирани те ефективно, е необходим детектор, предоставящ бързо разпадащи се сигнали, който да може да се справи с натрупването на много едновременно навлезни частици. SAC е съставен от 25 кристала от PbF_2 , всеки с размери $30 \times 30 \times 140 \text{ mm}^3$, свързани с Hamamatsu R13478UV [150] фотоумножители. Разположението му позволява ъглово покритие в областта $[0, 18.9] \text{ mrad}$. PbF_2 има висок показател на пречуване $n = 1.8$ [145], което го прави подходяща среда за Черенковско излъчване, резултиращо в бързи сигнали и позволяващо постигане на добра времева разделителна способност. Пример за събитие, при което в един от кристалите са попаднали множество последователни фотони, е показан на Фигура 2.22.

Материалът за кристалите е избран и по малкия радиус на Молиер $R_M = 2.12 \text{ cm}$ и късата радиационна дължина $\chi_0 = 0.93 \text{ cm}$ [145], които има. Развиващите се лавини са по-компактни, което позволява ефективното регистриране на по-голям брой събития.

Реконструкцията на сигналите се осъществява като времената на настъпване отново се определят чрез TSppectrum функцията на ROOT, по метода, описан в секция 2.2.2. Зарядът след това се интегрира по уравнение 2.20 в прозорец с ширина $i_{max} = 80$ и от получената стойност се пресмята енергията.

Калибровката и изследването на отклика и разделителната способност на детек-



Фигура 2.22: Вълнова форма, записана в един от каналите на SAC на PADME. В рамките на събитието в него са записани сигнали от 10 фотона.

тора е осъществено с целенасочен тестов набор на данни. За определяне разделителната способност по енергии е използвано разпределението на натрупания заряд в зависимост от енергията при сноп с една частица във всеки бънч. Получена е стойност 10% при енергия на снопа 550 MeV. Разделителната способност по време отново е оценена чрез набор на данни с една частица в бънч. Сигналите са реконструирани по описания метод и са построени разпределенията на разликата в получените времена на настъпване. По ширината на получените Гаусови фитове е получена разделителна способност под 200 ps.

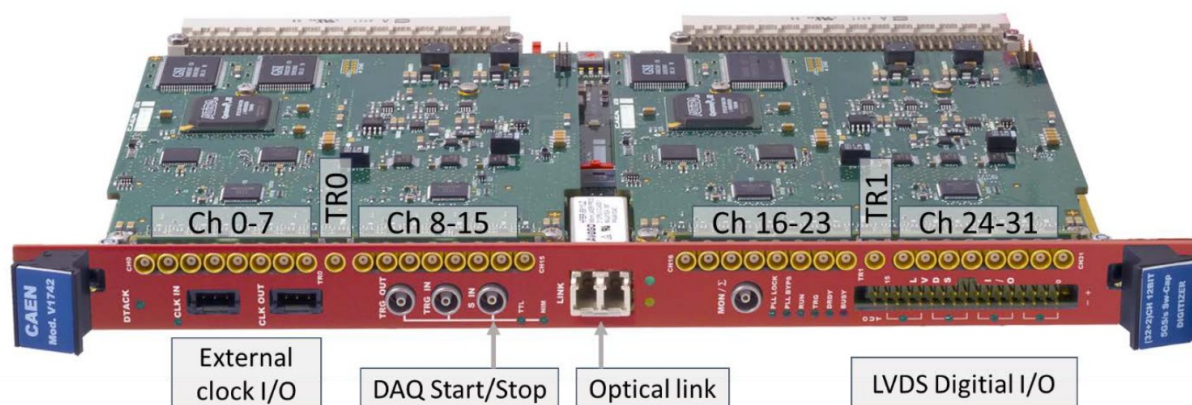
2.2.5 Набор на данни и управление на експеримента

Системата за набор на данни на PADME е базирана на 29 броя аналогово-цифрови модули CAEN V1742 [151, 152] като показания на Фигура 2.23. Всеки от тях разполага с 32 аналогови и два тригерни канала, като разпределението на използваните канали от отделните детектори е показано в Таблица 2.1. Модулите използват DSR4 чип с редица от 1024 кондензаторни клетки, което задава дължината на записаните вълнови форми. Честотата на записване може да бъде 750 MS/s, 1 GS/s, 2.5 GS/s и 5 GS/s, като за отделните детектори е подбрана различна стойност в зависимост от бързината на сигналите, както се вижда отново в Таблица 2.1.

АЦП модулите са свързани със системата за разпределение на тригера на PADME. Записването на вълновите форми е базирано на тригерен сигнал, който може да бъде отключен както от снопа чрез сигнал, подаден от BTF, така и от тригера за космични лъчи, описан в секция 2.2.3 или от софтуерен/случаен тригер.

Наборът на данни се осъществява на два етапа, осначени като Ниво 0 и Ниво 1. Схема на Ниво 0 е представена на Фигура 2.24. След получаване на общ тригерен сигнал, той се разпределя към тригерните канали на отделните модули. Сигналите от всеки от модулите се изчитат с индивидуален процес чрез опрична връзка със сървъра и се запазват във временни файлове.

На Ниво 1 информацията от отделните модули се групира според номера на три-



Фигура 2.23: Аналогово-цифров модул CAEN V1742, разполагащ с 32 аналогови и 2 тригерни канала.

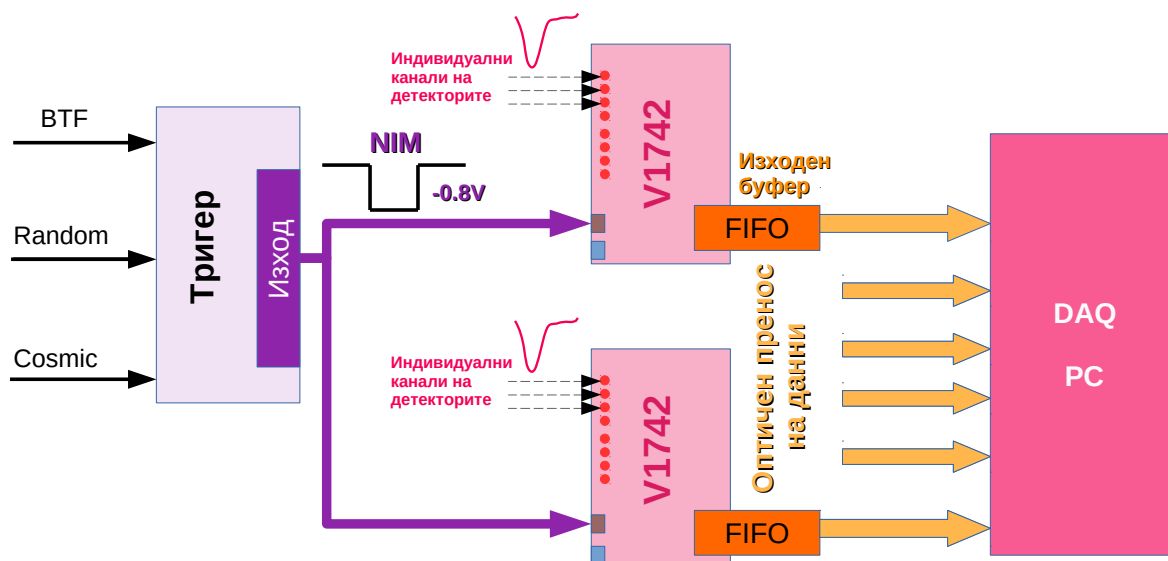
Таблица 2.1: Разпределение на каналите, използвани от различните детектори в системата за набор на данни на PADME.

Детектор	Брой канали	Честота на семплиране
Активна мишена	32	???
Електромагнитен калориметър	616	1 GS/s
Калориметър за малки ъгли	25	2.5 GS/s
Детектори за заредени частици	224	2.5 GS/s
Общо	897	

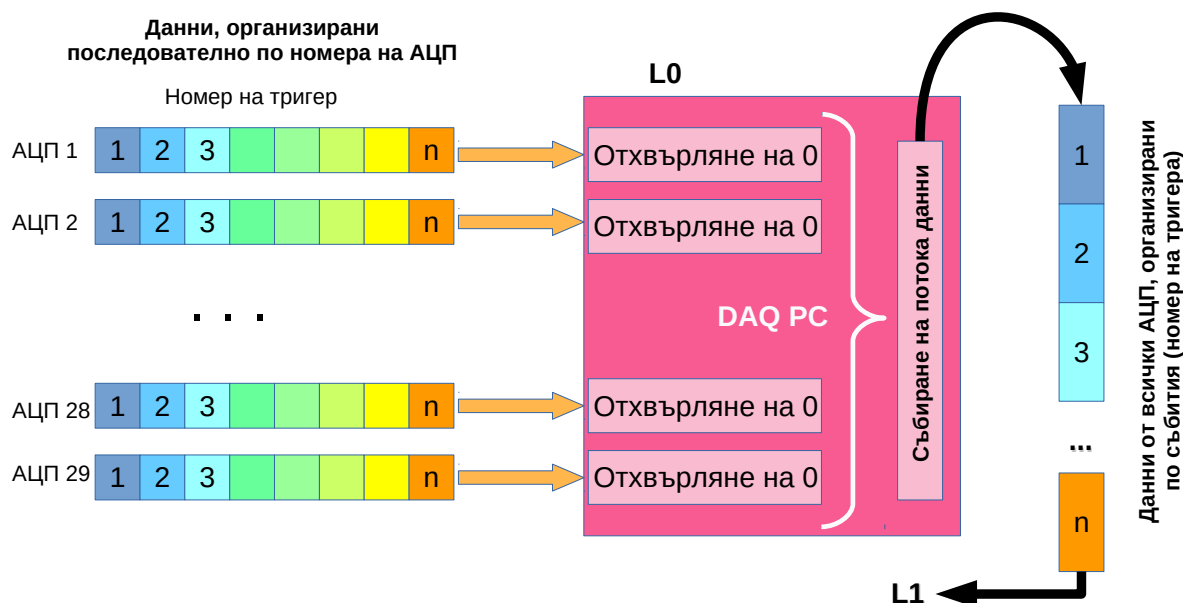
гера в структури, наречени събития. Всяко събитие съдържа в себе си съответните вълнови форми, записани от всички детектори. Събитията се записват в ROOT базирани файлове заедно с всичката необходима допълнителна информация за тях, като в един файл се записват 1000 последователни събития. Схема на Хиво 0 и Ниво 1, показваща последователността на преминаване от детекторно-ориентирана към събитийно-ориентирана структура на записаните данни е представена на Фигура 2.25.

Записаните първични необработени данни за сигналите в детекторите се преобразуват в информация за физичните процеси, които са протекли и участващите в тях частици чрез софтуерната рамка за реконструкция PadmeReco. За всяко събитие, от записите на вълновите форми в отделните детектори се извличат параметрите на частиците, попаднали в тях. Това се прави на два етапа: реконструкция на сигнали в отделните канали и последващо групиране в клъстери, които се асоциират с частици. Схема на процеса е показана на Фигура 2.26.

Описаните в предходните секции процедури за реконструиране на сигналите от вълновите форми във всеки от детекторите се прилагат в първия етап (на фигурата в жълто). Получените времена и амплитуди на сигналите след това се коригират според индивидуалните калибровки и групират в клъстери (на фигурата в зелено). Пресмятат се времената и енергиите за целите клъстери и така те се асоциират с физични обекти - фотони или заредени частици.



Фигура 2.24: Ниво 0 от процеса по запазване на данните, резултиращ в данни, организирани по детектори. Тригерният сигнал е общ и се разпределя към АЦП модулите. Информацията се записва в отделен временен файл за всеки от модулите.



Фигура 2.25: Последователност на записа на данните в PADME. На Ниво 0 данните са временно записани в детекторно-ориентирана структура, а на Ниво 1 данните от отделните детектори се сливат и подреждат в събития.

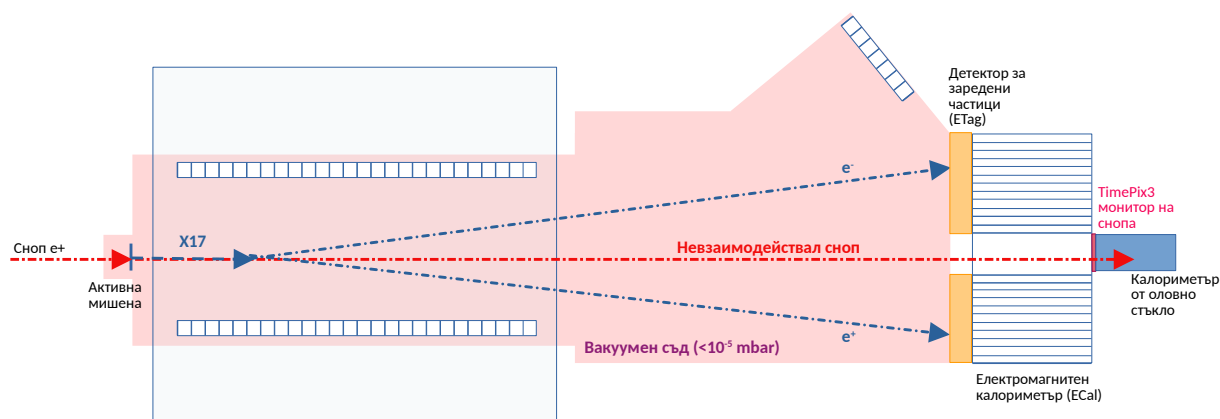
2.3 Преустройство на експеримента за търсене на резонансно раждане на X17

След провеждането на две успешни кампании за набор на данни през 2019 и 2020 г., експерименталната установка на PADME е преустроена за търсене на резо-



Фигура 2.26: Обща схема на процеса на реконструкция на данните в експеримента PADME. От първичните необработени вълнови форми за всеки канал на отделните детектори се извличат времената на пристигане на сигналите и тяхната енергия. Тези сигнали след това се групират в клъстери, които дават момента на пристигане и енергията на частицата в детектора.

нансно раждане на хипотетичната частица X17, описана в Глава 1, секция 1.3.2, и поседващия ѝ разпад на e^+e^- двойка. Методът на търсене и получените до момента резултати са разгледани в Глава 4.



Фигура 2.27: Установка на експеримента PADME за търсене на резонансно раждане на X17 в рамките на Run III.

Схема на установката, използвана в Run III на PADME е показана на Фигура 2.27. Тъй като основната стратегия на тази кампания за набор на данни е регистрирането на крайните състояния от разпада на X17, диполният магнит на експеримента

е изключен. Това премахва закривяването на заредените частици в обема на експеримента и e^+e^- двойките, родени при взаимодействия в мишената, могат да бъдат регистрирани от ECal.

Пред електромагнитния калориметър е поставен ходоскоп за заредени частици ETag. Неговата роля е да даде възможност за отделяне на e^+e^- двойките от двойките фотони, получени при аниhilация на позитроните в мишената. Той е съставен от 12 хоризонтално ориентирани пластмасови BC-408 [153] сцинтилационни плоскости с размери $660 \times 44 \text{ mm}^2$ и 6 по-къси с размери $265 \times 44 \text{ mm}^2$ от двете страни на отвора в центъра.

Тъй като по време на Run III експериментът работи без магнитно поле, невзаимодействащият сноп не се отклонява към изходния прозорец, а преминава през централния отвор на калориметъра. За да може параметрите му да бъдат следени, калориметърът за малки ъгли е премахнат и на негово място е поставена система за мониторинг на снопа. Тя се състои от два детектора: първо на пътя на снопа е поставен TimePix3 детекторът, който в предходната кампания за набор на данни е поставен на изходния прозорец за снопа; зад него е поставен блок от оловно стъкло, в който снопът губи цялата си енергия.

TimePix3 детекторът [154] представлява матрица от 6×2 силициеви чипа [155], всеки съставен от 256×256 пиксела с размери $55 \times 55 \mu\text{m}^2$. Общата площ на сензорите е $28 \times 84 \text{ mm}^2$. Детекторът позволява определяне на положението на центъра на снопа в X и Y направленията, като това се осъществява чрез фитиране на профила му с Гаусова функция или по метода на определяне на центъра на масите $x_{\text{COG}} = \frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i}$; $y_{\text{COG}} = \frac{\sum_i E_i y_i}{\sum_i E_i}$, като съответно и за двата метода се определя ширината на снопа.

Зад TimePix3 детектора е поставен блок от оловно стъкло SF57, преди това използван на експеримента OPAL в CERN [156], свързан с фотоумножител Hamamatsu R2238. Оловното стъкло поглъща снопа напълно и служи като калориметър за определяне на депозираната енергия, чрез която се определя броят позитрони.

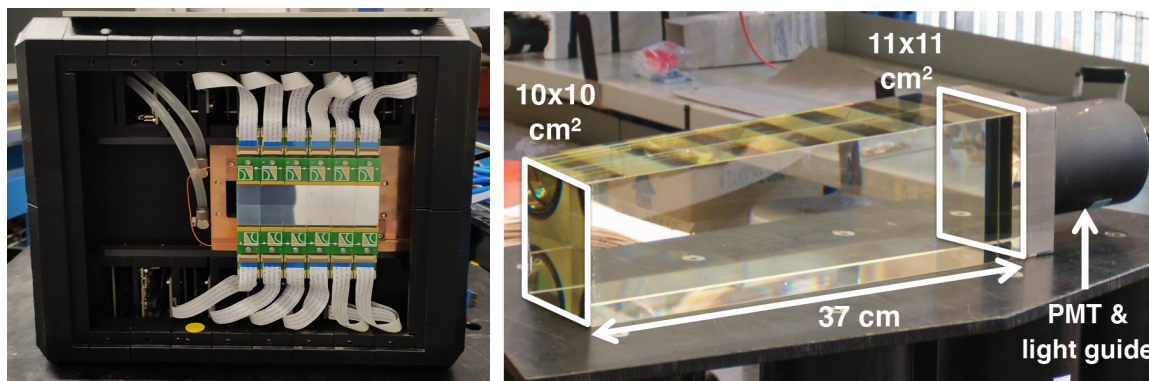
На Фигура 2.28 са показани снимки на двата детектора.

2.4 Подобрена установка за търсене на X17

След осъществяването на Run III и обработката и анализа на данните, установката на PADME е допълнително подобрена за провеждането на Run IV. Той е посветен на проверка на резултатите от Run III в търсене на X17. Освен оптимизацията на установката, Run IV разчита и на набирането на по-голяма статистика за потвърждаване или отхвърляне на резултатите от Run III.

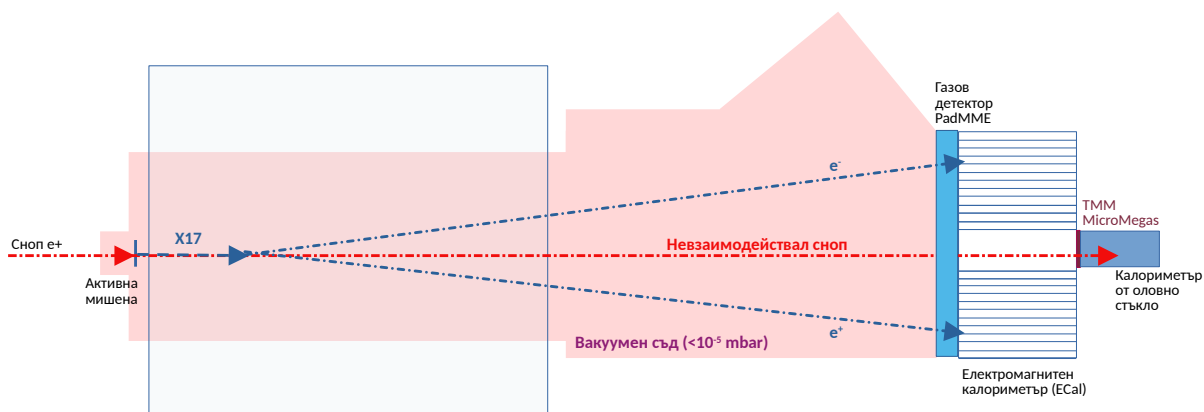
Схема на подобрената установка е показана на Фигура 2.29. Диамантената мишена е преместена с 30 cm по оста z , по-близо до ECal, като благодарение на това геометричната ефективност за регистриране е подобрена. Вето детекторите за заредени частици са напълно премахнати и е подсигурано пълното зануляване на магнитното поле с цел да се избегнат ефектите от наличието на минимално остатъчно поле, отчетени при Run III.

За да се коригират радиационно индуцираните загуби на оловното стъкло поради голямата поглъната доза, встрани от линията на снопа е поставен втори аналогичен



Фигура 2.28: Система за мониторинг на снопа през третата кампания по набор на данни (Run III) на PADME. **Вляво:** TimePix3 пикселен детектор, чрез който се определят X и Y координатите на центъра на снопа, както и ширината му в двете направления. **Вдясно:** Калориметърът от оловно стъкло, поставен в далечния край на експеримента. Той поглъща снопа и чрез депозираната енергия се определя броят частици във всеки бънч.

детектор, който се тригерира от LED пулсер. Така се осъществява моментна онлайн калибровка на отклика на оловното стъкло. Основното подобрение на установката



Фигура 2.29: Установка на експеримента PADME за търсене на резонансно раждане на X17 в рамките на Run IV.

се състои в поставянето на газов треков детектор за заредени частици - PadMME MicroMegas [157] камера пред ECal на мястото на ETag. Тя използва газова смес $Ar : CF_4 : (C_4H_{10})$ в съотношение (88 : 10 : 2). Поради това, че през центъра ѝ преминава невзаимодействащия сноп, камерата е разделена радиално на три региона с различно приложено напрежение. Така се постига оптимално усилване при различните интензивности на преминаващи частици през различните ѝ части. Камерата предоставя възможност за отделяне на двойките заредени частици от двойките фотони, които иначе произвеждат събития с еднаква топология в ECal. Това отваря възможност за изследване на по-чувствителни стратегии за анализ. В допълнение, тя се използва за онлайн и офлайн следене параметрите на снопа, който преминава през централната ѝ част.

За Run IV Timerix детекторът е заменен с по-малка камера, използваща същата газова смес - ТММ MicroMegas. Тя разполага едновременно с по-голяма активна площ и по-малко пасивен материал в сравнение с предшественика си и предоставя информация за позицията и формата на снопа.

2.5 Осъществени кампании за набор на данни

В таблица 2.2 е представено обобщение на набраните до момента данни с PADME, основната цел на набора и участващите детектори.

Таблица 2.2: Обобщение на проведените кампании за набор на данни в PADME

	Run I	Run II	Run III	Run IV
Период	10/2018 - 07/2019	07/2020 - 12/2020	07/2022 - 12/2022	06/2025 - 11/2025
Набрани позитрони $NPoT$	$\sim 7 \times 10^{12}$	$\sim 5 \times 10^{12}$	$\sim 1.0 \times 10^{10}$	$\sim 3.6 \times 10^{11}$
Задача	Въвеждане в експлоатация, калибровка и анализ на работата на детекторите	Търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон	Търсене на резонансно раждане на X17	Търсене на резонансно раждане на X17
Участващи детектори	Мишена, вето, ECal, SAC, TimePix	Мишена, вето, ECal, SAC, TimePix	Мишена, ETag, ECal, TimePix, оловно стъкло	Мишена, PadMMe, ECal, ТММ, оловно стъкло
Магнитно поле	да	да	не	не (напълно премахнато)
Енергия на снопа	545 MeV (вторичен) и 490 MeV (първичен)	430 MeV	263 - 299 MeV (scan)	269 - 295 MeV (scan)
Интензивност на снопа (PoT/bunch)	различна	$2.5 - 3 \times 10^4$	$2 - 3 \times 10^3$	$2 - 3 \times 10^3$

Глава 3

Изследване на отклика на електромагнитния калориметър на PADME

Електромагнитният калориметър е основният детектор в PADME, който регистрира продуктите от аниhilацията в мишената. При големи интензивности на снопа в него попадат голям брой частици за кратки интервали от време, поради което е необходимо за реконструкцията на данните да се използват алгоритми с добра разделителна способност по време.

Обучението на невронни мрежи дава добра възможност за разработване на иновативни методи за обработка на сигнали. Различните алгоритми могат да решават голям набор от задачи - да разпределят данните в различни категории (класификация) или да установяват конкретни числени параметри (регресия). И двата типа задачи изискват обучение върху данни, за които търсените стойности и характеристики са предварително известни, което налага разработването на симулации, произвеждащо сетове от събития с различен обем и различни особености.

За обработка на сигналите от отделните кристали на ECal са разработени поредица от машинно обучени алгоритми - невронни мрежи, съставени от различни слоеве. Изучен е откликът на калориметъра, благодарение на което са разработени достоверни симулации на вълновите форми, използвани за обучението на мрежите. Всеки разработен модел съдържа входен слой X - единичен обект от подадения на алгоритъма набор от данни, определен брой L скрити слоеве и изходен слой Y , съдържащ търсената от алгоритъма информация. Връзката между изхода и входа на невронната мрежа може да се изрази като

$$\hat{y} = f^{(L)}(W^{(L)} f^{(L-1)}(\dots f^{(1)}(W^{(1)}x) \dots)) \quad (3.1)$$

В днешно време се разработват различни видове невронни мрежи, като типът им се определя от скритите слоеве, следователно от вида на функциите f в уравнение 3.1 използвани при конструирането на модела. Всеки слой съдържа набор от възли (неврони), като стойностите им се определят посредством свързване чрез математически операции с възлите на предходния слой, като на всяка връзка се начислява определено тегло W . Финалният вид на изхода на всеки слой се формира чрез прекарване на пресметнатите стойности през активационна функция. За различните задачи са подходящи различни функции, като някои основни примери са :

- ReLU, която е стандартната функция, използвана при всички видове скрити слоеве:

$$f(x) = \max(0, x); \quad (3.2)$$

- Сигмоид, при която възможните стойности са $[0, 1]$ и се използва в случаи на двоична класификация или регресии, при които се правят предсказания за вероятности:

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}}; \quad (3.3)$$

- Softmax, даваща разпределението на вероятността при класификация в K на брой класове:

$$f(x_i) = \frac{e^{x_i}}{\sum_{j=1}^K e^{x_j}}; \quad (3.4)$$

- Tanh (хиперболичен тангенс), при която възможните стойности са $[-1, 1]$ и се използва при мрежи за обработка на текст или времеви редове:

$$f(x) = \tanh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} \quad (3.5)$$

Процесът по трениране на невронните мрежи представлява последователно прилагане на модела множество пъти, като между всяко повторение (епоха) се променят теглата W , като целта е да се установи възможно най-добрата връзка между входа и изхода. Това се оценява чрез функцията на загубата, която следи разликата между желания изход и предсказанието на модела, като при успешното трениране се постига възможно най-малка загуба. Видът на функцията отново се подбира според задачата на модела, като при регресия най-често се следи средно-квадратичната грешка на предсказаната стойност \hat{y}_i и търсената стойност y_i

$$\mathcal{L} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2, \quad (3.6)$$

а при категоризация се използва крос-ентропична функция

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^K y_{ik} \log(\hat{y}_{ik}), \quad (3.7)$$

където \hat{y}_{ik} е предсказаната вероятност за принадлежност към категорията k , а $y_{ik} \in \{0, 1\}$ показва дали наистина това е търсената категория.

Разработените невронни мрежи са тествани върху статистически независим набор от симулирани данни, след което са въведени в софтуерната рамка на експеримента и резултатите от прилагането им са сравнени с другите разработени методи на реконструкция.

Важен аспект от разработването на машинно обучените алгоритми е интерпретацията им и получаването на обяснение на предсказаните стойности, които те дават. Разработват се различни процедури за изследване чувствителността на невронните мрежи, като повечето от тях се основават на разглеждане на промяната в резултата

от модела при модифициране на подадените на входа данни. Симулираните сигнали от кристалите на ECal са подложени на няколко различни такива проверки, като резултатът от тях дава основа за допълнително усъвършенстване на алгоритмите.

За разработката, обучението и тестването на невронните мрежи е осъществено на езика Python [158] използвана софтуерната рамка TensorFlow [159] с библиотеката Keras [160]. За визуализация на резултатите е използвана библиотеката matplotlib [161], а схемите на еволюцията на архитектурата са конструирани чрез Keras Visualizer [162].

3.1 Функция на отклик на калориметъра

Формата на сигналите в отделните канали на калориметъра, получени след оцифроването, зависи от процеса на изчитането им, както и от характеристиките на материала. Времето за достигане на максимума е около 10 ns. Изсветването на BGO може да се моделира като сума от две компоненти: една бърза τ_f , отговаряща за флуоресценцията, и една бавна τ_s , отговаряща за фосфоресценцията [163]:

$$N = Ae^{-\frac{t}{\tau_f}} + Be^{-\frac{t}{\tau_s}}. \quad (3.8)$$

Типичните стойности за BGO са $\tau_f = 60$ ns и $\tau_s = 300$ ns, като сумарното време за изсветване следователно е около 300 ns.

Преди да се пристъпи към определяне на времето и енергията на отделните сигнали, записаните събития преминават през първично обработване. Потискането на събитията, съдържащи само шум, се прави чрез пресмятане на средноквадратичната стойност $RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (s_i - \bar{s})^2}$ и пропускането само на събития с над определена стойност. Следва премахване на подложката, за пресмятането на която се усредняват стойностите на първите 100 семпъла. След това получената стойност P се вади от всяка позиция s_i , като се взема абсолютната стойност, за да се разглеждат сигналите като положителни.

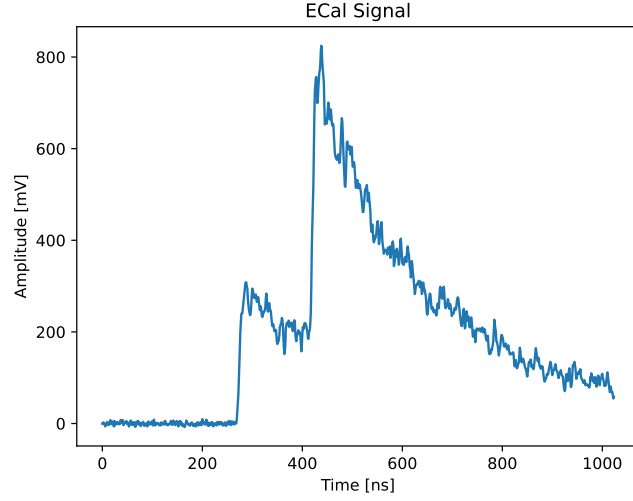
$$V_i = \frac{-s_i + P}{4096} \cdot 1000, \quad (3.9)$$

където резултатът V_i е в mV.

Запис на вълнова форма в един от кристалите на калориметъра след такава първична обработка е показан на Фигура 3.1. Дължината на записа е 1024 семпъла и тъй като честотата на оцифроване е 1 GS/s, това дава продължителност на едно събитие от около 1 μ s, а всяка записана стойност отговаря на около 1 ns.

3.2 Реконструкция на сигналите

Реконструкцията на сигналите в отделните кристали превръща вълновите форми в отделни постъпвания на заредени частици, характеризирани с време на настъпване и енергия. Времето на настъпване на сигнала се определя по мястото, където вълновата форма е най-стръмна. За целта първо сигналът се изглажда, за да се избегне



Фигура 3.1: Вълнова форма, записана от един от кристалите на електромагнитния калориметър на PADME. В рамките на събитието кристалът е сработил два пъти в следствие на попадането на заредена частица в него и в резултат са получени два насложени един върху друг сигнала.

влиянието на шума, като всеки 5 стойности се усредняват:

$$\tilde{s}_i = \frac{1}{n} \sum_{k=i-2}^{i+2} s_k. \quad (3.10)$$

След това се пресмята предварителната стойност на производната на получената функция:

$$\frac{ds}{dt} \approx -(\tilde{s}_i - \tilde{s}_{i-d}), \quad (3.11)$$

като ширината на стъпката d е 10 семпъла. Позицията i , за която е получена максимална стойност на производната, се обявява за време на настъпване на сигнала.

Енергията на сигнала се определя чрез интегриране на целия сигнал, за да бъде получен зарядът в pC:

$$Q = \sum V_i \cdot \frac{10^{-3}}{R} \cdot (\Delta t \cdot 10^{-9}) \cdot 10^{12}, \quad (3.12)$$

където $R = 50 \Omega$ е импедансът на дигитайзера. Полученият заряд се преобразува в енергия като $E = Q/15$ [143].

Следва групиране на всички сигнали, създадени от една и съща лавина в детектора в клъстери. За целта се намира най-високоенергетичният неизползван до момента сигнал, който се обявява за seed. Към клъстера се добавят всички сигнали в 5×5 прозорец, центриран на seed сигнала:

$$|i_X^{(s)} - i_X^{(c)}| \leq \Delta_{\text{cell}}^{\text{max}} \quad \text{и} \quad |i_Y^{(s)} - i_Y^{(c)}| \leq \Delta_{\text{cell}}^{\text{max}}, \quad (3.13)$$

където

$$i_X = \left\lfloor \frac{\text{ChID}}{100} \right\rfloor, \quad i_Y = \text{ChID} \bmod 100 \quad (3.14)$$

за съответния сигнал, а $\Delta_{\text{cell}}^{\text{max}} = 2$. Проверяват се времената на пристигане на добавените съседни сигнали, като се поставя условието

$$|t_i - t_{\text{seed}}| < \Delta t_{\text{max}} = 1 \text{ ns.} \quad (3.15)$$

Пълната енергия на клъстера се определя като сума от енергиите на всички хитове, удовлетворяващи това условие:

$$E_{\text{cl}} = \sum_{i=1}^N E_i, \quad (3.16)$$

а за време и позиция на клъстера се обявяват претеглените по енергия времена и позиции на хитовете, участващи в него:

$$t_{\text{cl}} = \frac{\sum_{i=1}^N E_i t_i}{E_{\text{cl}}}; \quad X_{\text{cl}} = \frac{\sum_{i=1}^N E_i X_i}{E_{\text{cl}}}, \quad Y_{\text{cl}} = \frac{\sum_{i=1}^N E_i Y_i}{E_{\text{cl}}}. \quad (3.17)$$

3.3 Симулация на сигнали

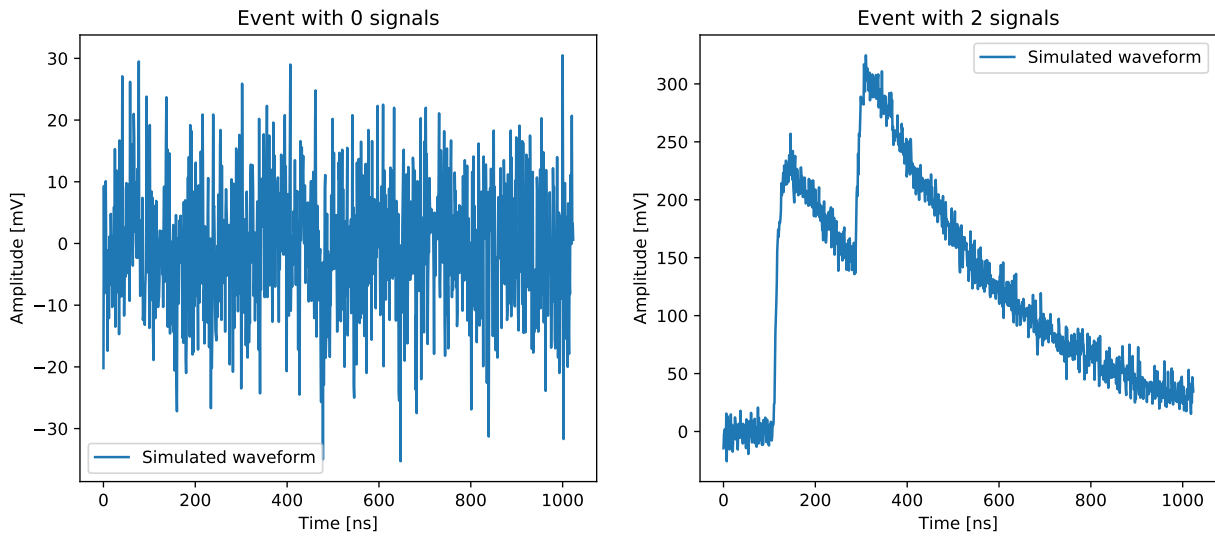
За да бъде разработен машинно обучен алгоритъм за реконструкция на сигналите е необходимо да бъде симулиран голям набор от данни, за които желаните стойности са предварително известни. За форма на сигналите е използвана функцията

$$A(t) = A_0 \left(e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau_1}} - e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau_2}} \right) = A_0 e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau_1}} \left(1 - e^{-(t-t_0)\left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_1}\right)} \right), \quad t \geq t_0, \quad (3.18)$$

където t_0 е времето на настъпване на сигнала, $\tau_1 = 300 \text{ ns}$ е времето на намаляване на сигнала, $\tau_2 = 10 \text{ ns}$ е времето на нарастване, а A_0 е амплитудата му [2]. За обучение на алгоритмите са използвани набори от по 100 000 събития с продължителност 1024 ns. Всяко събитие съдържа случаен брой сигнали, всеки от които със случайно зададени параметри, като t_0 следва равномерно разпределение в интервала $[100, 400] \text{ ns}$, а A_0 следва Гаусово разпределение със средна стойност и стандартно отклонение 200 mV. Добавен е Гаусов шум със средна стойност 10 mV. Максималният брой възможни сигнали е 4, като са възможни и събития с 0 сигнала, които съдържат само шум. Примерни събития са показани на Фигура 3.2.

3.4 Конволюционни невронни мрежи за реконструкция на сигнали

Вълновите форми на събитията могат да се разглеждат като класически случай на обработка на времеви редове. Машинното обучение, и в частност конволюционните невронни мрежи се използват широко за такъв тип задачи. Първоначално използването на конволюция в машинно обучени алгоритми е въведено при компютърното зрение и обработката на изображения за локализиране на конкретни структури [164]. Конволюционните операции бързо намират приложение при обработката на едномерни данни като времеви редове, където разпознаването на мотиви също играе съществена роля. Наслагването на конволюционни слоеве с различна големина



Фигура 3.2: Симулирани събития от ECal. **Вляво:** Събитие без сигнали от заредени частици. **Вдясно:** Събитие с два сигнала [2].

на прозореца позволява идентифицирането на характеристики на различни мащаби и поради тази причина тези алгоритми се използват успешно както в задачи за класификация [165, 166], така при регресия [167].

Първата невронна мрежа, разработена за целите на PADME, е класификатор, който разделя събитията по категории в зависимост от броя сигнали в тях. За целта е тренирана невронна мрежа, използваща комбинация от конволюционен и напълно свързани слоеве [2].

Конволюционните слоеве представляват последователно преместване на прозорец от тегла върху входните данни, като изходът от тях се формира чрез конволюция на входните стойности с теглата. Дефинират се чрез броя филтри, които ще бъдат приложени и с ширината на прозореца, като всеки филтър отговаря за идентифицирането на дадена характеристика във входните данни. Изходът след прилагането на конволюционен слой се формира като

$$m_j^{(f)} = \sigma_{\text{conv}} \left(\sum_{u=0}^{k-1} w_u^{(f)} x_{i+u} + b^{(f)} \right) \quad (3.19)$$

$$M^{(f)} = m_1^{(f)}, m_2^{(f)}, m_3^{(f)}, \dots, m_{c_2}^{(f)},$$

където $m_j^{(f)}$ е резултантната стойност от прилагането на филтър f позиция j ; x_i е стойността на позиция на входа i , $i \in \{0, 1024\}$ за първия слой; $w_u^{(f)}$ е u -тото тегло на конволюционното ядро на филтър f ; k е големината на ядрото; $b^{(f)}$ е подложката на филтър f ; σ_{conv} е активационната функция, през която се прекарва изходът. В случая е използвана функция ReLU: $\text{ReLU}(x) = \max(0, x)$; $M^{(f)}$ представлява финалния изход, генериран от филтъра f ; c_2 е дължината на изходния масив, която зависи от дължината на входните данни, стъпката на преместване на прозореца и евентуалното добавяне на допълнителни стойности към изхода. f е индексът на филтъра.

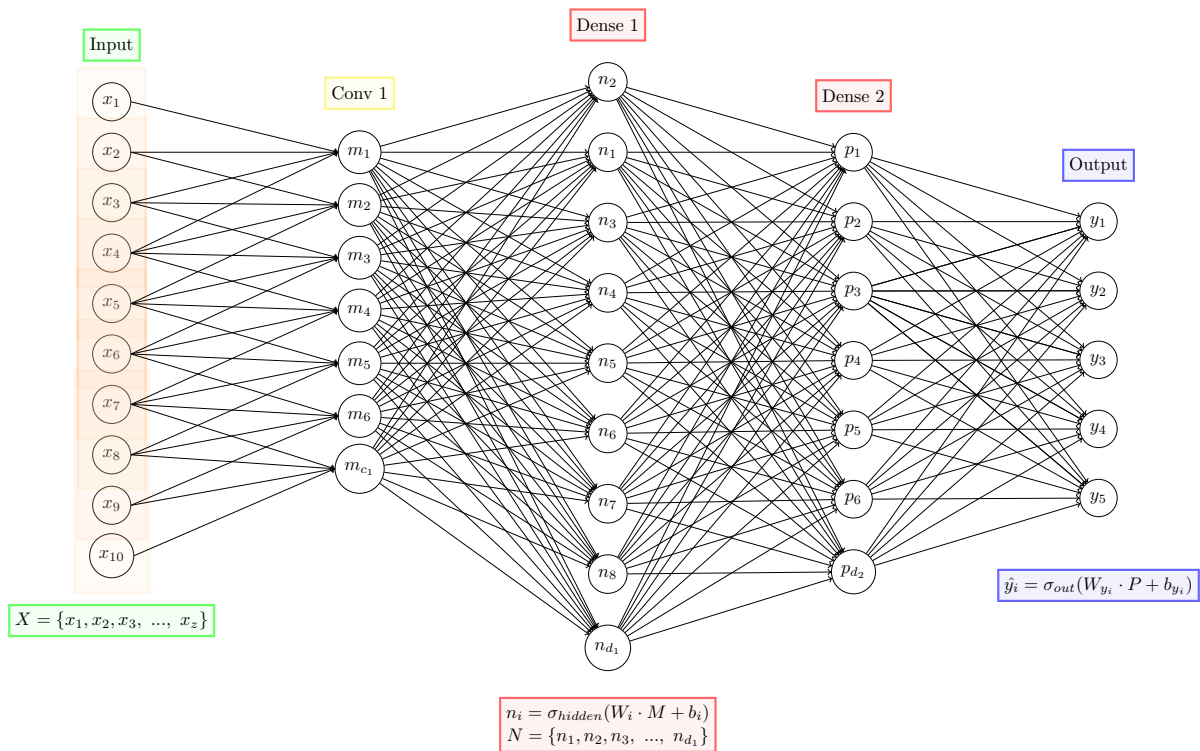
Напълно свързаните слоеве инициализират тегла, свързващи входните позиции с всяка от изходните се дефинират с броя търсени изходни стойности. Изходът се

формира като

$$\begin{aligned} n_i &= \sigma_{hidden}(W_i \cdot M + b_i) \\ N &= \{n_1, n_2, n_3, \dots, n_{d_1}\}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

където n_i е изходът на позиция i , формиран след умножаването на всяка от входните позиции M по съответното тегло W_i , събирането на резултатите, добавянето на подложка b_i и прекарване на полученото през активационна функция σ_{hidden} . В случая е използвана функцията сигмоид: $\sigma(x) = 1/1 + e^{-x}$.

Използваната мрежа се състои от един конволюционен и три напълно свързани слоя. Архитектурата им е илюстрирана на Фигура 3.3, а параметрите са описани в Таблица 3.1.



Фигура 3.3: Схема на архитектурата на невронна мрежа за класификация на сигнали с конволюционни и напълно свързани слоеве. Входните данни са едномерен масив от 1024 стойности, представляващи запис на едно събитие в калориметъра.

Мрежата е тренирана на 100 000 събития, генерирани по описания в секция 3.3 метод. За всяко събитие е записан етикет с информация за броя сигнали n в него във вида

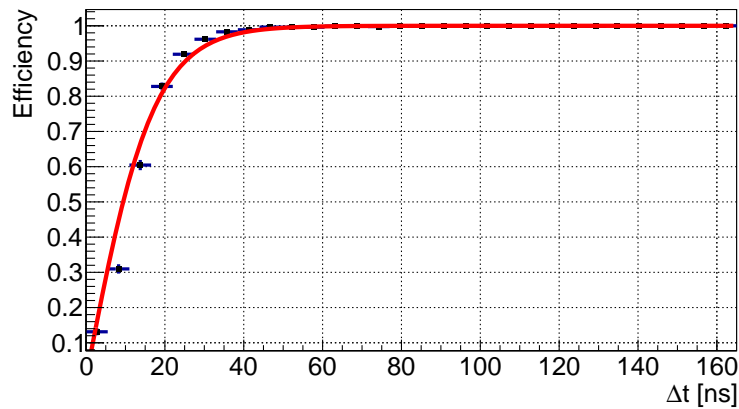
$$L = \{a_0 \ a_1 \ a_2 \ a_3 \ a_4\}, \quad a_i = \begin{cases} 1 & i = n \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (3.21)$$

Изходът, получен след прилагане на модела, има същата размерност, като стойността $a_i \in [0, 1]$ може да се интерпретира като вероятност събитието да има съответния брой сигнали i . Тренирането е осъществено в рамките на 100 епохи, като функцията на загубата, отговаряща за настройката на теглата между отделните епохи е крос-ентропия (уравнение 3.7).

Таблица 3.1: Параметри на архитектурата на невронна мрежа за класификация на сигнали с конволюционни и напълно свързани слоеве. Конволюционният слой има два филтъра, което задава формата на изхода да бъде два масива от по 1024 стойности. Преди подаването към напълно свързаните слоеве, те се изглаждат в един масив от 2048 стойности [2].

Слой	Форма на изхода	Брой параметри
conv1d (Conv1D)	(None, 1024, 2)	22
flatten (Flatten)	(None, 2048)	0
dense (Dense)	(None, 128)	26240
dense_1 (Dense)	(None, 32)	4128
dense_2 (Dense)	(None, 5)	165

Оценка за представянето на алгоритъма е направена чрез прилагане на моела върху статистически независима извадка от 100 000 симулирани събития. Получените резултати са сравнени с генерираните при симулацията етикети, съдържащи реалния брой сигнали в събитията. Направено е изследване за способностите на алгоритъма да разпознава близко разположени сигнали като отделни [1]. На Фигура 3.4 е показана ефективността за броене на сигнали като функция на разликата във времената $\Delta t = |t_2 - t_1|$, където t_2 и t_1 са времената на пристигане на два отделни сигнала. Ефективността е 50% за $\Delta t = 10\text{ns}$ и 100% за $\Delta t > 50\text{ ns}$.



Фигура 3.4: Ефективност на конволюционна невронна мрежа за броене на сигнали като функция на разликата във времената на настъпване Δt на два последователни сигнала. Крива с форма на сигмоид $\text{Eff} = 2 \cdot \left(\frac{1}{1 + \exp(-\Delta t/70)} - 0.5 \right)$ е прекарана през точките (в червено). За сигнали с $\Delta t = 10\text{ ns}$, ефективността е 50%. Ефективността достига 100% за $\Delta t > 50\text{ ns}$.

Успешното разпознаване на броя сигнали от машинно обучен алгоритъм мотивира разработването на мрежи с по-сложни архитектури в опит да се определят параметрите на отделните сигнали. За целта са разработени мрежи с архитектура на конволюционен автоенкодер [168]. Класическите автоенкодери са пример а ненаблюдавано обучение, при което целта е на изхода на мрежата да се възпроизведат входните данни. Самата мрежа има архитектура на пясъчен часовник: първата половина, енкодера, свива пространството на параметрите до достигане на центъра, в

който подадената на входа информация е свита до малък брой стойности, представлящи основните ѝ характеристики. След това втората част, декодерът, възпроизвежда оригиналните данни, започвайки от останалите в центъра малък брой параметри. За операциите в енкодера и декодера могат да се използват различни слоеве: напълно свързани, конволюционни, LSTM и други.

За обработка на сигналите в калориметъра на PADME е разработен конволюционен автоенкодер с три конволюционни и три деконволюционни слоя. Изходът от конволюционните слоеве се формира по формула 3.19, а деконволюцията (или транспонирана конволюция) е подобна операция, която обаче разширява входния масив:

$$q_j^{(f)} = \sigma_{\text{CT}} \left(\sum_{u=0}^{k-1} w_u^{(f)} \cdot \begin{cases} p\left[\frac{i-u}{s}\right], & (i-u) \bmod s = 0 \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \right) \quad (3.22)$$

$$Q^{(f)} = \{q_1^{(f)}, q_2^{(f)}, \dots, q_{c_{t_2}}^{(f)}\},$$

където $q_j^{(f)}$ е изходната стойност след прилагането на филтър f на позиция j ; $p[i]$ е входната стойност на позиция i ; $w_u^{(f)}$ е u -тото тегло на деконволюционния прозорец на филтър f ; k е дължината на прозореца; s е стъпката на деконволюция; σ_{CT} е активационната функция, през която се прекарва резултатът от деконволюцията, в този случай отново ReLU; $(i-u) \bmod s = 0$ осигурява увеличаването на размерността при деконволюцията; $Q^{(f)}$ е цялостният изход за филтър f ; c_{t_2} е дължината на изхода; f е индексът на филтъра.

Между конволюционните и деконволюционните слоеве има Dropout слоеве, при които определен процент от данните изкуствено се приравняват на 0 на случаен принцип при всяка епоха. Това помага да се избегне пренаучаването - често срещано явление при обучението на невронни мрежи, при които алгоритъмът „запомня“ много добре характеристиките на подадените му за обучение данни и ги възпроизвежда, но не може да даде резултат за непознати събития.

Схема на конкретната архитектура, разработена за целите на PADME, е показана на Фигура 3.5. Параметрите на слоевете в модела са описани в Таблица 3.2. Освен слоеве с огледална структура, мрежата има и последен слой, който обединява многомерния резултат обратно в едномерен. В случая за тази операция е подбран отново конволюционен слой, но някои варианти на автоенкодери в литературата използват на това място напълно свързани слоеве.

Автоенкодерът е трениран върху извадка от 100 000 събития, съдържащи между 0 и 4 сигнала. За пресмятане на загубата е използвана средноквадратична функция

$$\text{MSE} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (y_j - \hat{y}_j)_i^2, \quad (3.23)$$

$N = 100\,000$ е броят събития, върху които е трениран моделът, $M = 1024$ е дължината на изхода, y_j е истинската стойност j -тата позиция от изхода, \hat{y}_i е предсказаната стойност на j -тата позиция, а i е поредният индекс на събитието.

Процесът по трениране е показан на Фигура 3.6. Тренирането е осъществено в рамките на над 500 епохи, като при всяка епоха данните се разделят на случаен принцип: 80% от събитията се използват за трениране на модела, а останалите се използват за валидация.

Таблица 3.2: Параметри на слоевете на конволюционен автоенкодер за обработка на сигнали в електромагнитния калориметър на PADME. Енкодерът и декодерът са съставени от по три слоя, като дължината на изходните масиви от всеки слой съвпада с дължината на входния, тъй като на всяка стъпка резултатът се допълва с нули от двете страни (zero padding) [2].

Слой	Форма на изхода	Брой филтри	Размер на прозореца	Параметри
conv1d	(None, 1024, 32)	32	16	544
conv1d_1	(None, 1024, 16)	16	14	7184
dropout (0.25)	(None, 1024, 16)	–	–	0
conv1d_2	(None, 1024, 8)	8	12	1544
conv1d_transpose	(None, 1024, 8)	8	12	776
dropout_1 (0.25)	(None, 1024, 8)	–	–	0
conv1d_transpose_1	(None, 1024, 16)	16	14	1808
conv1d_transpose_2	(None, 1024, 32)	32	16	8224
conv1d_transpose_3	(None, 1024, 1)	1	16	513
Пълен брой параметри				20593
Параметри, подлежащи на трениране				20593
Параметри, неподлежащи на трениране				0

Резултатът от прилагането на модела е показан на Фигура 3.7 вляво: изходната вълнова форма представлява повторение на входната, като в регионите с присъствие на сигнал шумът е потиснат и сигналът е изгладен.

Успешното идентифициране на сигнала от мрежата и потискането на шума в него дават основание моделът да се използва за установяване на конкретни параметри на сигналите. За целта алгоритът е модифициран във вариант, оттук насетне известен като модифициран автоенкодер MAC.

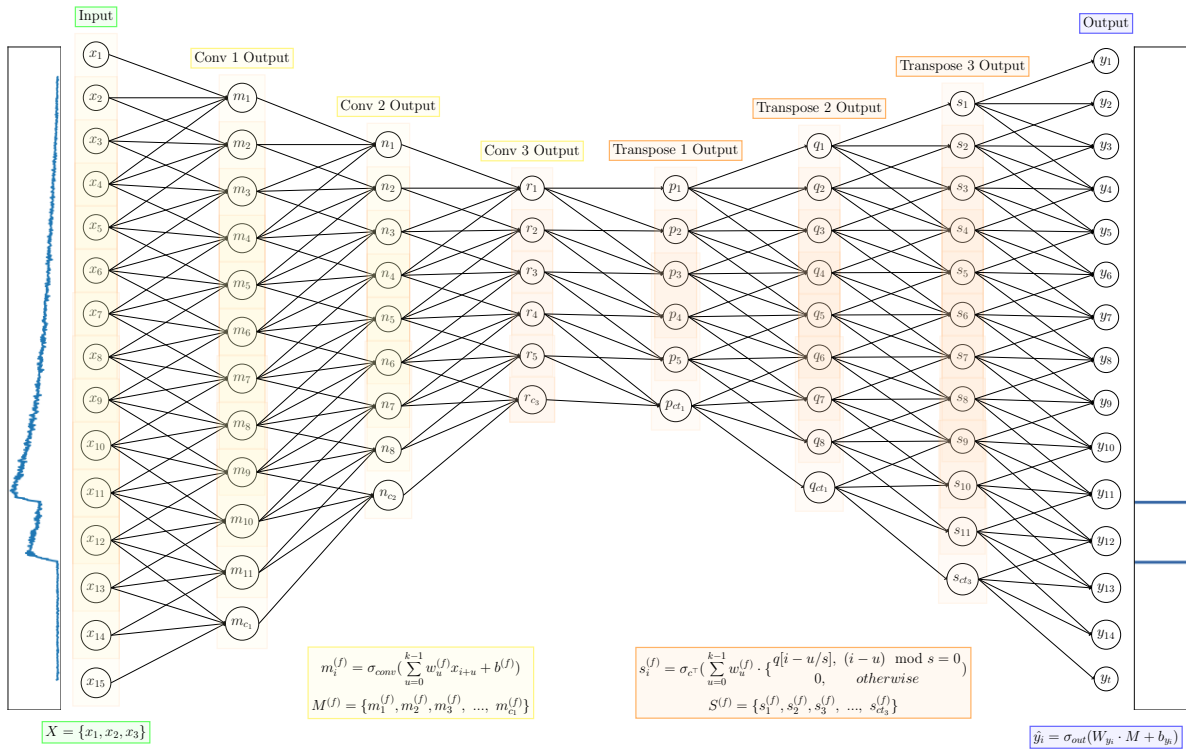
MAC запазва архитектурата, използвана от класическия автоенкодер (Таблица 3.2 и Фигура 3.5), но на изхода на модела се подава търсената информация за събитието. Тя се генерира заедно със симулацията като етикет Y с дължина, равна на дължината на самото събитие:

$$Y = \{y_1, y_2, \dots, y_n\}, \quad (3.24)$$

като в случая на събитията в калориметъра на PADME $n = 1024$. Стойностите на y_i ; $i \in [1, n]$ са равни на 0, освен на позициите на настъпване на сигнал t_{sig} , където е записана амплитудата на съответния сигнал A_{sig} :

$$y_i = \begin{cases} A_{\text{sig}} & \text{if } i = t_{\text{sig}} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3.25)$$

Така в етикетите на събитията се записва цялата информация за сигналите в тях: броят ненулеви стойности показва броя възникнали сигнали, позициите им показват времената на сигналите, а самите стойности указват амплитудите. Подаването на



Фигура 3.5: Схема на архитектурата на конволюционния автоенкодер, разработен за определяне параметрите на сигналите от електромагнитния калориметър на PADME. Мрежата е съставена от енкодер и декодер с огледална структура, използващи съответно операции на конволюция и транспонирана конволюция. В лявата част се вижда и реалният вид на едно входно събитие. Вдясно е показан съответният изход при използване на автоенкодера в модифицирания му вариант.

тези етикети като желан изход при обучението превръща MAC в пример за наблюдавано/контролирано обучение.

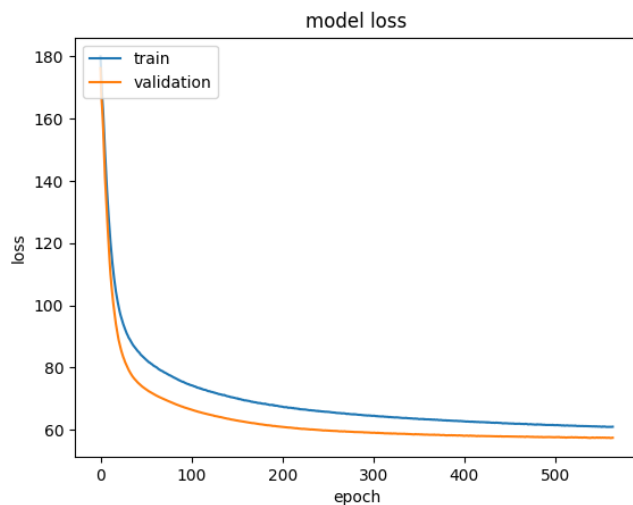
MAC също е трениран на извадка от 100 000 събития. Резултатът от прилагането на модела може да се види на Фигура 3.7 вдясно. Мрежата връща предимно нулеви стойности, освен двата пика, съвпадащи с началото на сигналите. Височината на тези пикове наподобява височината на самите сигнали.

Както става ясно от Фигура 3.8, по-детайлно изследване на региона около настъпването на сигнала показва, че прилагането на MAC не дава единствена стойност на точната позиция, определена за начало, а се активират и съседните няколко позиции. За да се потисне този ефект е разработена процедура за пост-обработка на изхода от MAC.

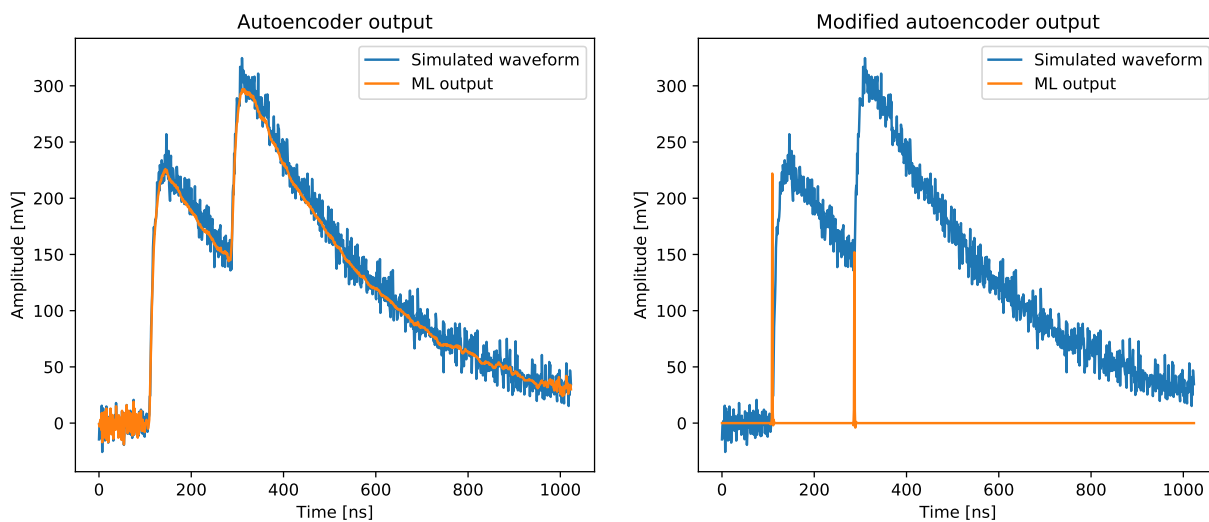
1. Дефинира се прозорец на сливане с предварително зададена ширина W .
2. Изходният масив $X = \{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ се обхожда в търсене на локални максимуми и при откриване на такъв на позиция t , прозорецът на сливане се центрира върху него.

$$t \in \mathcal{M} \Leftrightarrow x_t \geq x_{t-k}, x_t \geq x_{t+k}, \quad k \in [1, W/2] \quad (3.26)$$

3. Всички останали в прозореца стойности се добавят за формиране на финалната



Фигура 3.6: Процес по трениране на автоенкодера. В края на всяка епоха се пресмята загубата отделно за събитията, използвани за трениране (в синьо) и за тези, оставени за валидация (в оранжево). Тренирането се преустановява, когато загубата при валидация достигне минимум за интервал от 15 епохи.



Фигура 3.7: Резултати от прилагането на конволюционен автоенкодер върху събитието, показано на Фигура 3.2 вдясно. В синьо е суровият вид на вълновата форма, подаден на входа на мрежата, а в оранжево е изходът след прилагане на алгоритъма. **Вляво:** Класически автоенкодер. Резултатът е възпроизводство на оригиналната вълнова форма с потискане на шума в регионите с присъствие на сигнал. **Вдясно:** Модифициран автоенкодер МАС. Резултатът е две ненулеви стойности, съответстващи на амплитудата на сигнала, на позиции, съответстващи на времето на настъпване [2].

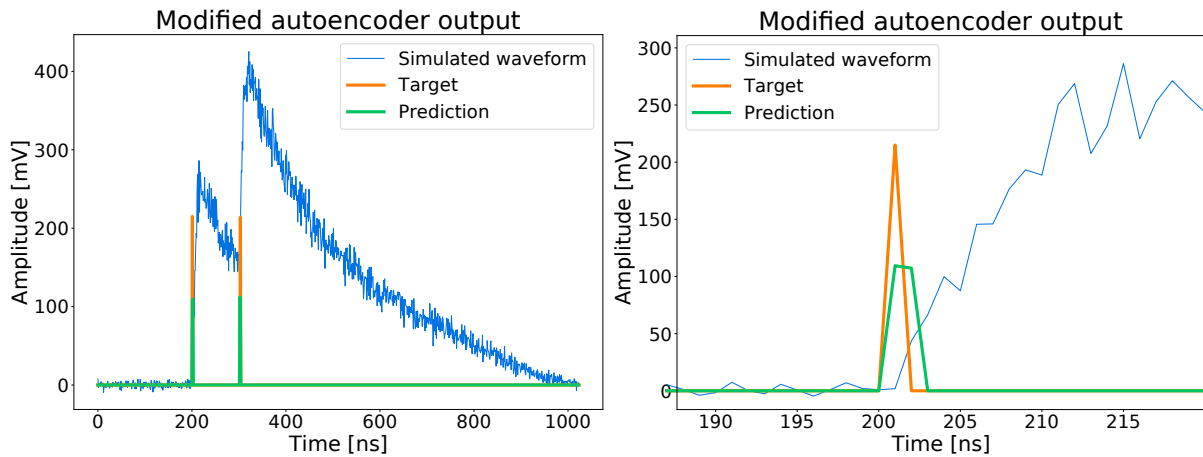
амплитуда на сигнала.

$$A_t = \sum_{i \in \mathcal{W}(t)} x_i \quad (3.27)$$

4. Тази амплитуда се поставя на позицията на максимума, а останалите стойности в прозореца се нулират. Получава се преработен масив $Y = \{y_1, y_2, \dots, y_n\}$, в който

$$y_i = \begin{cases} A_t & \text{if } i = t, t \in \mathcal{M} \\ 0 & \text{if } i \in \mathcal{W}(t), t \in \mathcal{M}, i \neq t \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3.28)$$

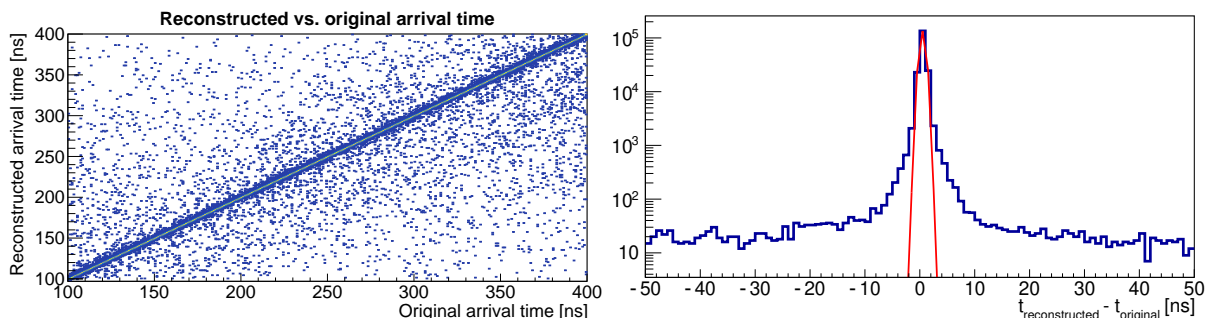
При последващото изследване на точността на алгоритъма, тази процедура се прилага както върху изхода от прилагането на **MAC**, така и върху етикетите с истинската информация, генерирани при симулацията, които се ползват за сравнението. Използвана е ширина на прозореца $\mathcal{W} = 7$ ns.



Фигура 3.8: Пример за симулирано събитие, използвано при тренирането на **MAC**. **Вляво:** Симулираната вълнова форма (в синьо), използвана като входен масив при тренирането на модела; изходът, генериран от модела (в зелено), и реалният етикет на събитието (в оранжево), който показва желанния изход. **Вдясно:** Увеличен вариант на същото събитие, показващ региона около пристигането на първия сигнал. Забелязва се как докато желанният изход е единствена ненулева стойност на позицията на настъпване, реалният резултат покрива няколко съседни позиции около нея [4].

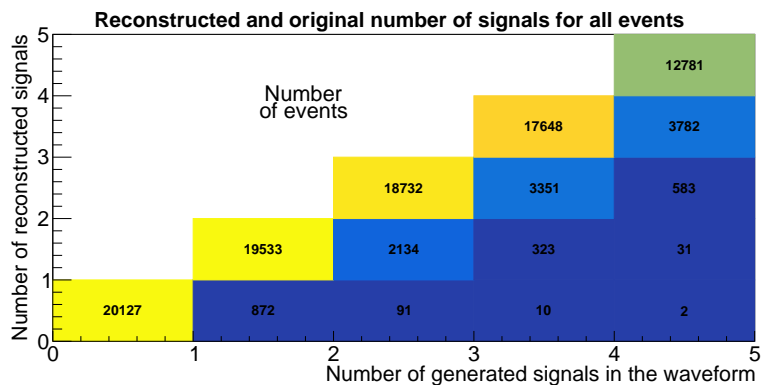
След тренирането на модела и разработването на процедурата за пост-обработка, ефективността на алгоритъма е изучена при прилагането му върху независима извадка от симулирани данни, съдържаща 100 000 събития с максимално 4 сигнала [1]. Първата стъпка представлява изследване на разликата в определяне на времето на настъпване на сигналите. За целта с всеки разпознат от **MAC** сигнал е асоцииран най-близкият такъв в реалния етикет, както е показано на Фигура 3.9 вляво. Пресметнати са съответно разликите във времената на откритите и истинските сигнали. Разпределението на тази разлика е показано на същата фигура вдясно е симетрично и ако се приеме за Гаусово, то получените параметри са $\sigma \sim 520$ ps и $RMS \sim 3.2$ ns, като следва да се отчете наличието на не-Гаусови опашки.

На базата на този резултат може да се дефинира праг за обявяване на сигнал като успешно разпознат, като е избрана стойността $\Delta t_{match} = |t_{true} - t_{found}| \leq 2$ ns.



Фигура 3.9: **Вляво:** Реконструирано време на настъпване на сигнал, отнесено към времето на най-близкия реален сигнал. **Вдясно:** Разпределение на откритите сигнали в зависимост от разликата между времето им на настъпване и времето на най-близкия истински сигнал. Червената линия показва Гаусово разпределение със $\sigma \approx 520$ ps и средна стойност 0 [1].

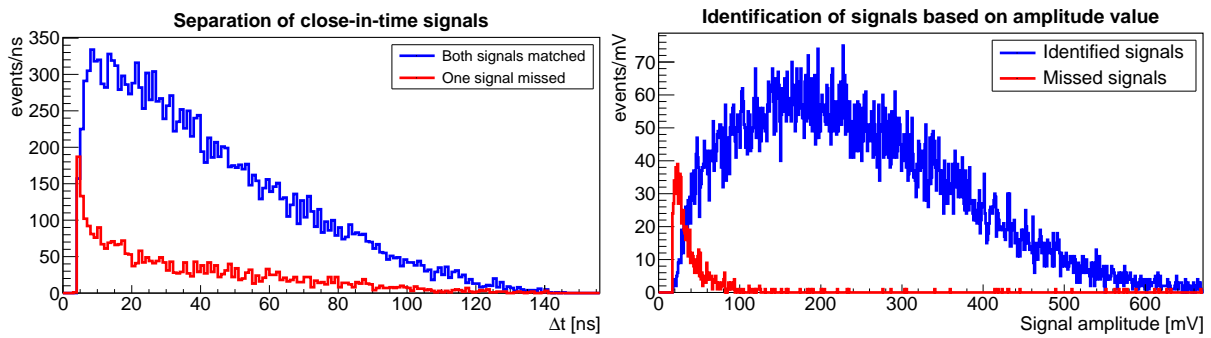
След дефинирането на критерий за успешно разпознат сигнал може да се премине към оценка какъв брой от реално настъпилите сигнали в събитието са успешно идентифицирани. Сравнение между броя намерени сигнали и истинския брой е представено на Фигура 3.10. В идеалния случай двете стойности съвпадат за всички събития. Реално, разпознаването на сигналите може да бъде възпрепятствано по различни причини: малка разлика във времената на настъпване може да доведе до сливането на два или повече сигнали; сигнали с малки амплитуди може да не бъдат различени от шума.



Фигура 3.10: Разпределение на събитията от тестовия набор по брой реконструирани сигнали спрямо реалния брой генерирани [1].

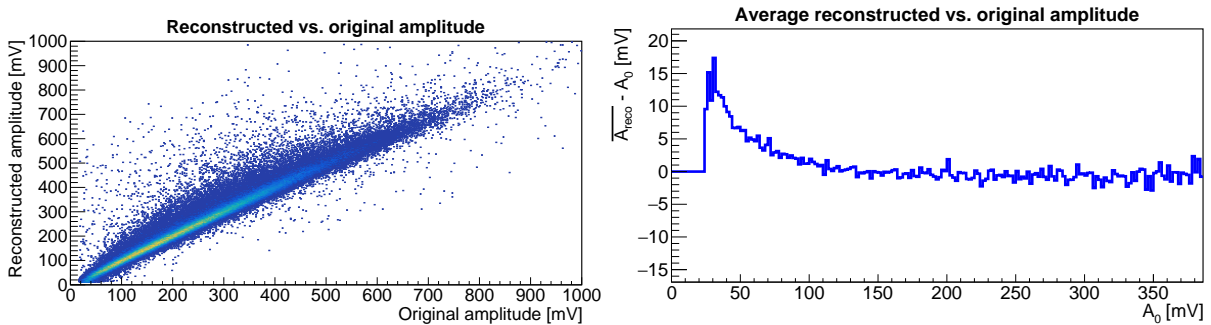
Различните причини сигнал да не бъде разпознат са разгледани на Фигура 3.11. За да се оцени способността за разделяне на двойки близки сигнали са разгледани тези събития в извадката, при които са генерирани по два сигнала и съответно е изследван броят разпознати. При разлики във времената между два последователни сигнала, по-малки от 10 ns, сигналите са слети в един. За оценка на разпознатите сигнали в зависимост от амплитудата е използвана частта от извадката с генериран един сигнал. При амплитуди под 50 mV сигналите не могат да бъдат идентифицирани над шума.

Изследвана е и способността на алгоритъма да реконструира амплитудата на сиг-



Фигура 3.11: **Вляво:** Разпределение на събитията с два генерирани сигнала в зависимост от разликата във времената им на настъпване Δt . В синьо са събитията, при които и двата сигнала са разпознати, а в червено са тези, при които е намерен един или нито един сигнал. Пропускането на събития при големи Δt вероятно се дължи на малка амплитуда на някой от сигналите. **Вдясно:** Разпределение на събитията с един симулиран сигнал в зависимост от амплитудата. В синьо са събитията, при които сигналът е разпознат, а в червено са тези, при които не е открит [1].

налите. На Фигура 3.12 вляво е показано сравнение между истинската амплитуда на сигналите и определената от МАС модела, като се вижда добре изразена зависимост. На същата фигура вдясно е показана средната разлика между истинската и реконструираната стойност за всеки интервал от 2 mV от генерираната амплитуда. Наблюдават се неточности при най-ниските стойности, които могат да бъдат коригирани с допълнителна калибровка.



Фигура 3.12: **Вляво:** Разпределение на разпознатите сигнали по тяхната реконструирана амплитуда, отнесена към истинската. **Вдясно:** Разлика между средна реконструирана амплитуда $\overline{A_{reco}}$ и истинската стойност A_0 за всяка стойност на A_0 , разпределена в бинове от по 2 mV. При малки амплитуди реконструираната стойност е по-висока от истинската [1].

Разработените модифицирани автоенкодери могат да се използват и при конволюционни невронни мрежи, работещи с двумерни и тримерни данни. При прилагането на аналогична логика за натрупаните сигнали във всички кристали на ECal може да се идентифицират положенията и енергиите на клъстери и по този начин да се разработи алтернативен метод за клъстеризация [169]. Пълна реконструкция на събитията в детектора и плуचаване на енергия, време на настъпване и позиция на клъстерите може да се постигне при конструиране на тримерни модели.

3.5 Калибровка и изследване на алгоритъма чрез събития на двуфотонна анихилация

След осъществяването на тестовете върху симулирани данни, MAC е интегриран в софтуера за реконструкция на данните от PADME чрез C интерфейса на TensorFlow [170]. Кодът е структуриран така, че реконструкцията, използваща MAC, да върви паралелно с класическия метод, описан в секция 3.2. Това позволява резултатите от класическата реконструкция да се използват за калибровка на енергията на сигналите в [MeV], тъй като MAC дава информация за амплитудата в [mV]. За да се подобри допълнително калибровката по енергии, се добавя допълнителна корекция, получена чрез данни за събития, предизвикани от космични лъчи. Финална абсолютна калибровка се прави чрез съвпадане на сумата от енергиите на фотони, принадлежащи на $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития с енергията на снопа.

За тестване на MAC върху експериментални данни е използвана извадка от данните, набрани по време на Run II на PADME, известна нататък с идентификатора Run30369. Тя съдържа 3.4×10^6 събития със средно 3×10^4 позитрона в бнч с енергия 430 MeV, или общо около 1.1×10^{10} позитрона.

Събитията на двуфотонна анихилация $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ са един от основните фонови процеси в експеримента. Тъй като е известно, че сумата от енергиите на двата родени фотона трябва да се равнява на енергията на позитроните в снопа, анихилиращи с електроните в покой в мишената, този процес може да се използва за оценка на осъществената калибровка и пресмятане на допълнителни калибровъчни коефициенти.

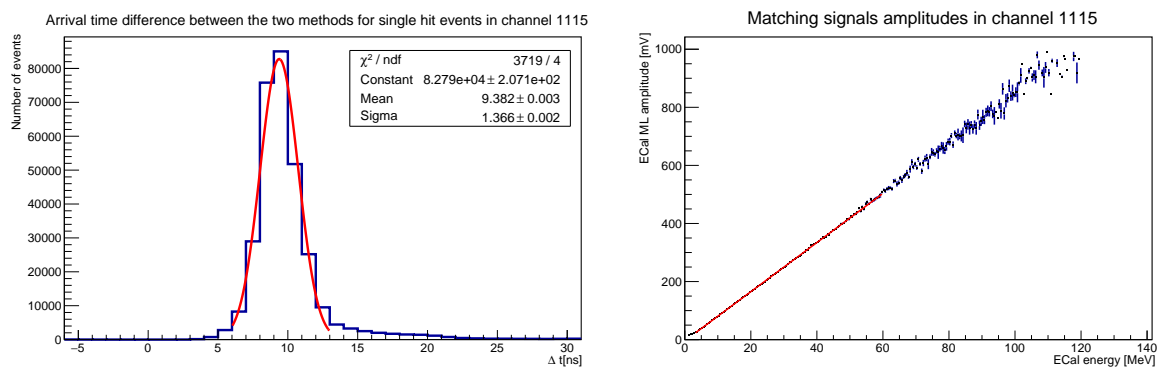
Първата стъпка при калибровката на сигналите, открити от MAC, представлява сравняване на получения резултат за един и същи сигнал по двата метода - класическия и машинно обучение. За целта събитията са филтрирани, като са оставени само тези, при които в даден кристал е регистриран единствен сигнал. Пресметнатата е разликата между определеното време на пристигане на сигнала по двата метода. Резултатът за случайно подбран кристал е показан на Фигура 3.13 вляво. Разликата се дефинира като

$$\Delta t = t_{\text{PadmeReco}} - t_{\text{MAC}} - t_0, \quad (3.29)$$

където $t_{\text{PadmeReco}}$ е реконструираното по класическия метод време на настъпване на сигнала, t_{ML} е времето на настъпване, реконструирано с MAC, а t_0 е разликата между времето на настъпване и максимума на сигнала, реално представляваща времето за нарастване на сигнала. Последната корекция е необходима, тъй като PadmeReco използва времето на максимума на сигнала, а MAC намира неговото начало. С цел подсигуряване, че наистина става въпрос за един и същи сигнал, при калибровката се използват само събитията при които $|\Delta t| < 5$ ns.

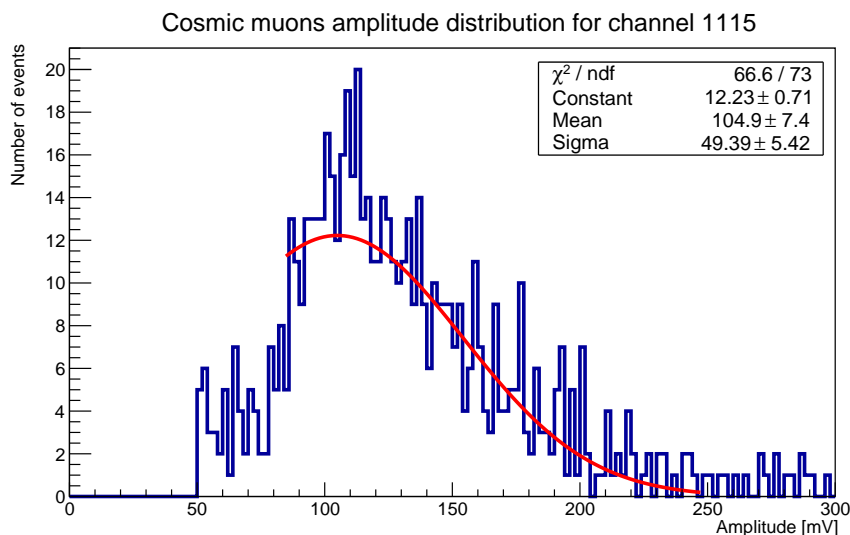
След като за всеки канал се подбират само съвпадащите сигнали, получените амплитуди A от MAC и енергии E от PadmeReco се съпоставят, както е показано на Фигура 3.13 вдясно. Предполага се линейна зависимост $E = aA + b$ и се пресмятат коефициентите a и b от съответните фитове за всеки канал. Тези параметри са въведени в реконструкцията с MAC, осигуряващи превръщане на реконструираната амплитуда в енергия.

Допълнителна калибровка е направена по метода, описан в Глава 2, секция 2.2.3. За да се подберат само вертикално преминаващите мюони, отново се използват съ-



Фигура 3.13: Калибровка по съвпадащи сигнали, случайно избран канал. **Вляво:** Разлика във времената на настъпване на сигнала, определени по двата метода за реконструкция за събития с един постъпил сигнал в този канал. Центърът на разпределението е отместен с ~ 10 ns, тъй като МАС пресмята времето на започване на сигнала, а PadmeReco - времето на максимума. **Вдясно:** Реконструираната от МАС амплитуда, отнесена към пресметнатата от PadmeReco енергия за сигнали с $\Delta t < 5$ ns (коригирано за отместването) в този канал [3].

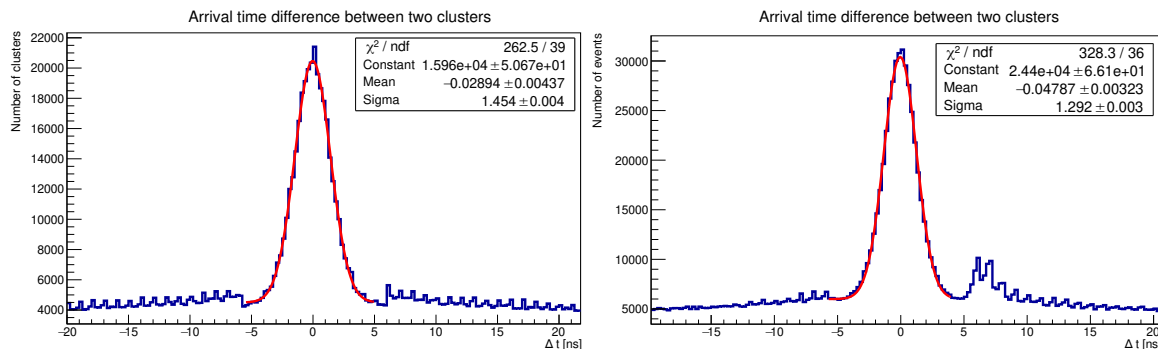
бития, при които преминаващата частица е активирала поне три кристала в една и съща колона. Пример за разпределението на реконструираните амплитуди на такива сигнали за канала от Фигура 3.13 е показан на Фигура 3.14. Положението на максимума се отнася към енергия от 18.9 MeV, което дава допълнителния калибровъчен параметър.



Фигура 3.14: Разпределение на амплитудите на сигнали, получени при вертикалното преминаване на космичен мюон през избрания с цел визуализация канал.

След получаване на калибровъчните коефициенти, те са въведени в алгоритъма за реконструкция на сигнали с МАС и тя е повторена без промени в алгоритъма за клъстеризация, отново паралелно с класическия метод PadmeReco. Разползнатите

кълъстери са анализирани по двойки, като е пресметната разликата в определени-те по двата метода времена на настъпване. Съвпадащите във времето кълъстери са приети, че принадлежат към едно и също събитие на двуфотонна аниhilация. Получените две разпределения са показани на Фигура 3.15. Сравнението между двата метода показва, че използването на МАС резултира в по-голям брой реконструирани събития и по-добра разделителна способност по време. Малкият вторичен максимум

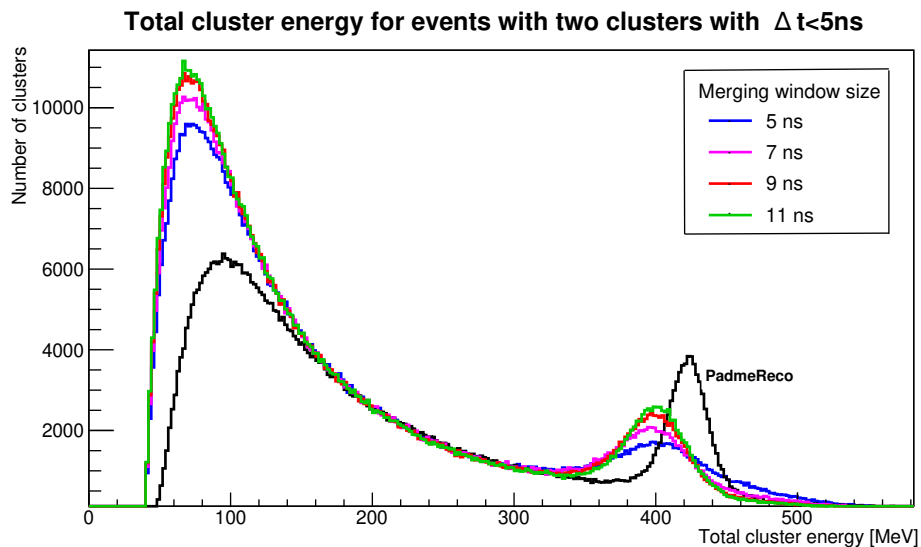


Фигура 3.15: Разлика във времената между два кълъстера в калориметъра. **Вляво:** Реконструкция с PadmeReco. **Вдясно:** Реконструкция с МАС. Стандартното отклонение при нея е с по-малка стойност, което показва по-добра разделителна способност по време [3].

в разпределението на разликата във времената за МАС се обяснява с това, че при някои сигнали, предният фронт е шумен. Това дава фалшиво предсказание на ~ 6 ns от началото на сигнала.

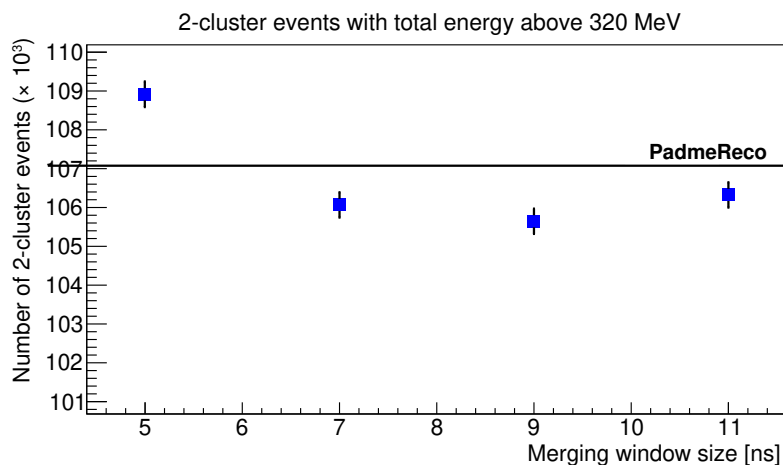
За принадлежащи към едно и също събитие на аниhilация са приети кълъстери, отстоящи на $|\Delta t| < 5$ ns един от друг. На Фигура 3.16 е показана сумата от енергиите на такива двойки кълъстери. Реконструкцията с МАС е повторена няколко пъти с разлина ширина на прозореца на сливане \mathcal{W} , дефиниран в процедурата за пост-обработка в секция 3.4. Тези резултати са показани на фигурата с различни цветове, а резултатът от PadmeReco е показан в черно. Реконструираните с МАС данни показват ясно изразен максимум, отговарящ на $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, което е потвърждение за успешното прилагане на метода. Този пик е отместен към по-ниска енергия в сравнение с резултата от PadmeReco, което сочи към необходимост от допълнителна калибровка. Именно за да се изследва причината за това отместване и възможността то да произтича от параметрите при прилагането на МАС, реконструкцията е повторена с различна ширина на прозореца на сливане. Този прозорец определя колко от съседните на максимума в предсказанието стойности се добавят към него при формиране на финалната стойност за амплитудата. По-малък прозорец може да резултира в по-малка амплитуда, което да даде по-малки енергии на кълъстерите. Резултатите, показани на Фигура 3.16 показват, че позицията на максимума не се променя с увеличаване размера на прозореца, но разпределението на събитията по сумата от енергиите става по-тясно.

Важно е да се установи дали при различна ширина на прозореца на сливане се наблюдава съществена промяна на броя реконструирани двойки и как този брой се отнася към броя, реконструирани с класическия метод. Това сравнение е показано на Фигура 3.17. Не се наблюдава съществена разлика в броя реконструирани двойки



Фигура 3.16: Разпределение на сумарната енергия на двойки кълъстери, отделени на не повече от 5 ns, реконструирани с PadmeReco (в черно) и с MAC (цветно). Различните цветове отговарят на различна ширина на прозореца на сливане. Позицията на максимума не се променя, но реконструкцията на енергията е по-точна при по-голям прозорец [3].

за всички тествани ширини на прозореца, освен за най-малката - 5 ns, където са идентифицирани по-голям брой кълъстери. Това сравнение показва, че въпреки, че на този етап MAC дава по-лоша разделителна способност по енергии, няма разлика в броя открити събития.



Фигура 3.17: Брой идентифицирани събития с два кълъстера със сумарна енергия над 320 MeV в зависимост от ширината на прозореца на сливане. С черна линия е отбелязан броят събития при реконструкция с PadmeReco [3].

3.6 Прилагане на алгоритми за обяснение (xAI)

Ефективността от прилагането на разработения модел за реконструкция на сигнали е изследвана не само чрез разглеждане на резултатите от използването му върху симулирани и истински данни, но и чрез тестването на различни методи за обяснение на изкуствения интелект (xAI). Те разчитат на наблюдение на резултата от прилагането на модела при въвеждане на различни промени във входните данни, които се подават. Повечето установени в днешно време методологии за изследване на чувствителността на невронните мрежи са разработени за приложение върху алгоритми, решаващи класификационни задачи, като фокусът е върху двумерни данни като изображенията. По тази причина разглежданите в настоящата дисертация методи са модифицирани, така че да могат да бъдат приложени върху едномерните данни от кристалите в калориметъра на PADME [5]. Те са приложени върху три различни вариации на MAC с малки вариации в хиперпараметрите на архитектурата, както да описани в Таблица 3.3. Разликата между трите е единствено в последния слой, като е използван различен размер на прозореца и активационна функция.

Таблица 3.3: Вариации на MAC модела, използвани при тестването на алгоритми за обяснение

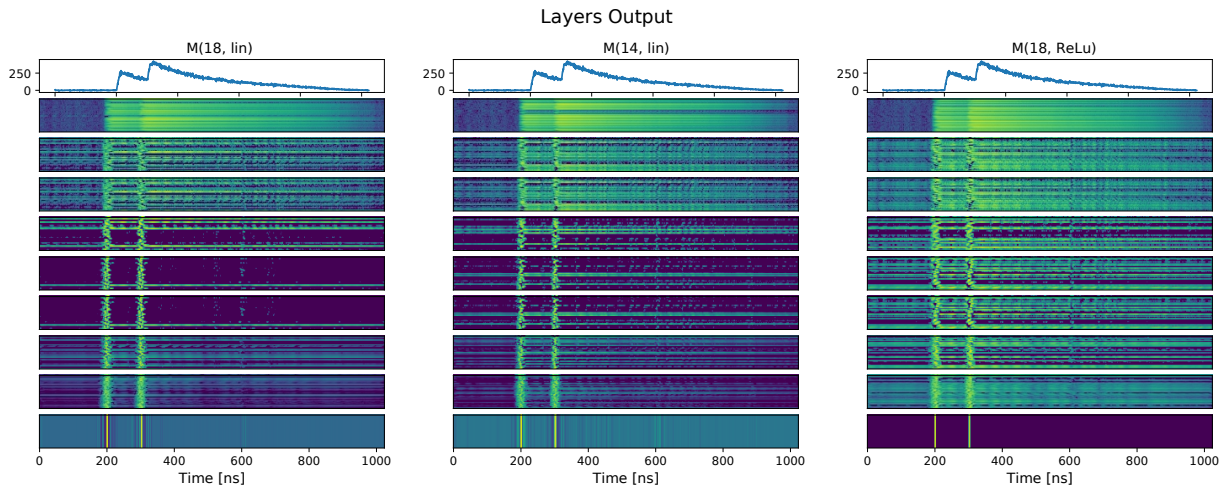
Име на вариацията	Размер на прозореца на последния слой	Активационна функция на последния слой
$M(18, \text{lin})$	18	Linear
$M(14, \text{lin})$	14	Linear
$M(18, \text{ReLU})$	18	ReLU

Визуализация на активацията на слоевете

Първата стъпка в обяснението на алгоритъма е направена чрез визуализация на изхода от последователните слоеве (Фигура 3.18). Активацията следва подобен ход и при трите модела, като съществена разлика се появява при последния слой. При $M(18, \text{ReLU})$ положителни стойности се наблюдават единствено около позициите на пристигане на сигнала, а навсякъде другаде стойността е 0. Това е директно последствие от вида на активационната функция и подчертава важноста ѝ. При останалите два модела, използващи различна активация на последния слой, по цялата дължина на събитието - и в регионите далеч от настъпването на сигнал, и около времената на пристигането изходът е разшумен и има по-голяма вероятност за фалшиво идентифициране на сигнали.

Vanilla Saliency

Изследвана е възможност за приложение на метода Vanilla Saliency [171] върху симулираните данни. Той представлява пресмятане на градиента на стойността на загубата спрямо входните данни за всяка точка от входа. За пресмятане на загубата е използвана средноквадратичната функция 3.23, използвана при тренирането, като



Фигура 3.18: Визуализация на активацията на отделните слоеве на трите тествани модела при прилагането им върху симулирано събитие с два сигнала от частици в кристал, показано на най-горния ред. Всеки следващ ред представлява активацията на следващия слой, като в рамките на един слой се наблюдават различни линии, съответстващи на отделните филтри в слоя. Последният слой е с един филтър, разтеглен до ширината на предишните с цел онагледяване. Изходът от M(18, ReLU) е концентриран около моментите на настъпване на сигналите, а изходът от M(18, lin) и M(14, lin) е разшумен по цялата дължина на събитието [5].

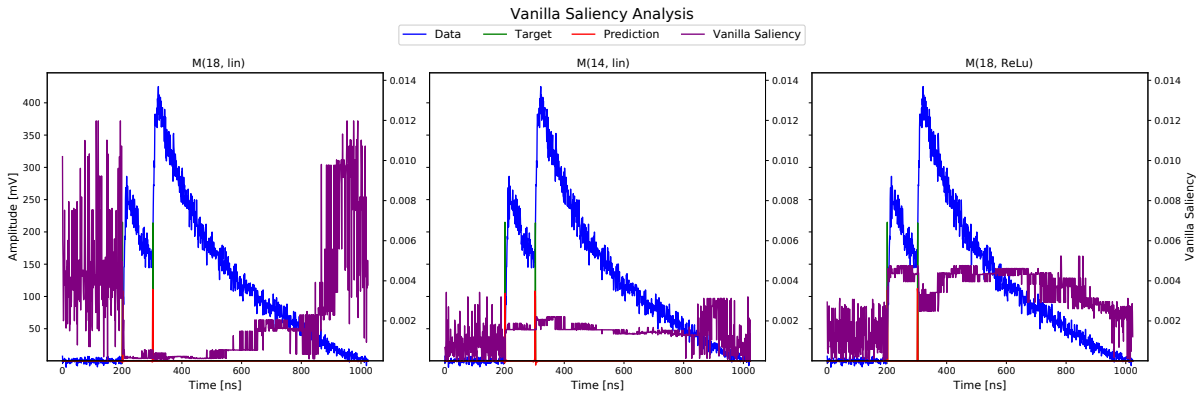
за едно конкретно събитие загубада представлява просто сумата от квадратичните грешки на отделните позиции $E = (y_j - \hat{y}_j)^2$:

$$SE = \sum_{j=1}^M (y_j - \hat{y}_j)^2. \quad (3.30)$$

Резултът за търсения градиент на позиция от входа i е

$$S_i = \left| \frac{\partial E(y_i, \hat{y}_i)}{\partial x_i} \right| = \left| \frac{y_j - \hat{y}_j}{x_i} \right| \quad (3.31)$$

Vanilla Saliency методът се използва широко при моделите за класификация на изображения, тъй като позволява да се подчертаят областите в изображението, имащи най-голямо значение за приписването му към дадена категория. При прилагането му върху едномерния изход от трите модела за сигналите в PADME се получава резултатът, показан ана Фигура 3.19. При M(18, lin) се наблюдават много ниски стойности на градиента в регионите с присъствие на сигнал и бързо изменящи се в регионите, в които преобладава шум. Бързо изменящи се стойности в доминираният от шум области са наблюдават и при M(14, lin) и M(18, ReLU), но при тях стойностите на градиента в областите на сигнала са съществено по-високи. Тези резултати еднозначно показват разлика между областите на сигнала и тези само с шум, но точното им значение подлежи на бъдеща интерпретация.



Фигура 3.19: Резултати от прилагането на Vanilla Saliency за трите варианта на MAC. И при трите в доминираните от шум региони градиентите се изменят бързо. В регионите със сигнал стойността на градиента е най-ниска при M(18, lin) и най-висока при M(18, ReLU) [5].

SmoothGrad

SmoothGrad методът също е разработен за обяснението на мрежи за класификация, като алтернатива на Vanilla Saliency [172]. Основната му цел е да се изгладят градиентите като се добави Гаусов шум $\mathcal{N}(0, \sigma^2)$ към входните данни и се усредни резултатът в някакъв регион около дадена стойност:

$$\hat{M}_c(x) = \frac{1}{n} \sum_1^n M_c(x + \mathcal{N}(0, \sigma^2)). \quad (3.32)$$

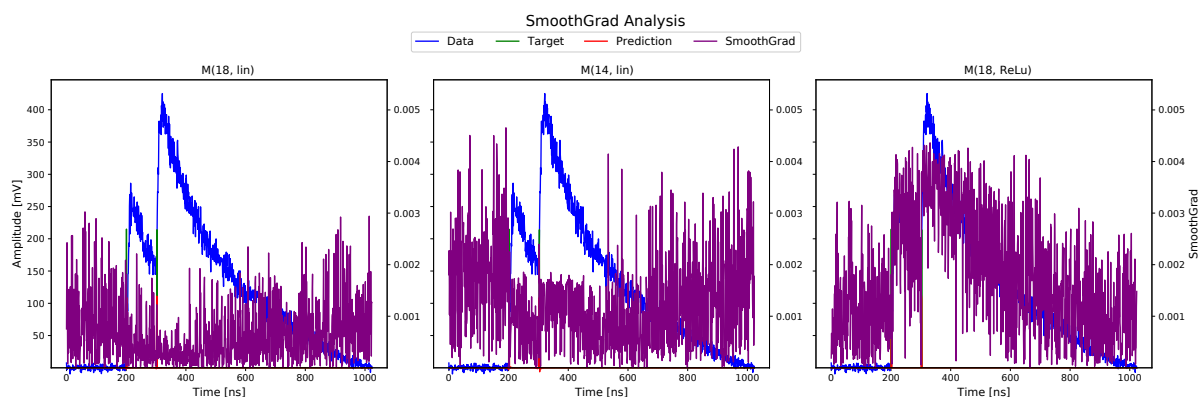
След това отново се пресмятат градиентите по уравнение 3.31. Резултатите са показани на Фигура 3.20. Стойността на градиентите при сигнала в този случай е по-ниска при M(18, lin) и M(14, lin) и по-висока при M(18, ReLU), като и в този случай е необходима по-задълбочена интерпретация на резултатите.

Чувствителност към маскирани данни

Методът на изчисляване на чувствителността към маскирани данни (Occlusion Sensitivity) използва замаскиране на части от входните данни с маска от базови стойности и прилагане на модела върху тях. Резултатите се представят като цялостната стойност на загубата за конкретното събитие в зависимост от позицията на маската. При алгоритмите за обработка на изображения този метод дава информация за това дали моделът в действителност успява да локализира значимите обекти за класификацията или вместо това се учи да разпознава заобикалящата ги среда [173].

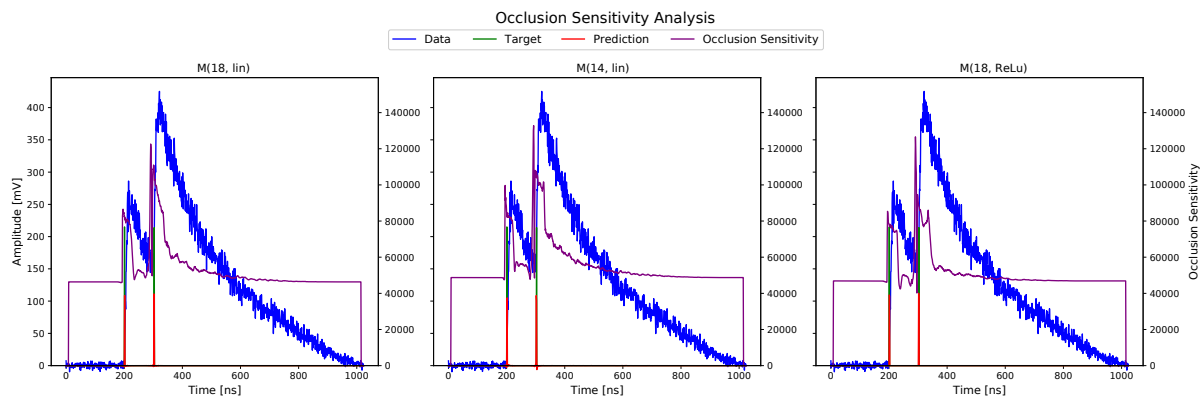
В случая на сигналите от частици в калориметъра на PADME е дефинирана маска с дължина 18 ns с базова стойност 0, която се премества последователно върху вълновата форма. За всяка последователна позиция на прилагането ѝ се прави предсказание с MAC и се смята стойността на грешката за цялото събитие по уравнение 3.30.

Резултатът от прилагането на метода за трите вариации на MAC за познатото от предходните методи събитие с два сигнала е показан на Фигура 3.21. И при трите



Фигура 3.20: Резултат от прилагането на SmoothGrad метода за трите тествани варианта на MAC. Стандартното отклонение σ на допълнително добавения шум е зададено като половината от максималната стойност във входните данни за всяко събитие. Размерът на прозореца, в който данните са усреднени след това е $n = 10$. За M(18, lin) и M(14, lin), резултатът е по-ниски стойности в областите със сигнал, а за M(18, ReLU) са по-високи [5].

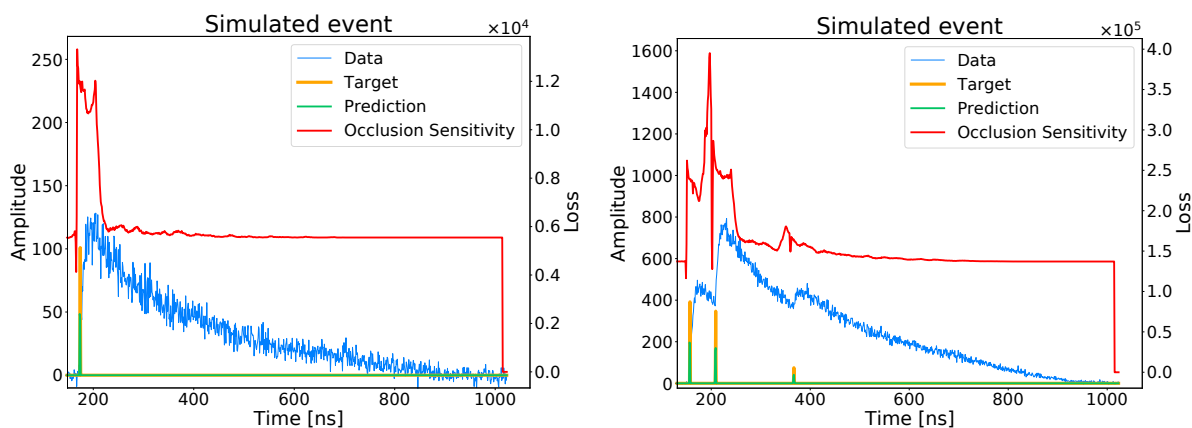
модела се откроява определена форма на поведение за стойността на загубата: Тя нараства рязко около момента на пристигане на сигнала, като това е последвано от рязък спад. При M(14, lin) и M(18, ReLU) има видим втори максимум в загубата около пика в сигнала. И при трите модела загубата намалява и достига базовото си ниво скоро след като максимумът в сигнала е достигнат. Това формира идеята, че нарастването на сигнала и стойностите около максимума му имат най-голямо влияние за разпознаването му от невронната мрежа.



Фигура 3.21: Резултат от изследването на чувствителността към маскирани данни на трите вариации на MAC. Използваната маска представлява замената на 18 последователни стойности от входа с 0. Показана в лилаво е пълната стойност на загубата за цялото събитие в зависимост от позицията на центъра на маската. И при трите варианта се наблюдават конкретно поведение на тази стойност, показващо, че нарастването и максимума на сигнала влияят най-осезаемо на загубите [5].

Разгледано е приложението на метода върху примери за събития с различен брой сигнали. На Фигура 3.22 е показан резултатът за две събития, съответно с един и

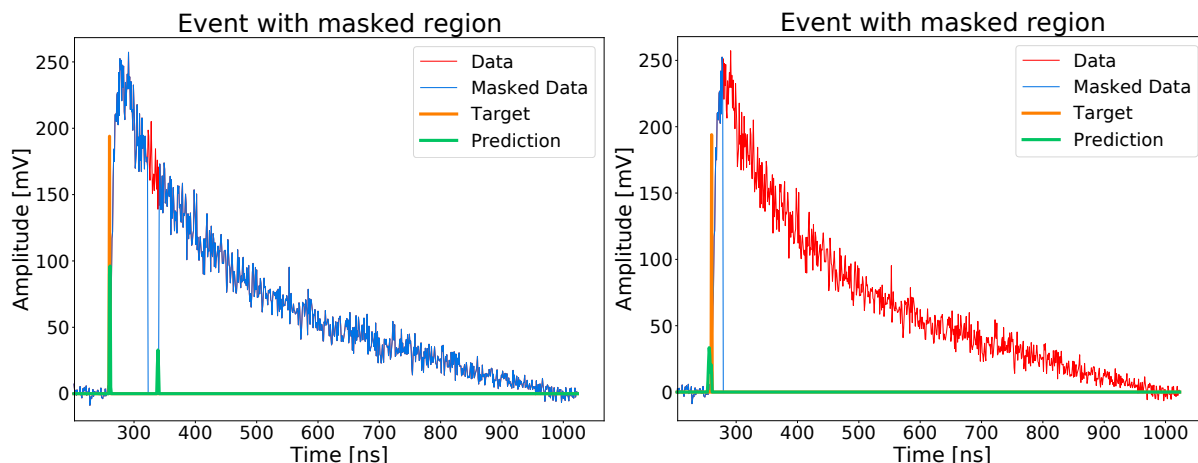
три сигнала. В случая е разгледан единствено изходът от модел $M(18, \text{ReLU})$, тъй като това е вариантът, използван при реконструкцията на реални данни.



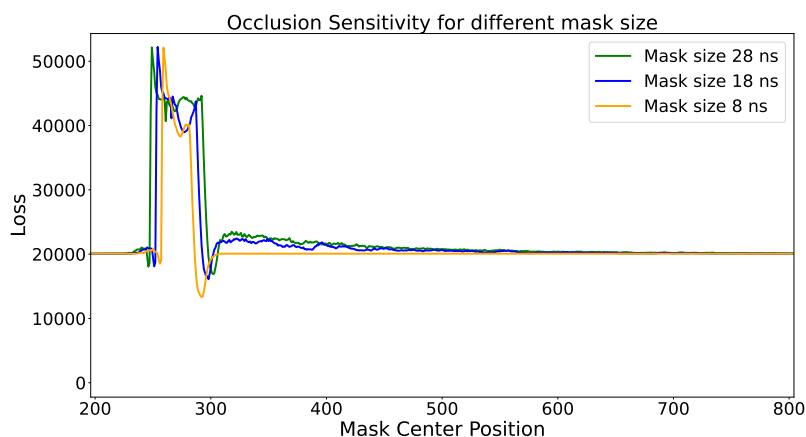
Фигура 3.22: Резултат от оценката на чувствителността към маскирани данни за две събития, предсказани с MAC модела във вариант $M(18, \text{ReLU})$, в червено. В синьо са симулираните вълнови форми, подадени на входа на мрежата, в оранжево е истинската стойност на амплитудата на сигналите, в зелено са означени предсказанията на модела. **Вляво:** Събитие с един сигнал. Регионът на нарастване и около максимума оказва най-голямо влияние на загубите. **Вдясно:** Събитие с три сигнала. Аналогично най-големи прибреми се запазват в началните области на отделните сигнали [4].

За да бъде осъществен по-задълбочен анализ на това колко съществени за разпознаването са отделните части на сигнала, изследването на чувствителността е съсредоточено върху събития с един симулиран сигнал като това на Фигура 3.22 вляво, а пример за маскирано събитие със случайно подбрана позиция на маската е показан на Фигура 3.23 вляво. Чувствителността, изразена чрез стойността на загубата, прави рязък скок при закриването на предния фронт на сигнала и остава висока при закриването на максимума. Такова поведение е очаквано, тъй като началото на сигнала е мястото, където се намират ненулеви стойности в етикета. От Фигура 3.23 става ясно също, че при прилагане на MAC върху маскирани вълнови форми се появяват фалшиви сигнали на местата, където маскираната област свъшва и отново става видим сигнал. Тези фалшиви предсказания имат различна големина в зависимост от позицията на маската, следователно приносът им към сумарната загуба намалява с отдалечаване на маската от максимума на сигнала. Ширината на маската не оказва съществено влияние върху цялостното поведение на чувствителността при прилагането на този метод. Това е показано на Фигура 3.24, където резултатът от прилагането му е сравнен за три различни ширини върху едно и също събитие, предсказано с модела $M(18, \text{ReLU})$ и в трите случая. Поведението е сравнимо, но по-големият размер на маската дава по-добре изразени детайли.

При по-задълбочено изследване на резултатите от този метод е разработена модификация, насочена конкретно върху събития с един сигнал. При нея първоначално цялото събитие се замаскира и на всяка стъпка се открива по една нова стойност, след което се пресмята загубата. Стойността ѝ се поставя в крайния резултат на позицията, която е открита при съответната итерация. Пример за маскирано по този



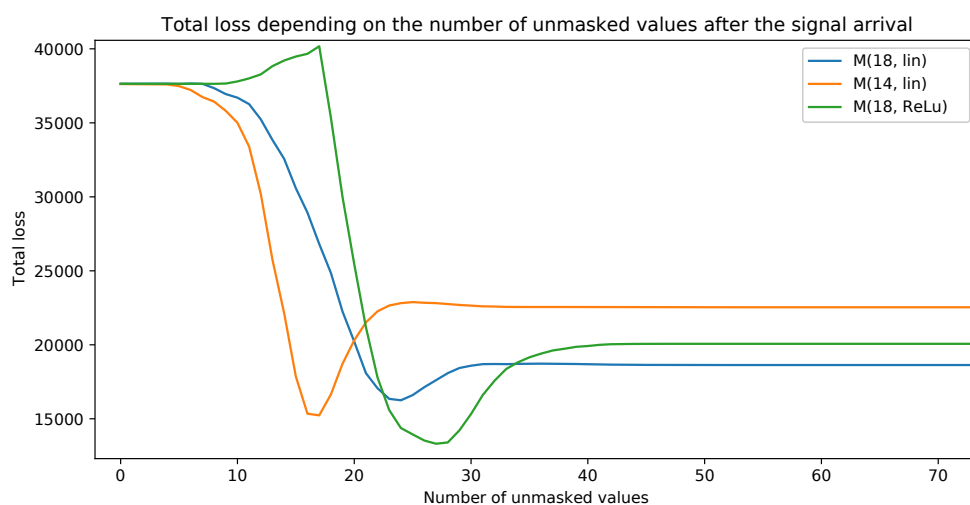
Фигура 3.23: Симулирано събитие, маскирано по двата разгледани начина за определяне на чувствителността към маскираните данни, показани в синьо. Истинската амплитуда на сигнала е в оранжево, а направените от модела $M(18, \text{ReLU})$ предсказания са в зелено. **Вляво:** Маска с размер 18 стойности, равни на 0, се мести по позициите на входа, като за всяка позиция на центъра ѝ се пресмята сумарната загуба. В показания случай маската се намира в задната опашка на сигнала и закрива региона в червено. Вижда се фалшиво предсказание на мястото, където маскираният регион приключва. **Вдясно:** Вариант, при който цялото събитие е маскирано и стойностите се разкриват една по една. Показан е моментът, в който е открит само предният фронт на сигнала, съответно предсказанието е с него по-малка амплитуда [4].



Фигура 3.24: Сравнение на чувствителността към маскирани данни за три различни размер на маската, приложена върху едно и също събитие, предсказано с модела $M(18, \text{ReLU})$. Наблюдава се сходен модел на поведение, но по-голямата маска дава по-детайлен резултат [4].

начин събитие, при което целият сигнал е занулен и е оставен само предният му фронт е показан на Фигура 3.23 вдясно. Показано е и предсказанието на модела, което показва пик на мястото на започване на сигнала, но той не е достатъчно висок, за да предскаже амплитудата му напълно. Това сочи към заключението, че за

пълна реконструкция на сигнала, освен предният му фронт, е необходим и регионът около максимума му. Сумарната загуба в зависимост от броя открити стойности след началото на сигнала и за трите тествани модела е показана на Фигура 3.25. И при трита загубата първоначално е висока, достига минимум и после се връща до константна стойност, която се поддържа докрай. Първият модел, който достига минимум е $M(14, \text{lin})$, докато $M(18, \text{lin})$ и $M(18, \text{ReLU})$ достигат минимум по-късно. Това вероятно е пряко следствие от по-малкия размер на конволюционния прозорец в първия модел. Друго заключение от този резултат е, че първите ~ 30 ns от сигнала са най-съществени за определянето на параметрите му. Това обяснява и получената на Фигура 3.4 необходима разлика във времената на пристигане на последователните сигнали, за да могат да бъдат отделени един от друг.

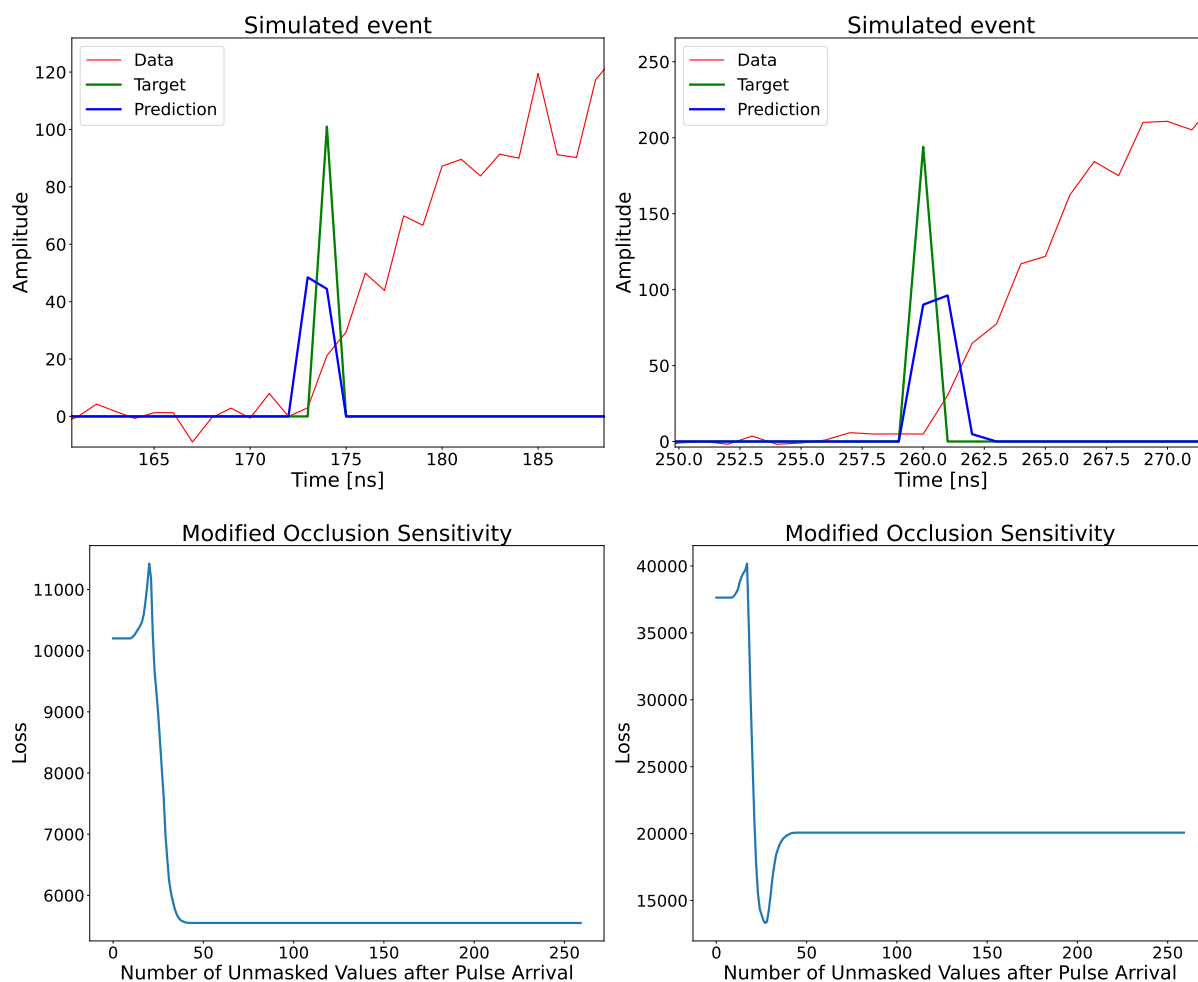


Фигура 3.25: Резултат от прилагането на модифицирания метод на чувствителността към маскирани сигнали върху събитие с един сигнал, предсказано от трите варианта на MAC. И при трите модела загубата достига минимум след откриване на по-малко от 30 ns след настъпването на сигнала [5].

3.7 Подобряване разделителната способност на MAC чрез upscaling

Прилагането на модифицирания метод на чувствителността към маскирани сигнали към различни случаи на събития с един сигнал разкрива два характерни варианта на поведение на резултата. Те са свързани с позицията на предсказанието на модела спрямо истинското положение на началото на сигнала в етикета. Самият етикет в действителност представлява закръглена до 1 ns стойност за началото, тъй като при симулацията времето на настъпване се генерира с точност 10^{-6} ns, но записът от дигитайзера е в дискретни бинове с ширина 1 ns. Двата възможни варианта са показани на Фигура 3.26. В горната ѝ част са показани детайли от две събития с по един сигнал. На лявото максимумът в предсказанието се пада преди поставената в етикета истинска стойност, докато при дясното този максимум е след истинската

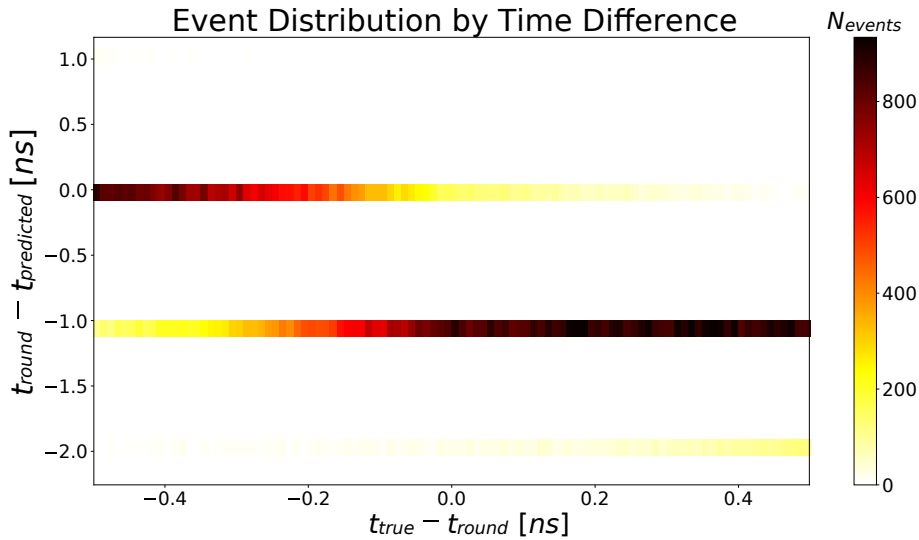
стойност в етикета. Тази разлика се отразява върху чувствителността при маскиране. В първия случай на по-ранно предсказание загубата достига минимум и тази минимална стойност остава константна. В случая на по-късно предсказание, загубата претърпява известно покачване след минимума, след което остава константна.



Фигура 3.26: Два възможни сценария за поведение на загубата при маскирани данни за събития с един сигнал, предсказани с $M(18, \text{ReLU})$. **Вляво:** Събитие, при което максимумът в предсказанието е преди етикета със закръглена стойност на истинското време на настъпване. При него загубата достига минимална стойност и тя се запазва като константа. **Вдясно:** Събитие, при което максимумът в предсказанието е след закръглената в етикета истинска стойност. След достигане на минимум в загубата, тя се връща обратно до по-висока стойност и остава константна [4].

Тази получена разлика поражда идеята, че, въпреки че при обучението моделът разчита на закръглените стойности на времето на настъпване в етикетите, той става чувствителен към действителното време на настъпване. Сравнение на предсказаните стойности с действителните, незакръглени времена на настъпване показва, че ако истинското време се пада преди закръглената стойност, предсказанието също е преди етикета. Ако истинското време е по-голямо от закръглената стойност, предсказанието на модела също се поставя след етикета. Това означава, че моделът развива чувстви-

телност към това в коя част на времевия бин с ширина 1 ns сигналът действително започва, и времето на настъпване може да се определи с по-висока прецизност. Това сравнение е показано на Фигура 3.27 чрез разпределение на събитията по разликата между предсказаното и закръгленото етикетирано време (къде спрямо етикета се пада предсказанието), отнесена към разликата между действителното и етикетираното време (в коя част на времевия бин реално настъпва събитието). Забелязва се, че повечето събития, започващи в началото на бина, са предсказани по-рано от своите етикети, докато събитията, настъпващи в края на бина, са предсказани след етикета.



Фигура 3.27: Разпределение на събитията с един сигнал, предсказани с $M(18, \text{ReLU})$ варианта на MAC. По x-оста е разликата между истинското и закръгленото в етикета време ($t_{\text{true}} - t_{\text{round}}$), която показва в коя част на времевия бин настъпва събитието. По y-оста е разликата между етикетираното закръглено време и предсказаното ($t_{\text{round}} - t_{\text{predicted}}$). Събитията, започващи в началото на бина, са предсказани по-рано, а тези, започващи в края на бина, са предсказани по-късно [4].

Въз основа на този резултат е въведена промяна в алгоритъма за пост-обработка. Вместо за време на настъпване да се декларира позицията с максимална стойност на предсказанието (уравнение 3.28), се взима претеглено средно за всички позиции в просореца на сливане:

$$t_{\text{arrival}} = \frac{\sum A_i t_i}{\sum A_i}, \quad (3.33)$$

В опит да се увеличи времевата разделителна способност на MAC, е разработена версия, при която размерността на изхода се увеличава чрез добавяне на upsampling слоеве в декодера. Те размножават подадените им стойности предварително зададен брой пъти k :

$$y_{(i-1)s+k} = x_i, \quad i \in \{1, \dots, n\}, \quad k \in \{1, \dots, s\}. \quad (3.34)$$

Разработеният модел UMAC (Upscaled Modified Autoencoder) използва нов набор от симулирани данни, при който на всяко събитие с дължина 1024 ns се дава етикет с дължина 4096 стойности, всяка отговаряща на 0.25 ns. Така се постига сумарен

фактор на умножение $k = 4$ и в етикета прецизността на закръгляне на времето на настъпване става 4 пъти по-голяма. Това умножение се прави чрез две последователни стъпки на размножаване на входа в декодера, след първия и втория деконволюционен слой. Съответно размерът на прозореца на втория и третия деконволюционен слой е удвоен. Схема на промяната в топологията на мрежата е показана на Фигура 3.28. Архитектурата на модела е описана в Таблица 3.4.

Таблица 3.4: Параметри на слоевете на подобрения модел UMAC. Той наследява архитектурата на MAC, но в декодера е въведено умножение на изхода между отделните деконволюционни слоеве.

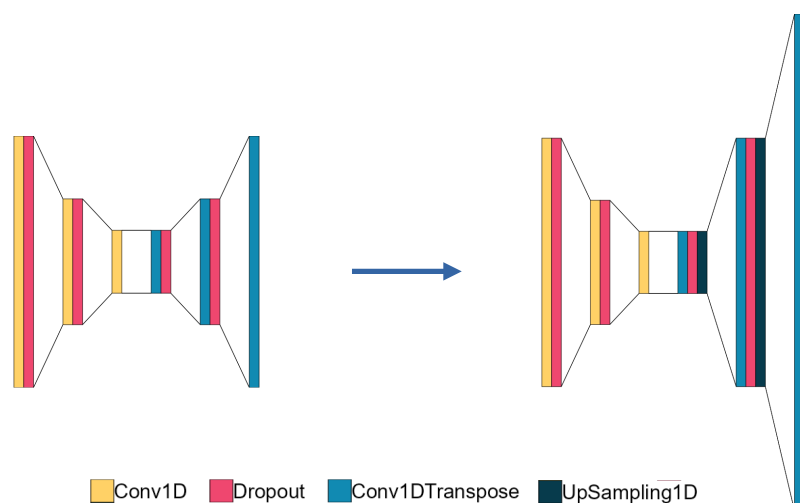
Слой	Форма на изхода	Брой филтри	Размер на прозореца	Параметри
conv1d	(None, 1024, 32)	32	16	544
conv1d_1	(None, 1024, 16)	16	14	7184
dropout (0.25)	(None, 1024, 16)	–	–	0
conv1d_2	(None, 1024, 8)	8	12	1544
conv1d_transpose	(None, 1024, 8)	8	12	776
dropout_1 (0.25)	(None, 1024, 8)	–	–	0
up_sampling1d	(None, 2048, 8)	–	–	0
conv1d_transpose_1	(None, 2048, 16)	16	28	3600
dropout_2 (0.25)	(None, 2048, 16)	–	–	0
up_sampling1d_1	(None, 4096, 16)	–	–	0
conv1d_transpose_2	(None, 4096, 32)	32	64	32800
conv1d_transpose_3	(None, 4096, 1)	1	64	2049
Пълен брой параметри				48497
Параметри, подлежащи на трениране				48497
Параметри, неподлежащи на трениране				0

И при приложението на UMAC изходът от модела се подлага на пост-обработка, като за времето на настъпване се използва уравнение 3.33. Резултатът от приложението на MAC и UMAC е сравнен чрез прилагането им върху същия статистически независим набор от данни, използван за изследването на чувствителността към маскирани данни. Последени са средната абсолютна грешка MAE и средната квадратична грешка MSE за предкзаните времена на настъпване и амплитуди:

$$\text{MAE} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\xi_i^{\text{pred}} - \xi_i^{\text{truth}}| \quad (3.35)$$

$$\text{MSE} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\xi_i^{\text{pred}} - \xi_i^{\text{truth}})^2, \quad (3.36)$$

където ξ_i^{pred} е предсказаната стойност за времето на настъпване или амплитудата, ξ_i^{truth} е истинската стойност, а N е броят събития в използвания за теста набор от



Фигура 3.28: Схема на еволюцията от MAC към UMAC. Въведеното подобрение при UMAC се състои от два размножаващи слоя в декодера, означени в тъмносиньо, които правят изхода два пъти по-дълъг, като до всяка стойност от входа поставят нейно копие [4].

данни. Пресметнати са още средната стойност и стандартното отклонение (SD) на разпределенията на грешките. Резултатите са показани в Таблица 3.5. Забелязва се,

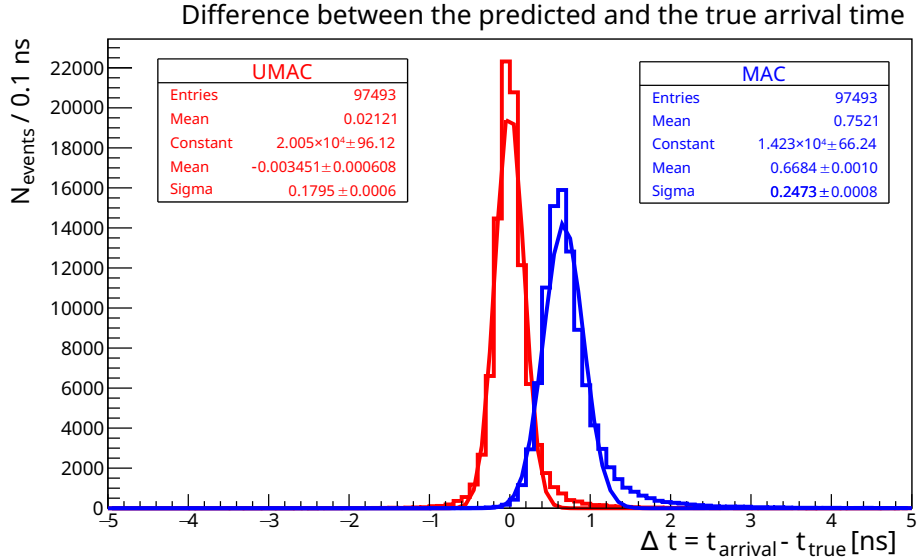
Таблица 3.5: Сравнение на точността MAC and the UMAC [4].

Критерий	Модел	MAC	UMAC
Време на пристигане, MAE [ns]		0.77	0.19
Време на пристигане, MSE [ns ²]		0.86	0.16
Амплитуда, MAE [mV]		111.6	23.2
Амплитуда, MSE [mV ²]		17,045.8	988.6
Грешка при определяне времето на пристигане, средно [ns]		0.75	0.02
Грешка при определяне амплитудата, средно [mV]		-111.8	-2.7
Грешка при определяне времето на пристигане, SD [ns]		0.43	0.30
Грешка при определяне амплитудата, SD [mV]		67.7	31.3

че по всички критерии UMAC показва по-добри представяне в сравнение с MAC. Средноквадратичната грешка при определяне времето на пристигане е над 5 пъти по-малка, а определянето на амплитудата е още по-добро, със 17 пъти по-малка средноквадратична грешка.

Разликата между истинското и предсказаното време на настъпване за двата модела е показана на Фигура 3.29. Двете разпределения са фитирани с Гаусови функции, като резултатът за UMAC показва минимална разлика между истинското и пред-

сказаното време на пристигане, докато при MAC средната ѝ стойност е ~ 0.7 ns. Стандартното отклонение при UMAC е 0.1795 ± 0.0006 ns, докато при MAC то е 0.2473 ± 0.0008 ns.

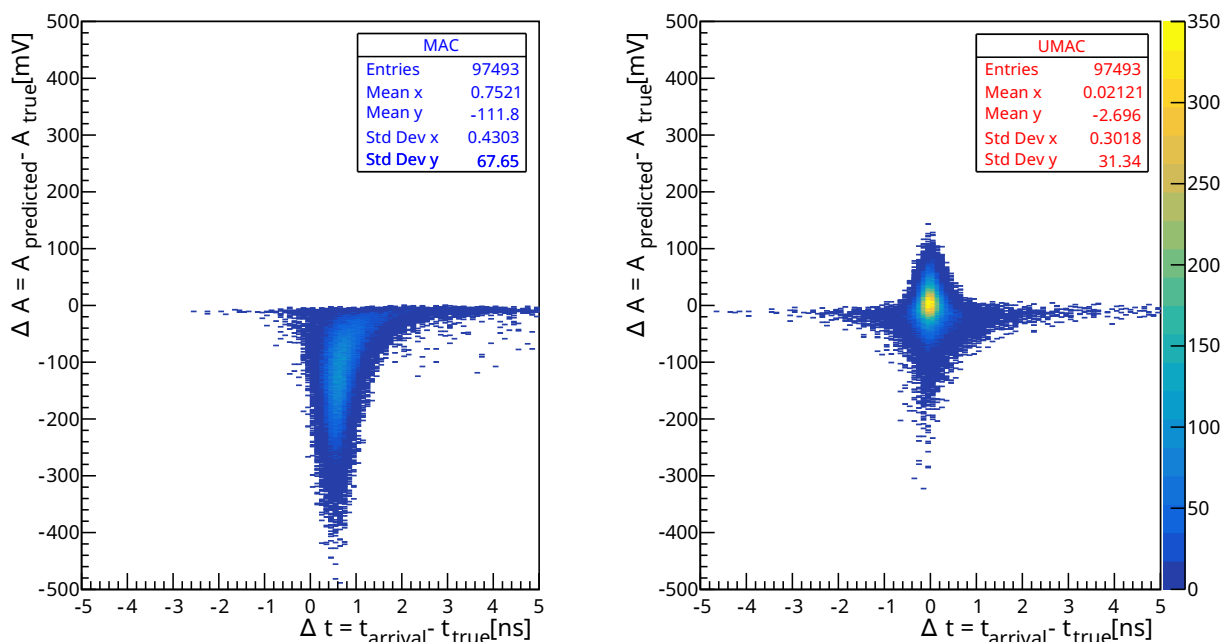


Фигура 3.29: Разлика между истинското и предсказаното време на настъпване на сигналите за MAC (в синьо) и UMAC (в червено). Разпределението на тази разлика е много по-тясно и центрирано на 0 при UMAC [4].

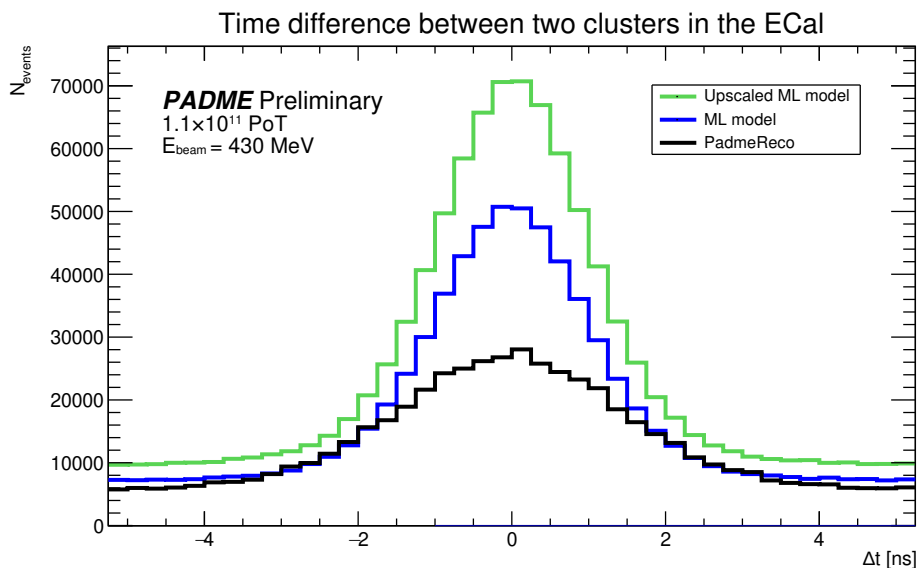
Двумерни разпределения на разликите между истински и предсказани времена и амплитуди са показани на Фигура 3.30. При MAC се наблюдава отклонение към отрицателните стойности при амплитудата, което е видно и при приложението върху реални данни и води до нуждата от допълнителна калибровка. UMAC моделът демонстрира много по-добро представяне при реконструкцията на амплитудата.

3.8 Приложение на UMAC върху данни от PADME

UMAC моделът е въведен в реконструкцията на експеримента и резултатите от прилагането му са калибрирани по описаната в секция 3.5 методология. Сравнени са резултатите от реконструкцията на използвания набор от експериментални данни Run30369 с PadmeReco, MAC и UMAC. И при MAC и при UMAC е използван прозорец на сливане от 31 ns. Това дава полуширина от 15 ns, което все още попада под прага за разделяне на два сигнала. На Фигура 3.31 е показана разликата във времената между двойки клъстери в ECal за трите метода на реконструкция. Получени са Гаусови разпределения съответно със $\sigma = 1.45$ ns за PadmeReco и $\sigma = 1.01$ ns за MAC. Подобриенето в разделителната способност на MAC идва от допълнително увеличената ширина на прозореца на сливане, която абсорбира фалшивите сигнали. Разпределението за UMAC е със $\sigma = 0.91$ ns, като при него се наблюдава и по-голям брой идентифицирани двойки.



Фигура 3.30: Разлика между истинската и предсказаната амплитуда, отнесена към разликата между истинското и предсказаното време на настъпване на сигнала. **Вляво:** MAC моделът дава отклонения от истинските стойности и за времето, и за амплитудата. **Вдясно:** При UMAC разпределенията на двете разлики са центрирани на 0, което дава индикация за по-точна реконструкция и на времето, и на амплитудата [4].



Фигура 3.31: Разлика във времената на двойки клъстери в ECal, реконструирани съответно с PadmeReco (черно), MAC (синьо) и UMAC (зелено). Разделителната способност, постигната от трите модела е съответно 1.45 ns за PadmeReco, 1.01 ns за MAC и 0.91 ns за UMAC

Глава 4

Търсене на нови леки частици при процеси на аниhilация

4.1 Процеси на асоциирано раждане на Тъмен фотон

Установката на PADME дава възможност за търсене на нови леки частици с маси до ~ 20 MeV при аниhilацията на позитроните от снопа в мишената. При механизма на асоциирано раждане на Тъмен фотон, той се ражда заедно с видим фотон от Стандартния модел (вж. Фигура 1.14):

$$e^+e^- \rightarrow A'\gamma. \quad (4.1)$$

Продуктите от последващия разпад на тъмната частица могат да бъдат регистрирани и по този начин тя да бъде реконструирана. Тъй като съществуват модели и за видим, и за невидим разпад, методът на липсващата маса има предимството да е приложим независимо какъв модел се разглежда.

4.1.1 Метод на липсващата маса

За търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон, експериментът PADME разчита на събития, при които видимият фотон, роден едновременно с Тъмния, е регистриран от електромагнитния калориметър. Схема на такова събитие е показана на Фигура 4.1. Липсващата маса за всеки процес, при който е регистриран единствен фотон е

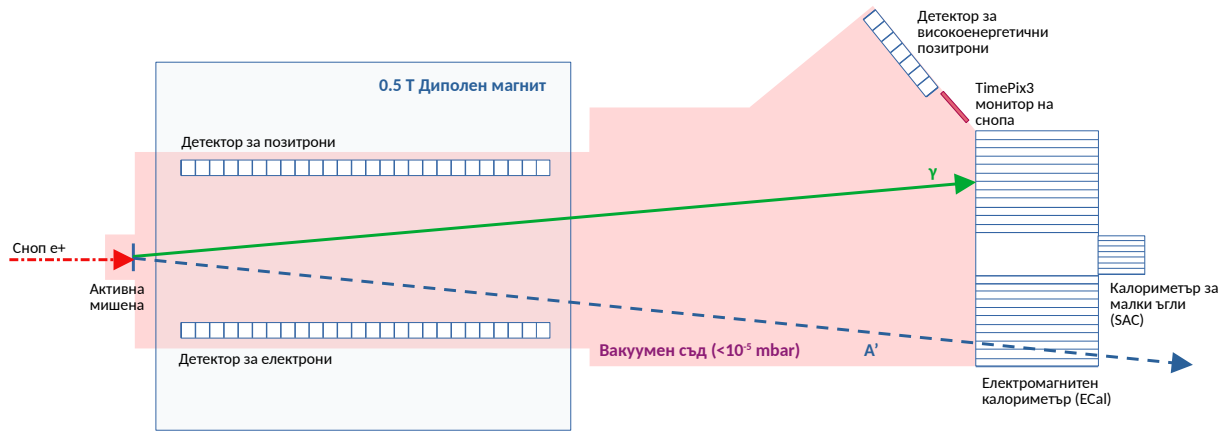
$$M_{miss}^2 = (P_{e^+} + P_{e^-} - P_\gamma)^2, \quad (4.2)$$

където P_{e^+} , P_{e^-} и P_γ са четириимпулсите съответно на позитроните от снопа, електроните в мишената и регистрирания в калориметъра фотон. Позитронният сноп е насочен по оста z , следователно $P_{e^+} = \left(\sqrt{p_{beam}^2 + m_e^2}, 0, 0, p_{beam}\right) \approx (E_{beam}, 0, 0, E_{beam})$. Електроните в мишената се разглеждат в покой с $P_{e^-} = (m_e, 0, 0, 0)$. Четириимпулсът на регистрирания в калориметъра фотон е $P_\gamma = (E_\gamma, E_\gamma \sin \theta_\gamma \cos \phi_\gamma, E_\gamma \sin \theta_\gamma \sin \phi_\gamma, E_\gamma \cos \theta_\gamma)$, като ϕ е азимуталният му ъгъл, а θ е полярният му ъгъл система център на масите. Тъй като снопът е насочен по z -оста, ϕ не се използва в последващите изчисления. Електромагнитния калориметър

се използва за точно определяне на енергията E_γ и позицията θ на фотона, а информация за енергията на снопа се получава от тестовия комплекс ВТФ. Съответно липсващата маса при еднофотонни събития в PADME се определя като

$$M_{miss} = \sqrt{2m_{e^-} \left[E_{beam} - E_\gamma \left(1 + \frac{E_{beam}}{2m_{e^-}} \theta^2 \right) \right]}, \quad (4.3)$$

използвайки приближението $\sin^2 \frac{\theta}{2} \approx \frac{\theta^2}{4}$. Най-високата възможна за регистриране маса е $M_{miss,max} \approx \sqrt{2m_e E_{beam}}$, като в условията на PADME (максимална енергия на позитронния снап 550 MeV) тя е $M_{miss,max} \approx 23.7$ MeV. При енергията на снопа $E_{beam} \approx 430$ MeV, използван в Run II, максимално възможната липсваща маса е $M_{miss,max} \approx 21$ MeV.



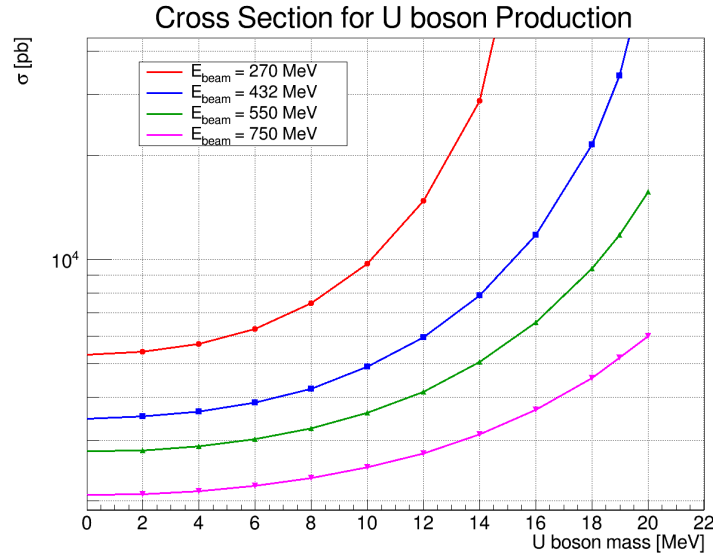
Фигура 4.1: Асоциирано раждане на Тъмен и видим фотон в експеримента PADME. Видимият фотон γ (в зелено) е регистриран в ECal, като позицията и енергията му позволяват да се определи неговият четириимпулс. При познаване на параметрите на снопа, по този начин може да се определи липсващата маса, която да се припише на Тъмния фотон (в синьо).

В случай, че в експеримента се наблюдава асоциирано раждане на Тъмен фотон, то в разпределението на липсващата маса за еднофотонни събития ще се наблюдава пик, центриран на масата на A' . Чрез броя събития $N_{A'}$, формиращи този пик може да се определи сечението за изследвания процес:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A') = \frac{N_{A'}}{N_{TOT} Acc_{(A'\gamma)} N_{e/S}}, \quad (4.4)$$

където:

- N_{TOT} е броят позитрони, отчетени в мишената,
- $Acc_{(A'\gamma)}$ е ефективността за регистриране на $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ в условията на PADME, получена чрез Монте Карло симулация
- $N_{e/S} = \frac{\rho d N_A Z}{M} = 0.0106 \text{ b}^{-1}$ е броят електрони на единица площ в мишената.



Фигура 4.2: Сечение за раждане на Тъмен фотон в комбинация с видим фотон при процес на аниhilация на ускорени позитрони до четири различни енергии, получено чрез симулация на събития с CalcHEP.

На Фигура 4.2 е показана стойността на сечението $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')$ в зависимост от масата $M_{A'}$ за четири различни стойности на енергията на позитроните в снопа. Стойностите са получени при симулация на събития със софтуерния пакет CalcHEP [174].

При получаване на експериментален резултат за сечението, това позволява да се пресметне константата на смесване ϵ на Тъмния и видимия фотон, използвайки информация за сечението за двуфотонна аниhilация $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$:

$$\epsilon^2 = \frac{1}{\delta} \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)}, \quad (4.5)$$

δ е кинематичен фактор, зависещ от $M_{A'}$. Той е необходим, за да се отчетат разликите в кинематиката на процесите, произлизащи от това, че Тъмният фотон е масивна частица, а видимият фотон е безмасов. Съответно сечението за аниhilация до два видими фотона е

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) \propto \frac{\alpha^2}{s} \cdot f(\theta), \quad (4.6)$$

Функцията $f(\theta)$ изразява ъгловото разпределение на диференциалното сечение [175] и има вида

$$f(\theta) = \frac{1 + \cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} \quad (4.7)$$

При раждане на един видим фотон и един Тъмен, сечението вече зависи и от масата на родения Тъмен фотон:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A') \propto \epsilon^2 \frac{\alpha^2}{s} \cdot g(\theta, m_{A'}), \quad (4.8)$$

където $g(\theta, m_{A'})$ има вида

$$g(\theta, m_{A'}) = \left(1 - \frac{m_{A'}^2}{s}\right) \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta + \frac{m_{A'}^2}{s} \sin^2 \theta}{\sin^2 \theta} \quad (4.9)$$

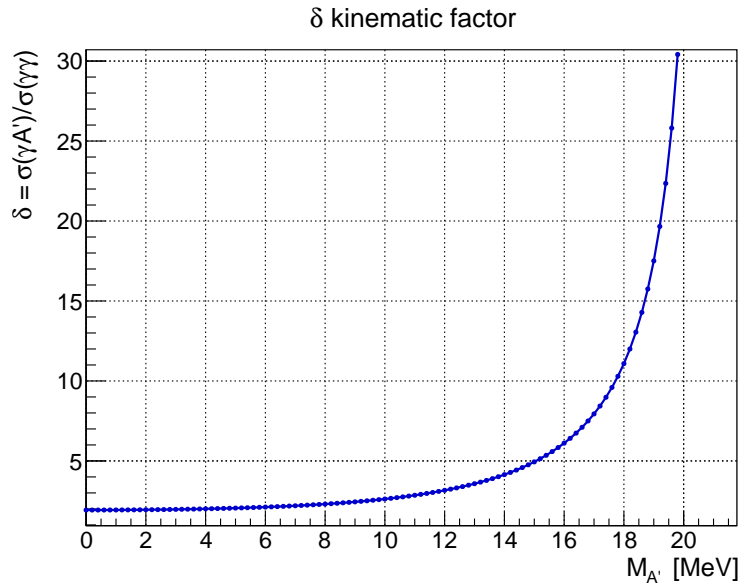
Факторът δ отчита тази разлика:

$$\delta = \frac{f(\theta)}{g(\theta, m_{A'})} \quad (4.10)$$

Той може да бъде пресметнат чрез симулации на двата процеса при $\varepsilon = 1$:

$$\delta = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')|_{\varepsilon=1}}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (4.11)$$

Стойността му за аразлични маси на Тъмния фотон, пресметната чрез симулация на $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ събития с CalcHEP е представена на Фигура 4.3. При $M_{A'} \rightarrow 0$, $\delta \rightarrow 2$, което е следствие от това, че при $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ процеса се раждат две идентични частици и се интегрира само по половината от интервала от ъгли, след което се умножава по 2.



Фигура 4.3: Факторът δ за различни стойности на масата на Тъмния фотон $M_{A'}$ между 0 и 20 MeV, получен чрез симулация на процеси с CalcHEP.

В случай на отсъствие на сигнал, чрез статистическата неопределеност на фоните събития може да се песметне горна граница за константата на смесване ε в зависимост от масата на Тъмния фотон $M_{A'}$. Големият брой натрупани събития позволява приемането на Гаусов подход за данните, следователно за да се получи стойност на горната граница с 68% ниво на сигурност е необходимо броят наблюдавани събития N_{obs} в избран интервал, отговарящ на дадена стойност на M_{miss}^2 да е такъв, че $N_{sig}/\sqrt{N_{bkg}} > 0.47$, където $N_{sig} = N_{obs} - N_{bkg}$, като N_{bkg} е очакваното ниво

на на фоновите събития, получено чрез Монте Карло симулации. От своя страна, следвайки уравнения 4.4 и 4.5,

$$N_{sig} = \epsilon^2 \delta\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) N_{POT} Acc_{sig} N_{e/S} \quad (4.12)$$

Следователно при отсъствие на индикации на сигнал, с 68% ниво на сигурност могат да се изключат ϵ , за които

$$\epsilon^2 > \frac{0.47 \sqrt{N_{bkg}}}{\delta\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) N_{POT} Acc_{sig} N_{e/S}}. \quad (4.13)$$

Стратегията за анализ на данните от PADME чрез използване техниката на липсващата маса е насочена към определяне на ефективността за регистриране на Тъмни фотони Acc_{sig} и броят очаквани фонове събития N_{bkg} , след което хипотезата да се провери чрез броя реално наблюдавани в данните събития N_{obs} . Процедурата се състои от няколко основни задачи:

- Разработване на процедура по потискане на фоновите събития, с цел постигане на максимална възможност за регистриране на сигнал.
- Изследване на формата на сигнала в зависимост от $M_{A'}$ с цел определяне интервалите на интегриране, както и Acc_{sig}^{MC} чрез Монте Карло симулации. Проследяване поведението на Acc_{sig}^{MC} за различни нива на фона
- Проверка на ефективността на потискането на фона върху симулирани данни чрез следене промяната на N_{bkg} в определените в предишната точка интервали.
- Проверка на промяната в ефективността за регистриране на сигнал Acc_{sig}^{MC} при прилагане на процедурата за потискане на фона
- Установяване на степента на сходство между експерименталните и симулирани данни за определяне $Acc_{sig} = f(Acc_{sig}^{MC})$
- Прилагане на процедурата за потискане на фона върху данните, определяне на N_{obs} за различните $M_{A'}$ и сравняване с очакваната стойност фона N_{bkg} . В случай на наличие на сигнал при дадена маса, определяне константата на смесване ϵ ; а в случай на отсъствие - поставяне на съответната горна граница.

4.1.2 Основни фонове процеси

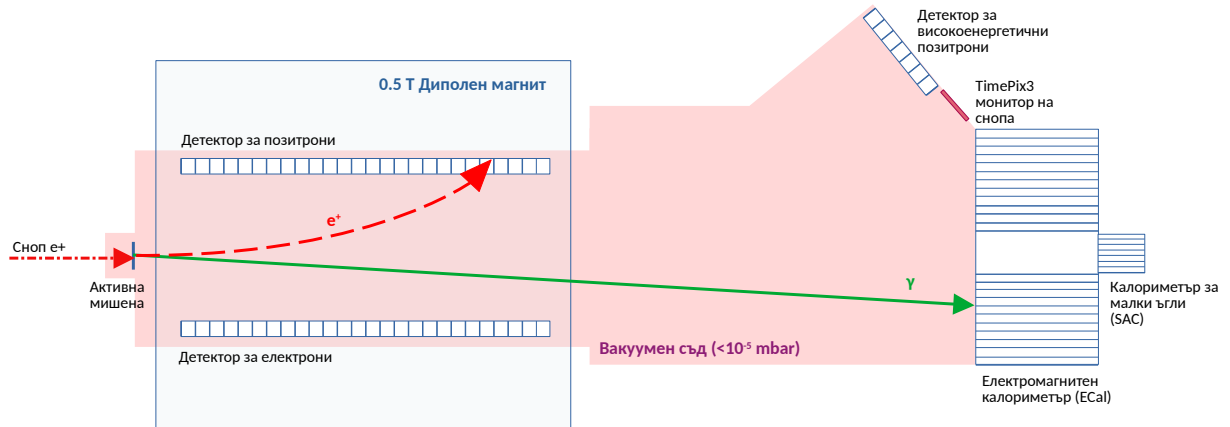
Успешният анализ на данните изисква добро познаване на фоновите процеси от Стандартния модел, които се случват в рамките на експеримента, както и натрупването на фон от инструментални ефекти. Голямата интензивност на снопа, при която работи PADME в рамките на Run II, води до натрупване на голям брой фонове събития. Най-голям принос имат спирачното лъчение от позитрони в мишената и дву-и трифотонната аниhilация.

Спирачно лъчение

Основният физичен процес, създаващ фонови събития в PADME е спиращото лъчение

$$e^+ N \rightarrow e^+ N \gamma \quad (4.14)$$

То има същата топология като предполагаемия сигнал от Тъмен фотон, тъй като и при него резултатът е регистрирането на единствен фотон в ECal. Позитронът, излъчил фотона, продължава с намалена енергия и се закривява в магнитното поле. В следствие на това той може да попадне в детектора за позитрони или детектора за високоенергетични позитрони, както е показано на Фигура 4.4.



Фигура 4.4: Спирачно лъчение на позитрон от снопа. Излъченият фотон попада в ECal, позитронът, който го е излъчил, се закривява в полето на диполния магнит на PADME и е регистриран от PVeto.

Тъй като мишената е достатъчно тънка, с добро приближение може да се приеме, че сумата от енергиите на излъчения фотон и позитрона, който го е излъчил, е равна на енергията на снопа. Закривяването на позитрона в полето на диполния магнит и съответно в кой канал на детектора (изразен чрез позицията по оста z) за позитрони ще попадне той се определя чрез импулса му [134]:

$$p(z) = \frac{0.3 B [(z - z_C)^2 + x^2]}{2x}, \quad (4.15)$$

където z_C е позицията на центъра на окръжността, по която фотонът се закривява, x позицията на целия детектор е фиксирана $x = 192.5$ mm, а B е големината на магнитното поле. Тъй като $p(z)$ може да се изрази като разлика между енергията на снопа и енергията на регистрирания в калориметъра фотон, то съобразно уравнение 4.15 се получава квадратична зависимост на енергията на спиращо излъчения фотон от позицията във ветото на излъчилиия го позитрон:

$$E_\gamma^{Brem} = f(z_{e^+}^2) \quad (4.16)$$

За потискане на спиращото лъчение се използват съвпаденията по време между фотони, регистрирани в ECal и позитрони в PVeto. След детайлно изследване на процеса, може да се въведе и по-консервативно потискане чрез потискане само на тези

съвпадащи по време събития, които принадлежат на разпределението 4.16. Такова изследване е изложено в Глава 5.

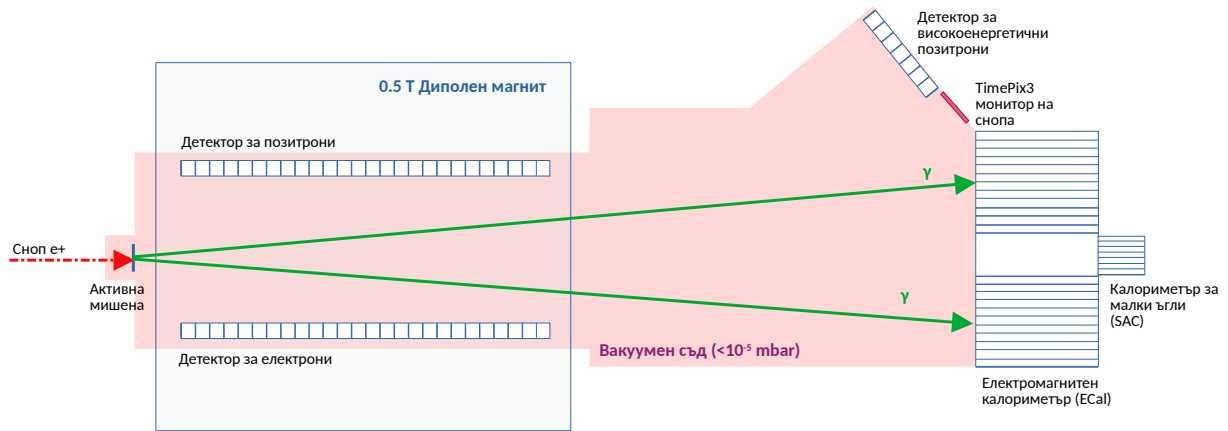
При голяма част от събитията на спиращо лъчение, фотонът е излъчен по направление на снопа и попада в централната област на ECal, която целенасочено е оставена празна, и е регистриран от калориметъра за малки ъгли зад него. Отличната разделителна способност по време на SAC позволява тези събития да се използват за калибровка по време на PVeto, както е засегнато вече в Глава 2, секция 2.2.2. Селекцията на събития на спиращо лъчение, регистрирани от вето детекторите и SAC, позволява по-детайлно изучаване на процеса.

Аниhilация

Друг основен процес от Стандартния модел, формиращ фона в експеримента PADME, е аниhilацията на електроните и позитроните с раждане на два или три фотона. В случай на аниhilация до два фотона

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma, \quad (4.17)$$

ако и двата са регистрирани от ECal (Фигура 4.5), то времето им на настъпване съвпада. Следователно те се потискат чрез въвеждане на изискване за изолация на регистриран фотон във времето от други клъстери, за да може събитието да се счита за еднофотонно.



Фигура 4.5: Аниhilация с два фотона в крайно състояние, регистрирани от електромагнитния калориметър на PADME.

Подсигуряването на изолация на клъстерите във времето не гарантира пълно потискане на тези събития, тъй като при част от тях един от фотоните не е регистриран. Това резултира в пик в разпределението на M_{miss}^2 , с максимум при $M_{miss}^2 = 0$, който е част от неподлежащия на потискане фон.

Данните от Run II на PADME са използвани за осъществяване на анализ [176], посветен на определяне на сечението за този процес $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$. Познаването му с голяма прецизност е необходимо, тъй като то участва в определянето на константата на смесване на Тъмния фотон с видимия (уравнение 4.13). Полученият резултат е

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma} = (1.977 \pm 0.018_{\text{stat.}} \pm 0.119_{\text{sys.}}) \text{ mb} \quad (4.18)$$

В случай на аниhilация с три фотона в крайно състояние

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma, \quad (4.19)$$

съществуват няколко възможности: и трите фотона да попаднат в ECal, или някой от тях да е регистриран от SAC. Потискането на първия вариант се осигурява чрез споменатия вече критерий за изолация във времето, а за втория вариант се разчита и на съвпадения между ECal и SAC. Случай, който не може да бъде потиснат, е трифотонна аниhilация, при която е регистриран само един от родените фотони.

Други процеси

От останалите възможни процеси от Стандартния модел, при търсенето на Тъмен фотон чрез липсваща маса, влияние има и излъчвателното Баба разсейване $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. При положение, че фотонът е регистриран в калориметъра, той може да бъде потиснат, ако поне една от двете заредени частици е регистрирана от детектора за електрони или позитрони чрез съвпадане във времето.

4.1.3 Монте Карло симулация на събития в PADME

Изследването както на процеса по раждане на Тъмен фотон, така и на фоновите процеси, изисква добро познаване на експерименталната установка и осъществяване на симулации чрез които да се проследява процедурата за потискане на фона.

Софтуерната рамка PadmeMC [177] представлява пълна симулация на експеримента, основана главно на пакета GEANT4 [178]. Получените симулирани събития могат след това директно да се реконструират и анализират със стандартния софтуер на PADME. Тъй като физичните процеси в експеримента са типични електромагнитни процеси от Стандартния модел, се използва вградения физичен генератор на GEANT4, осигуряващ симулацията на двуфотонна аниhilация, спирачно лъчение, Кулоново разсейване, синхротронно излъчване и други възможни процеси при взаимодействието на частиците с веществото.

За симулация на двуфотонна аниhilация се използва формулата на Хайтлер [179]

$$\sigma(E) = \frac{\pi r_0^2}{(\gamma + 1)} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln \left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right], \quad (4.20)$$

като се приема, че електроните в мишената са в покой.

За симулация на спирачното лъчение се използва моделът на Зелцер-Бергер [180]. В него ъгловото разпределение на излъчените фотони се пресмята чрез обобщената формула на Цай [181]

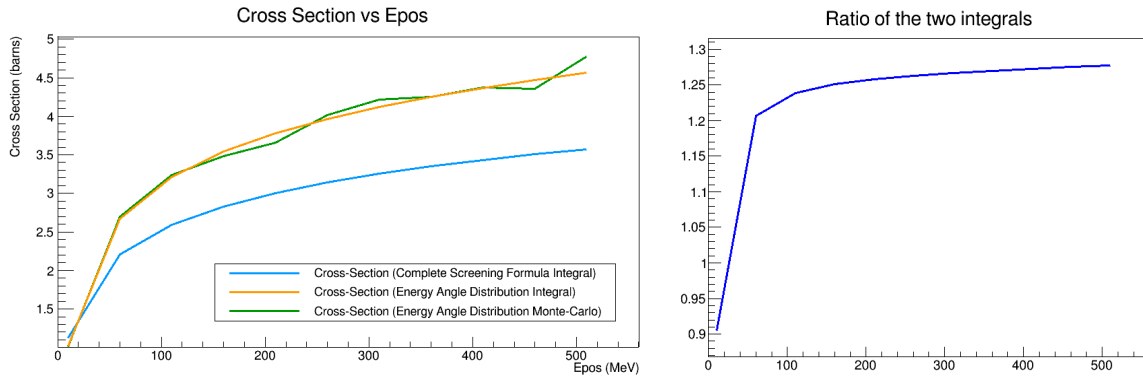
$$\frac{d\sigma_b}{dk} = 4\alpha r_0^2 k^{-1} \left[\left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) [Z^2(L_{\text{rad}} - f) + ZL'_{\text{rad}}] + \frac{1}{9}(1 - y)(Z^2 + Z) \right], \quad (4.21)$$

която е получена чрез интегриране по енергията на формулата за диференциално

сечение [181]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_b}{d\Omega_k dk} &= - \left(\frac{d\sigma_{\text{pair}}}{d\Omega dp} \right)_{k_\mu \rightarrow -k_\mu; p_\mu \rightarrow -p_\mu} \frac{k^2 E}{p^3} \\ &= \frac{2\alpha^3}{k} \left(\frac{E^2}{m^4} \right) \left\{ \left[\frac{2(y-1)}{(1+l)^2} - \frac{12l(y-1)}{(1+l)^4} \right] G_2(\infty) \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{2-2y+y^2}{(1+l)^2} + \frac{4l(y-1)}{(1+l)^4} \right] [\chi - 2Z^2 f((\alpha Z)^2)] \right\} \end{aligned} \quad (4.22)$$

Тъй като формула 4.21 е получена при интегриране на енергията в интервал от стойности, много по-високи от енергиите при взаимодействията в PADME, валидността на метода е проверена, като и двете сечения - диференциалното 4.22 и апроксимацията на пълното 4.21 са интегрирани в интервала от енергии между 0 и 500 MeV. Тъй като уравнение 4.21 е получено при интегриране по ъгъла в интервала $[0, \pi]$, то същите граници са използвани при интегрирането на диференциалното сечение. За проверка на полученото аналитично решение за интеграла на 4.22 е направено второ пресмятане по Монте Карло метода. Резултатите от решенията на интегралите са представени на Фигура 4.6 вляво. Монте Карло проверката на интеграла на диференциалното сечение потвърждава получената от аналитичното решение стойност. При енергии над 100 MeV, тя е с $\sim 25\%$ по-висока от стойността, дадена от обобщената формула, използвана от GEANT4, както се вижда от отношението на двата интеграла, показано на Фигура 4.6 вдясно.



Фигура 4.6: **Вляво:** сечение за спиречно лъчение в зависимост от енергията на позитроните в интервала от енергии, приложим за експеримента PADME. В синьо са стойностите, получени чрез интегриране на обобщената формула 4.21, използвана от физическия генератор на GEANT4. В оранжево са стойностите, получени след аналитично интегриране на диференциалното сечение 4.22, а в зелено е Монте Карло проверката на същия интеграл, която съвпада с аналитичния резултат. **Вдясно:** отношение на получените по двата начина сечения в зависимост от енергията. Разликата достига $\sim 25\%$ за енергии над 100 MeV.

Освен вградения физичен генератор на GEANT4, PadmeMC използва симулиран с CalcHEP набор от събития с аниhilация до 3 фотона ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$). Софтуерът разполага и със собствен генератор за $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ събития, за да симулира раждането на Тъмен фотон.

В симулацията е въведено пълно описание на параметрите на снопа, включително разпределението на енергията, структурата на бънча, интензитета и т.н. Магнитното поле, създавано от диполния магнит е симулирано благодарение на информация за прецизното му измерване от Лабораторията за магнитни измервания на LNF. Картата на магнитното поле съдържа информация и за остатъчното поле извън физичния обем на магнита. Това позволява симулиране на поразяващи се вторични взаимодействия при изследването на фонови процеси.

RadmeMC съдържа и пълна симулация на всички детектори в експеримента. Точната им позиция е определена чрез измервателни проучвания и въведена в софтуера, като освен детекторите, се симулира и пасивния материал в експеримента - вакуумната камера, установките за закрепване на детекторите и т.н. Симулираните събития в детекторите се запазват в специално разработени структури от данни, които наподобяват информацията за сигналите от реалните събития. Това позволява симулираните данни да преминават след това през методите за реконструкция и анализ, разработени за истинските експериментални данни.

4.1.4 Изследване формата на сигнала

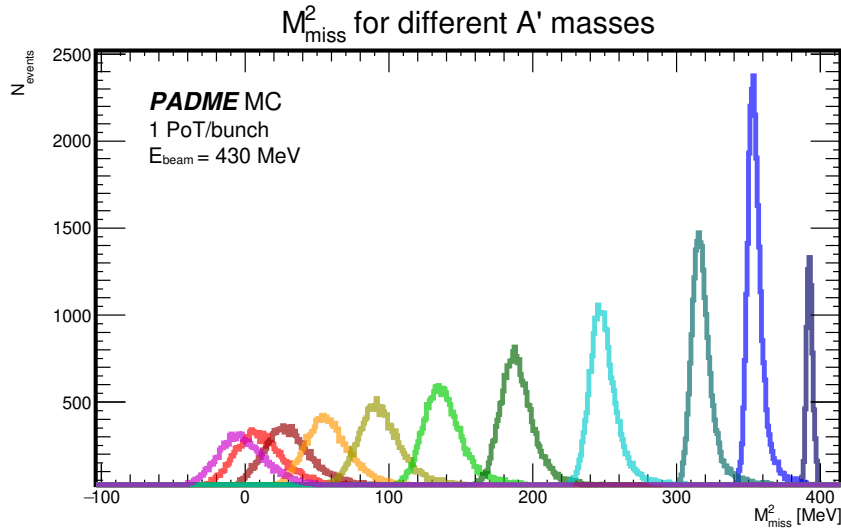
При наличие на Тъмен фотон с маса $M_{A'}$, и достатъчно голямо сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')$, попадащо в рамките на чувствителността на PADME, на разпределението на липсващата маса M_{miss}^2 ще се наблюдава пик, центриран на $M_{A'}$. Ширината на този пик зависи от масата на частицата и задава интервала на интегриране на сигнала, съответстващ на всяка стойност на масата. За да се изследва сигнала от $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ събития са разработени поредица от симулации чрез RadmeMC. Изследвани са 11 стойности на $M_{A'}$: 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 19 и 20 MeV. За всяка от тях са генерирани 6 различни набора от по 100 000 събития. Във всеки от тях броят родени Тъмни фотони е фиксиран на 1 за събитие, като е вариран броят позитрон в бънча. Генерирани са данни с 1, 10, 100, 1000, 10 000 и 25 000 позитрона в бънч.

На Фигура 4.7 е показано разпределение на липсващата маса за видими фотони, родени в асоциация с Тъмни фотони, като се използва симулацията на събития с 1 позитрон на бънч. Разпределенията за 11-те маси са апроксимирани с Гаусови разпределения и на фигурата е показана зависимостта на стандартното отклонение σ от масата на Тъмния фотон.

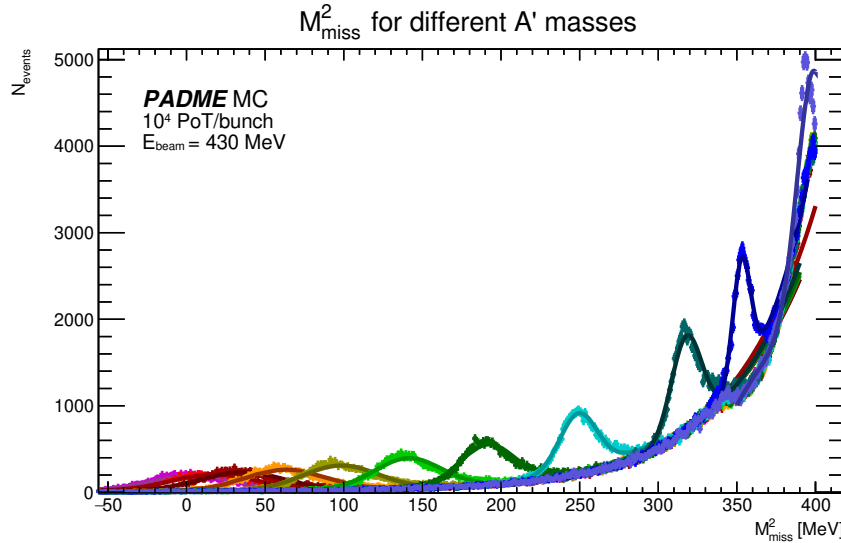
За да се изследва дали формата на сигнала се променя при по-голям брой частици в снопа, същите разпределения са построени и за останалите интензивности, симулирани за всички стойности на масата. Видът на разпределенията от Фигура 4.7 при 10 000 позитрона в бънч, един от които участва в раждане на Тъмен фотон, е показан на Фигура 4.8.

За фитирането на разпределенията при присъствие на голям брой фонови събития се използва комбинация от Гаусово разпределение за сигнала и оценка на подложката от фона с експоненциално разпределение. Второто след това се изважда, за да може да бъде интегриран единствено сигналът. На Фигура 4.9 са показани разпределенията на сигнала след изваждане на фона.

Освен за формата на сигнала чрез стойността на σ , тези разпределения дават информация и за друг важен параметър - ефективността за регистриране $Acc_{\gamma A'}^{MC}$. Тя може да се оцени като се сравни броят събития, отчетени в полученото разпределение



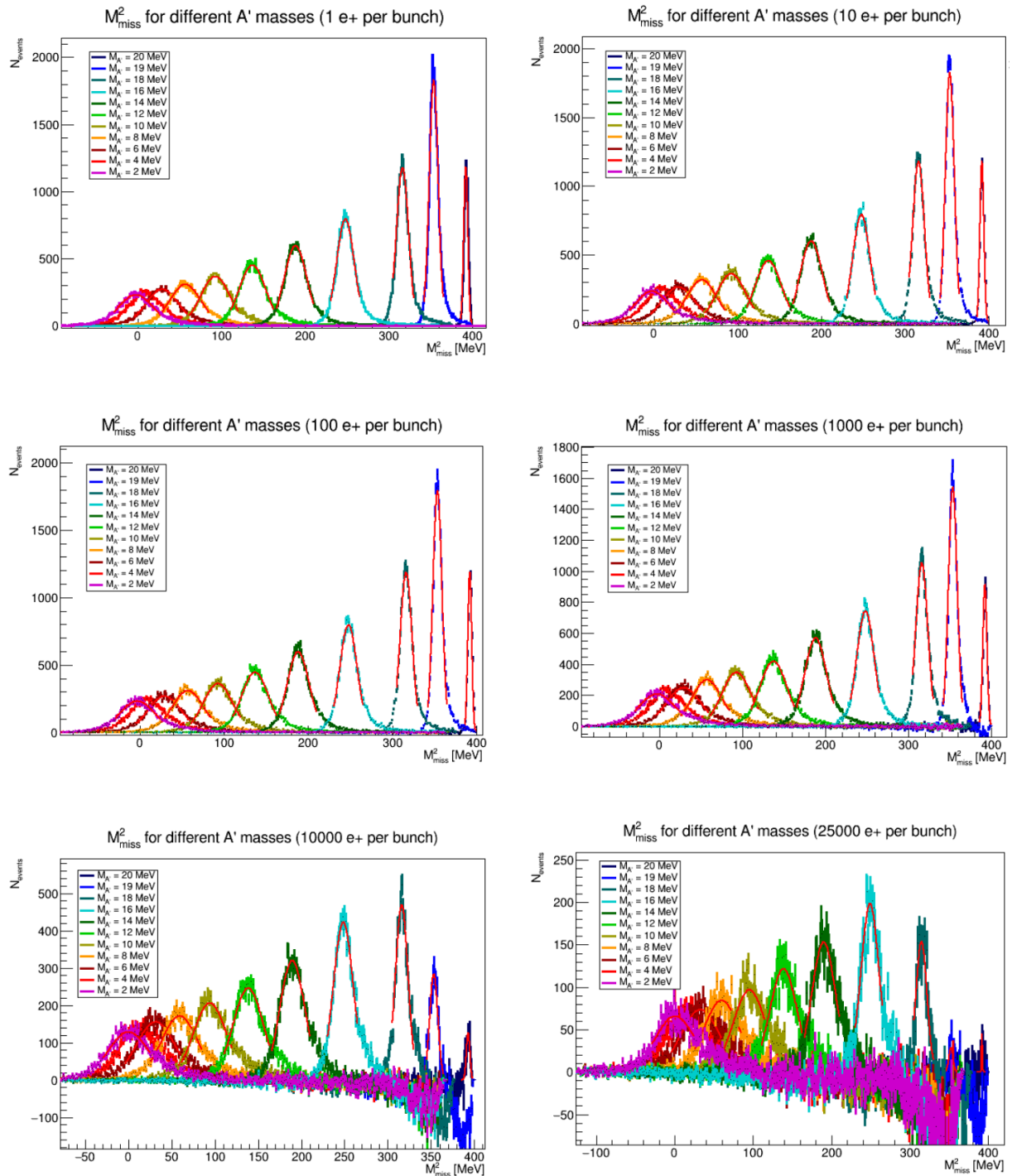
Фигура 4.7: Разпределение на липсващата маса за симулирани събития на асоцирано раждане на видим и Тъмен фотон при аниhilация на позитрони и електрони в експеримента PADME. Разпределенията за 11-те избрани стойности на масата са фитирани с Гаусови функции. На малката фигура е показано стандартното отклонение $\sigma_{M_{miss}^2}$ на фитите. Стойността му намалява с увеличаване на масата на Тъмния фотон.



Фигура 4.8: Разпределение на липсващата маса за симулирани събития с 10 000 позитрона в бънч, един от които ражда Тъмен фотон с маса $M_{A'}$. Разгледани са 11 различни стойности за $M_{A'}$

на сигнала, с броя оригинално генерирани събития.

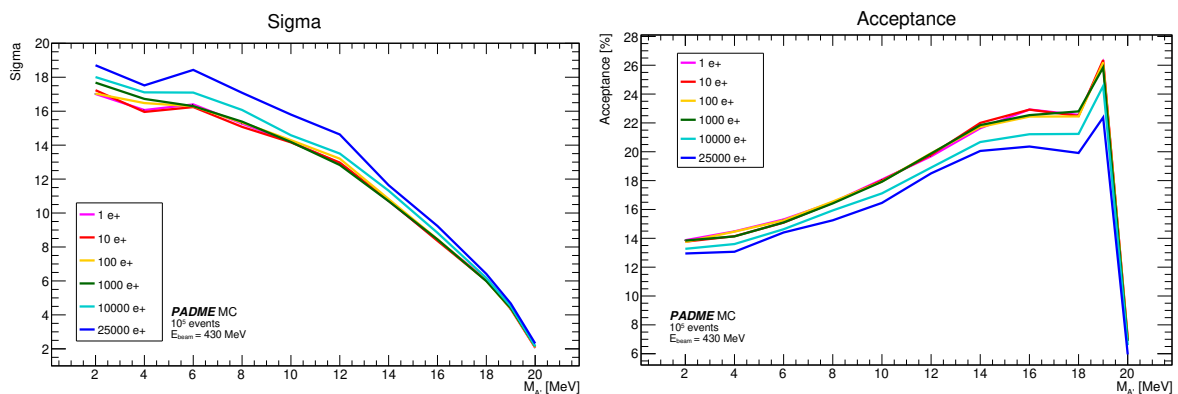
$$Acc_{\gamma A'}^{MC} = \frac{\int H_{reg}(M_{miss}^2) dM_{miss}^2}{N_{gen}} \quad (4.23)$$



Фигура 4.9: Разпределение на липсващата маса за събития с раждане на Тъмен фотон при различни нива на фона, постигнати чрез вариране броя позитрони в бънч при условие, че при всеки бънч се ражда по един Тъмен фотон. Изследвани са съответно бънчове с 1, 10, 100, 1000, 10 000 и 25 000 позитрона. За всеки от тях симулацията е повторена за 11 стойности на $M_{A'}$ между 2 и 20 MeV. Нивото на фона става съществено при големи липсващи маси, което води до намалена способност за регистриране на по-тежки Тъмни фотони при голям брой частици в бънча.

Водещи фактори за стойността на $A_{\text{сс}}$ са геометричното покритие и ефективността за регистрация на фотони на $E_{\text{скал}}$. При прилагането на процедура за потискане на фона неизбежно се премахват и полезни събития, което води до допълнително намаляване на $A_{\text{сс}}$. Подбирането на интервала на интегриране на сигнала също променя стойността на $A_{\text{сс}}$.

Получената информация за тези два основни параметъра в зависимост от нивото на фона и преди предприемане на стъпки за неговото потискане, е показана на Фигура 4.10. Използването на 25000 позитрона в бънч разултира в 20% по-висока стойност на σ за най-ниските маси, където сигналът по начало е най-широк. Разликата намалява с увеличаване на разглежданата маса на Тъмния фотон. Аналогично, наличието на по-високо ниво на фоновете събития води до намаляване на способността за регистриране на полезните събития.

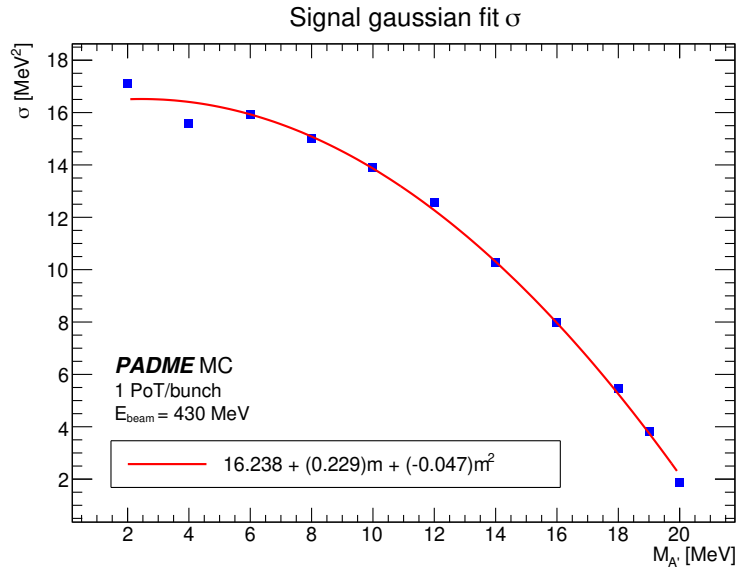


Фигура 4.10: **Вляво:** стандартно отклонение σ на гаусовата функция, описваща сигнала, в зависимост от $M_{A'}$ за различен брой позитрони в бънча без потискане на фона. Броят родени Тъмни фотони е фиксиран на един за всеки бънч. При всички варианти σ намалява с увеличаване на масата. По-големият брой частици в бънча и съответно по-високото ниво на фона влошава формата на сигнала. **Вдясно:** ефективност за регистрация на събития при същите условия, при интегриране в рамките на 1 стандартно отклонение σ . Поради по-тясната форма на сигнала, тя се увеличава с нарастване на $M_{A'}$, но високото ниво на фона при най-големите липсващи маси води до значително намаляване на ефективността.

Информацията за стандартното отклонение σ за 11-те разгледани маси на A' е използвана, за да се установи непрекъснатата зависимост на σ от масата на Тъмния фотон, която да се използва за дефиниране на областите на интегриране в по-нататъшните пресмятания. На Фигура 4.11 е показано разпределението на σ за симулации с един позитрон в бънча. Направена е апроксимация с полином от втора степен и е получена зависимостта

$$\sigma(m_{A'}) = (16.238 \pm 0.453) + (0.229 \pm 0.093) m_{A'} - (0.047 \pm 0.004) m_{A'}^2. \quad (4.24)$$

Наборът на данни с цел търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон (Run II) на $PADME$ е осъществен при интензивности на снопа от порядъка на $2.5 - 3 \times 10^4$ позитрона в бънч. В глава 5 са изследвани различните фонови процеси от Стандартния модел и възможностите за тяхното потискане. Налагането на ограничения с цел



Фигура 4.11: Стандартно отклонение σ на гаусовото разпределение на сигнала при симулации на $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ събития с един позитрон в бънча в условията на експеримента PADME. С червена линия е получената квадратична зависимост.

намаляване на фона води и до отхвърлянето на полезни събития, като влиянието на различните ограничения е разгледано в глава 6.

4.2 Търсене на резонансно раждане на X17

Освен търсене на Тъмен фотон по метода на липсващата маса, PADME осъществява и търсене на резонансно раждане на частицата X17. Хипотезата за съществуването ѝ е разгледана в секция 1.3.2. Проведените досега експерименти разглеждат ядренофизични процеси и тъй като X17 попада в диапазона от чувствителност по маса на PADME, това дава възможност хипотезата да се провери и чрез експеримент с елементарни частици. Третата кампания по набор на данни е посветена на търсенето на резонансно раждане на X17 при аниhilацията на ускорените позитрони от снопа с електроните в мишената и последващия му разпад до двойка електрон-позитрон [6]:

$$e^+e^- \rightarrow X_{17} \rightarrow e^+e^-. \quad (4.25)$$

Ако енергията на позитронния сноп се настрои така, че инвариантната маса на системата e^+e^- да съвпада с масата на търсената частица X17, сечението за раждането ѝ се увеличава многократно [182]. Ако се приеме, че електроните в мишената са в покой, условието за тази енергия при $m_X \approx 17$ MeV е

$$E_{\text{res}} = \frac{m_X^2}{2m_e} \approx 282 \text{ MeV}. \quad (4.26)$$

Тази стойност попада в диапазона от възможности на BTF и PADME. Предложената експериментална техника изследва региона около тази резонансна енергия чрез сканиране на различни стойности на енергията на снопа в диапазона 263 - 299 MeV с

подходящо избрана стъпка. При наличие на сигнал от X_{17} , резултатът от разпада му ще се наблюдава под формата на излишък от събития с две частици в крайно състояние при резонансната енергия, отговаряща на масата му. Основните фонове процеси са двуфотонната аниhilация $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, както и s и t канала на разсейването на Баба $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Очакваната стойност е определена чрез Монте Карло симулации и проверена чрез Tag-and-probe метод върху данните.

Експерименталната установка е преустроена, като е премахнато магнитното поле и e^+e^- двойките се регистрират от ECal, като всички промени са описани в Глава 2, секция 2.3. Интензивността на снопа е намалена, за да се намали спирачното лъчение, а енергията на снопа е варирана чрез 47 различни стойности около $\sqrt{s} = M_{X_{17}}$.

Проведеният анализ на експерименталните данни показва, че в голяма част от изследвания диапазон на енергията не се наблюдава излишък. Слабо несъответствие между очакваната горна граница на g_{Ve} в случай на отсъствие на сигнал и реално получената стойност се наблюдава при $M_X = 16.9$ MeV, където $g_{ve} = 5.6 \times 10^{-4}$, като значимостта му е $\sim 2.5\sigma$ [183].

За проверка на получения резултат е осъществена нова кампания за набор на данни през 2025 г., с подобрена експериментална установка и увеличена статистика.

Глава 5

Изследване на фонови процеси при търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон

Постигането на максимално добра чувствителност към сигнал от ненаблюдавани до момента процеси изисква добро познаване на фоновите процеси от Стандартния модел, които се наблюдават в експеримента. Процедурата по потискане на фона търси съвпадения между отделните детектори, които могат да се припишат на такива познати процеси. Успешното ѝ разработване и прилагане изисква максимално филтриране на фоновите събития в комбинация с минимално потискане на възможния полезен сигнал.

Основните процеси, формиращи фона в PADME, са аниhilацията до два или повече фотона и спиращото излъчване на позитроните от снопа. Те са описани подробно в Глава 4, секция 4.1.2. В тази глава е представено тяхното изследване върху симулиран с PadmeMC набор от данни, съдържащ 10^5 събития с 2.5×10^4 позитрона в бънч и без събития с раждане на Тъмен фотон, както и върху избрания за осъществяване на тестове период Run30369 от Run II, описан в началото на секция 3.5.С цел по-добра визуализация, при представянето им на една и съща фигура, разпределението за симулираните данни е скалирано с фактор

$$g = \frac{N_{events}^{Data}}{N_{events}^{Data}} = \frac{2.98433 \times 10^6}{1.0 \times 10^5} = 29.8433 \quad (5.1)$$

Осъществен е предварителен подбор на клъстерите в електромагнитния калориметър по енергия и позиция. През него преминават само клъстери, чиято енергия е $E_\gamma > 30 \text{ MeV}$. В геометрично отношение се приемат само клъстери с радиуси $90 \text{ mm} \leq R_\gamma \leq 270 \text{ mm}$ от центъра на ECal. Това осигурява отхвърляне на клъстери както най-вътрешния регион на калориметъра около отвора, където поради голямото натрупване на сигнали и физическата граница на детектора реконструкцията е неточна, така и от най-външната част на детектора, където отново поради физическата му граница реконструкцията не е добра. Допълнително геометрично ограничение се налага чрез отхвърляне на клъстери в най-горните и най-долните три реда от кристали. Тази част от ECal е неефективна поради „сянката“ на пасивния материал на експеримента, в частност диполния магнит.

5.1 Анихилация до два или три фотона

Търсенето на Тъмен фотон от експеримента PADME разчита на определянето на липсващата маса за събития с един фотон в крайно състояние, регистриран в електромагнитния калориметър. Такива събития могат да бъдат отделени като се разглеждат само клъстери, изолирани във времето от други частици, попаднали в детектора.

При процеси на анихилация $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$, ако два или повече от фотоните са регистрирани от калориметъра, времената на клъстерите, създадени от тях, са много близки. Това позволява отделянето им, както с цел потискане, така и с цел селекция и извършване на определени пресмятания. В допълнение, сумата от енергиите на частиците, родени при такъв процес, трябва да е равна на енергията на снопа. При анихилацията с два фотона в крайно състояние има и добре дефинирано взаимно положение на фотоните в детектора, докато при трифотонната анихилация не може да се прилагат такива съображения.

5.1.1 Прозорец за изолация във времето в електромагнитния калориметър

За да се установи ширината на прозореца за изолация във времето на събития с един фотон е построено разпределението на разликите във времето на настъпване на всички комбинации от два клъстера в едно събитие. Това разпределение е показано на Фигура 5.1 както за симулациите, така и за реалните данни, като е показан тесен участък, центриран около $\Delta t = 0$ ns.

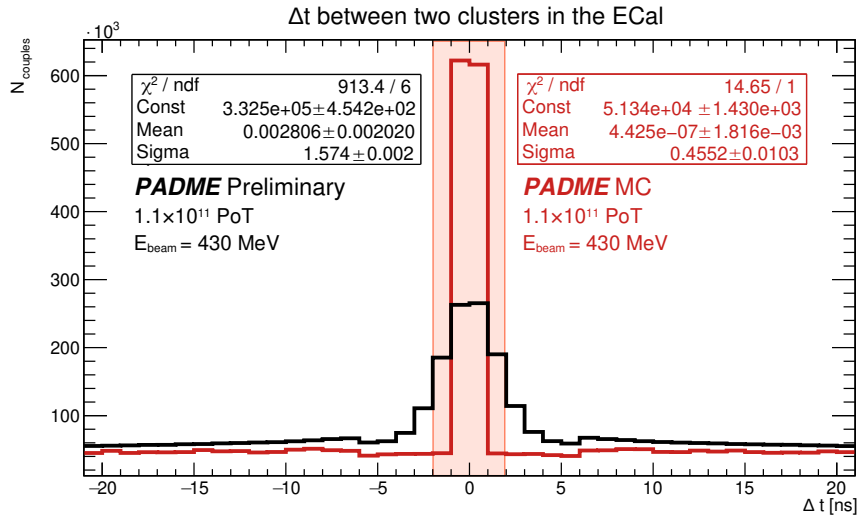
И в двата случая се наблюдава подложка от случайни съвпадения, като в нивото ѝ за истинските и симулираните данни има минимална разлика, което е индикатор за добро съгласие между данни и Монте Карло симулация. В централния регион около $\Delta t = 0$ ns се наблюдава пик, който отговаря на двойки фотони, принадлежащи към едно и също събитие. При симулираните данни този пик е центриран на $\Delta t = 0$ и е много тесен, със стандартно отклонение $\sigma_{MC} = 0.4552 \pm 0.0103$ ns при фитиране с Гаусово разпределение. В данните от експеримента се наблюдава по-широк пик, също центриран на $\Delta t = 0$, със $\sigma_{Data} = 1.574 \pm 0.002$ ns.

При пресмятането на очакваните граници чрез симулираните данни в Глава 4 е разгледан случай, в който е осигурена изолация във времето $\Delta t > \pm 2$ ns за клъстерите в калориметъра, за да се приемат те за единствени. От показаното тук разпределение става ясно, че при симулираните данни такъв прозорец е достатъчен за отхвърлянето на всички събития, при които са родени два или повече фотона. При реалните данни в такъв прозорец попадат

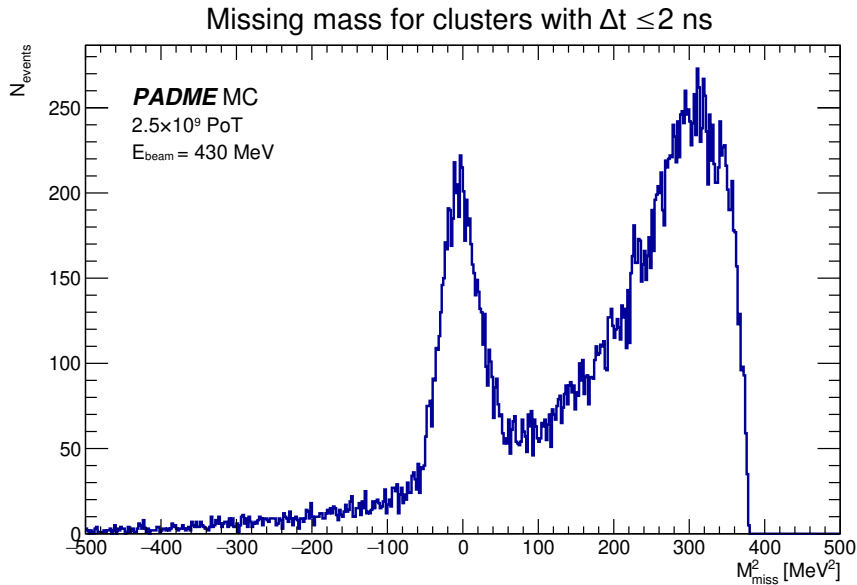
$$P(|\Delta t| \leq 2 \text{ ns}) = 2 \Phi\left(\frac{2}{\sigma_{Data} = 1.574}\right) - 1 \approx 79.6\% \quad (5.2)$$

от събитията.

Липсващата маса за клъстери, попадащи в централната област $\Delta t \leq 2$ ns в симулирания набор от данни е показана на Фигура 5.2. Присъства ясно изразен пик около $M_{miss}^2 = 0$. В това разпределение присъстват и клъстери, родени в трифотонна анихилация, като техните липсващи маси могат да бъдат произволни.



Фигура 5.1: Разлика във времената между всички комбинации от двойки клъстери, регистрирани в електромагнитния калориметър. В черно е полученото разпределение за данни от Run II на PADME, а в червено - разпределението за симулиран набор от данни при сходни условия. И в двата случая се наблюдава подложка от случайни комбинации, както и разпределение около $\Delta t = 0$ ns, двойките в което принадлежат на едно и също събитие. За симулирания набор от данни това разпределение е със $\sigma_{MC} = 0.4552 \pm 0.0103$ ns, а за реалните данни $\sigma_{Data} = 1.574 \pm 0.002$ ns. Означен е интервалът $\Delta t \leq \pm 2$ ns за потискане на събития, използван при анализа.



Фигура 5.2: Разпределение на липсващата маса за частици, попаднали на $\Delta t \leq 2$ ns от други частици в рамките на едно събитие в ECal. Наблюдава се остър пик, съответстващ на $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития, центриран на $M_{miss}^2 = 0$, както и фон от случайни съвпадения, нарастващ с увеличаване на M_{miss}^2 . В рамките на този фон попадат и фотони, част от $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития.

Осигуряването на изолация във времето осигурява потискане на двуфотонни съ-

бития, при които и двата фотона са регистрирани в електромагнитния калориметър. В случай, че единият от тях не е регистриран, събитието остава като част от фона. Такива събития могат да се потискат с търсене на съвпадения между електромагнитния калориметър и калориметъра за малки ъгли (SAC). При част от събитията вторият фотон не е регистриран по никакъв начин и те остават като невъзможен за потискане фон, с разпределение на липсващата маса, центрирано на $M_{miss}^2 = 0$. Сходен е случаят при трифотонните събития: изолацията във времето ги потиска ако два или три от фотоните са успешно отчетени в калориметъра; допълнително потискане може да се постигне при търсене на съвпадения със SAC. Остава непреодолим фон от събития, при които само единият фотон е регистриран, като липсващата маса при тях не следва разпределение, центрирано на дадена стойност, а може да заема широк спектър от стойности.

5.1.2 Селекция на двуфотонни събития

Двуфотонната аниhilация $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ е фонен процес, който следва да се потиска при търсене на събития с раждане на Тъмен фотон. Това е добре изучен процес от Стандартния модел, като очакваната сумарна енергия и взаимно положение на двете частици могат да бъдат еднозначно определени. Затова те могат да се използват за получаване на резултати за стойността на величини, необходими за точното изчисление на търсените горни граници.

Разработена е процедура за селекция на $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ в няколко стъпки:

1. Съвпадане на клъстерите по време: успешно преминават клъстери с $\Delta t \leq 2$ ns.
2. Сума от енергиите на двата клъстера: тя трябва да съвпада с енергията на снопа

$$E_1^\gamma + E_2^\gamma = E^{beam} \quad (5.3)$$

На Фигура 5.3 вляво е представено разпределение на сумата от енергиите на двойки клъстери, преминали успешно условие 1. Наблюдава се пик, съвпадащ с енергията на снопа. В селекцията остават само събития, принадлежащи на пика.

3. Геометрична селекция: клъстерите трябва да са симетрично разположени спрямо оста на снопа, съответно разликата в азимуталните им ъгли трябва да бъде

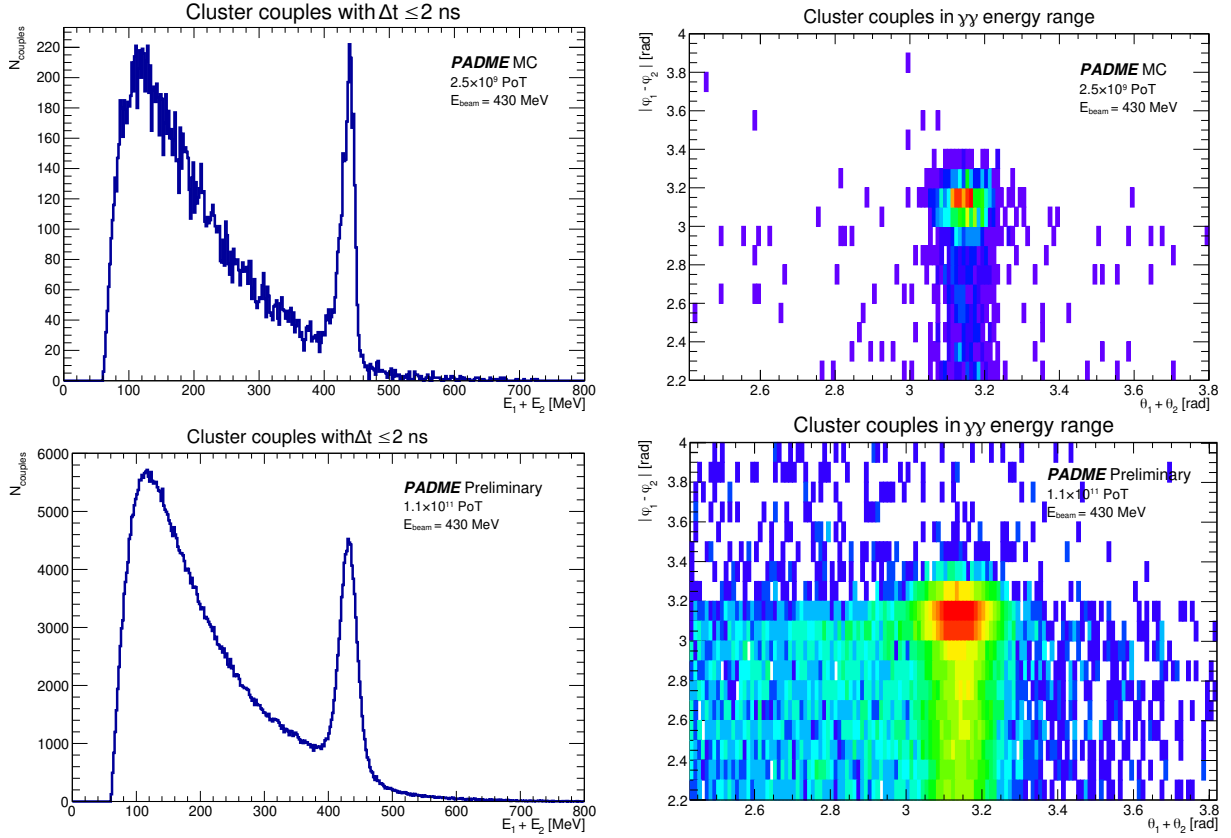
$$\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2| = \pi \quad (5.4)$$

В система център на масите (СЦМ), сумата от полярните ъгли на двата фотона също трябва да е равна на π :

$$\Sigma \theta^{CM} = \theta_1^{CM} + \theta_2^{CM} = \pi, \quad (5.5)$$

като за изчисляването на θ^{CM} се пресмята импулсът на фотоните в СЦМ, като се приема Лоренцов бууст по направление на снопа, за определянето на което се използва позицията на снопа в мишената и центърът на масите в ECal на двойките, преминали успешно условие 2. Двумерното разпределение на $\Sigma \theta^{CM}$ и $\Delta\phi$

за клъстерите, преминали условие 2, е показано на Фигура 5.3 вдясно. Наблюдава се област с голяма концентрация на събития, за която и двете величини са разпределени около π . Събитията в тази област се обявяват за подбрани като $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития.



Фигура 5.3: Селекция на $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития в симулирания набор от данни (горе) и в реални данни от експеримента (долу). **Вляво:** сума от енергиите за двойки клъстери на $\Delta t \leq 2$ ns един от друг. Наблюдава се пик около очакваната сума от енергии, равна на енергията на снопа $E_{beam} = 430$ MeV. Събитията, принадлежащи на този пик, продължават към следващия етап на селекция. **Вдясно:** разпределение на двойките по сумата от полярните ъгли в система център на масите за двата фотона $\Sigma \theta^{CM}$ и разликата в азимуталните им ъгли $\Delta\phi$. За двойките фотони, произхождащи от едно и също събитие на аниhilация, и двете разпределения трябва да са центрирани около π .

5.1.3 Метод за определяне позицията на снопа в мишената

Точната позиция на попадане на снопа в мишената е от основно значение за определяне направлението му. То от своя страна е определящо при пресмятането на липсващата маса при търсене на еднофотонни събития с потенциално раждане на Тъмен фотон.

Координатите на снопа в мишената на PADME се получават благодарение на заряда, регистриран от електродите от двете ѝ старни, както е показано на Фигура 2.6.

За да се потвърди получената по този начин информация е разработен алтернативен метод, основан на броя събития, успешно преминали селекцията за двуфотонна аниhilация. При описаната в секция 5.1.2 селекция на събития с двуфотонна аниhilация последната стъпка е отделянето на събитията по сумата от техните полярни и разликата в техните азимутални ъгли. При работата с данните, чрез позицията на клъстерите в калориметъра могат да се определят полярните ъгли θ в лабораторна отправна система. При селекцията се разглеждат полярните ъгли в СЦМ, което изисква пресмятане на четириимпулса на фотона в СЦМ, чрез прилагане на Лоренцов бууст върху четириимпулса му в лабораторната отправна система, който се определя чрез измерената енергия на фотона от калориметъра E и неговия радиус-вектор в лабораторната система \hat{n} :

$$\vec{p}_{\text{lab}} = E \hat{n}; \quad p_{\text{lab}}^\mu = (E, \vec{p}_{\text{lab}}); \quad (5.6)$$

$$p_{\text{CM}}^\mu = \Lambda(-\hat{\beta}) p_{\text{lab}}^\mu. \quad (5.7)$$

Снопът попада в мишената в точка с координати (x_t, y_t, z_t) , където се осъществява взаимодействието, при което е роден фотонът с координати $(x_{\text{clu}}, y_{\text{clu}}, z_{\text{clu}})$, съответно направлението на фотона е

$$\hat{n} = \frac{\vec{r}_{\text{clu}} - \vec{r}_t}{|\vec{r}_{\text{clu}} - \vec{r}_t|}. \quad (5.8)$$

Лоренцовият бууст се осъществява по направление, определено от точката на попадане на снопа в мишената (x_t, y_t, z_t) и от центъра на масите на двойките клъстери, родени при $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития $(x_{\text{COG}}, y_{\text{COG}}, z_{\text{clu}})$:

$$x_{\text{COG}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{pairs}}} (E_1^i x_1^i + E_2^i x_2^i)}{\sum_{i=1}^{N_{\text{pairs}}} (E_1^i + E_2^i)}, \quad y_{\text{COG}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{pairs}}} (E_1^i y_1^i + E_2^i y_2^i)}{\sum_{i=1}^{N_{\text{pairs}}} (E_1^i + E_2^i)}; \quad (5.9)$$

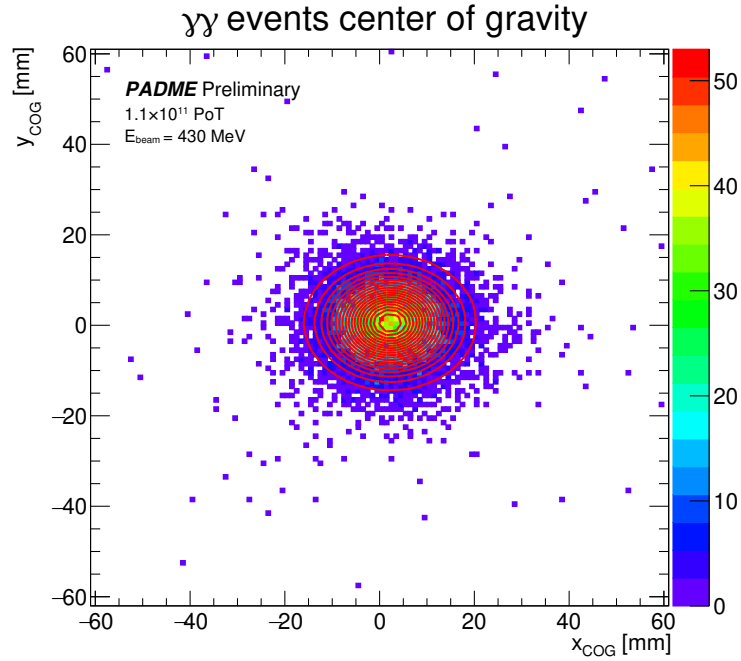
$$\hat{\beta} = \beta \cdot \frac{\vec{r}_{\text{COG}} - \vec{r}_t}{|\vec{r}_{\text{COG}} - \vec{r}_t|}, \quad \beta = \frac{p_{\text{beam}}}{E_{\text{beam}} + m_e}. \quad (5.10)$$

Разпределение на центъра на масите на фотоните е показано на Фигура 5.4.

Разработената процедура на минимизация цели изследване на двойките фотони, преминали успешно селекцията за $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития при различни стойности на (x_t, y_t) ($z_t = -1028$ mm има фиксирана стойност, определена при измервателните проучвания на установката). Координатите (x_t, y_t) , при които е отчетено най-тясно разпределение на $\sum \theta_i$ и $\delta\phi_i$, центрирано на желаната стойност π , се обявяват за координати на снопа. Първият етап на процедурата е ръчна минимизация. За всяка тествана двойка (x_t, y_t) се прави селекция на двойки клъстери, преминали първите две условия - за разлика във времената и сума от енергиите. Пресмятат се разликите

$$\sum \theta_i = (\theta_1^{\text{CM},i} + \theta_2^{\text{CM},i}) - \pi \quad (5.11)$$

$$\delta\phi_i = |\phi_1^i - \phi_2^i| - \pi. \quad (5.12)$$



Фигура 5.4: Координати на центъра на масите на двата фотона, регистрирани при $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития в един период на набор на данни по време на Run II на PADME, изчислени по формула 5.9. Полученото двумерно гаусово разпределение дава стойности $x_{\text{COG}} = 2.203 \pm 0.080$ mm, $\sigma_x = 7.377 \pm 0.072$ mm и $y_{\text{COG}} = 0.579 \pm 0.066$ mm, $\sigma_y = 6.084 \pm 0.061$ mm.

Функцията, която се следи е

$$\mathcal{L}(x_t, y_t) = \hat{\sigma}_{\delta\theta}^2(x_t, y_t) + \hat{\sigma}_{\delta\phi}^2(x_t, y_t), \quad (5.13)$$

където

$$\hat{\sigma}_{\delta\theta}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta\theta_i^2, \quad \hat{\sigma}_{\delta\phi}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta\phi_i^2. \quad (5.14)$$

Търсените координати тогава са

$$(\hat{x}_t, \hat{y}_t) = \arg \min_{x_t, y_t} \mathcal{L}(x_t, y_t). \quad (5.15)$$

Процедурата е ръчна и се прави на три стъпки:

1. Грубо сканиране в интервала $(x_t, y_t) \in [-20, 20]$ mm със стъпка $\Delta = 0.5$ mm. Получават се приблизителни координати $(\hat{x}_t^{(1)}, \hat{y}_t^{(1)})$.
2. Fino сканиране в интервал от ± 1 mm около $(\hat{x}_t^{(1)}, \hat{y}_t^{(1)})$ със стъпка $\Delta = 0.05$ mm. Получават се приблизителни координати $(\hat{x}_t^{(2)}, \hat{y}_t^{(2)})$.
3. Ултра-fino сканиране около $(\hat{x}_t^{(2)}, \hat{y}_t^{(2)})$ в интервал от ± 0.1 mm със стъпка $\Delta = 0.005$ mm за получаване на финалния резултат.

Вторият етап на процедурата е определяне на максимално подобие чрез статистически подход към данните. Предполага се, че за истинската позиция в мишената (x_t, y_t) , $\sum \theta_i - \pi$ и $\delta\phi_i - \pi$ ще следват Гаусово разпределение, центрирано на 0:

$$\delta\theta_i \sim \mathcal{N}(0, \sigma_\theta^2), \quad \delta\phi_i \sim \mathcal{N}(0, \sigma_\phi^2). \quad (5.16)$$

Тогава вероятността да се наблюдава пълният набор от събития $\{\sum\theta_i, \delta\phi_i\}_{i=1}^N$ при дадени параметри $x_t, y_t, \sigma_\theta, \sigma_\phi$ се изразява чрез функцията на подобие

$$\mathcal{L}_{\text{like}} = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\theta} \exp\left(-\frac{\delta\theta_i^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\phi} \exp\left(-\frac{\delta\phi_i^2}{2\sigma_\phi^2}\right) \quad (5.17)$$

Тъй като за намирането на (x_t, y_t) се търси максималната стойност на тази функция, задачата може да се обърне в търсене на минимум в отрицателната стойност на логаритъма ѝ (negative log-likelihood):

$$-\ln \mathcal{L}_{\text{like}} = \frac{N}{2} \ln(2\pi) + N \ln \sigma_\theta + \frac{1}{2\sigma_\theta^2} \sum_{i=1}^N \delta\theta_i^2 + \frac{N}{2} \ln(2\pi) + N \ln \sigma_\phi + \frac{1}{2\sigma_\phi^2} \sum_{i=1}^N \delta\phi_i^2. \quad (5.18)$$

В набора от параметри $x_t, y_t, \sigma_\theta, \sigma_\phi$, с който се работи при минимизацията, търсенето на минимални σ_θ и σ_ϕ осигурява възможно най-тесни разпределения, но накрая търсените параметри са само (x_t, y_t) . Поради това за σ_θ и σ_ϕ може да се осигури

$$\frac{\partial(-\ln \mathcal{L}_{\text{like}})}{\partial\sigma_\theta^2} = 0 \quad \implies \quad \hat{\sigma}_\theta^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta\theta_i^2 \equiv \hat{V}_\theta, \quad \text{аналогично } \hat{\sigma}_\phi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta\phi_i^2 \equiv \hat{V}_\phi \quad (5.19)$$

и да се работи директно с минимизация на

$$\mathcal{F}(x_t, y_t) = \frac{N}{2} \left(2 + \ln \hat{V}_\theta + \ln \hat{V}_\phi \right) \quad (5.20)$$

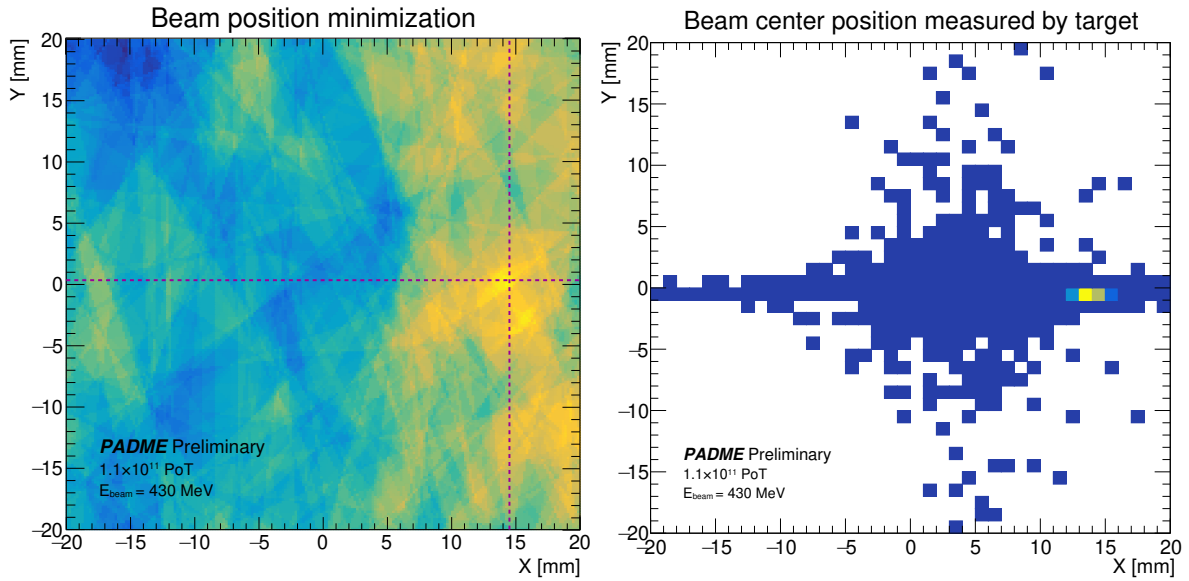
Тя се осъществява чрез Minuit2 минимизатора, вграден в ROOT, който е основан на метода Migrad [184]. Пространството на параметрите, което се обхожда, е

$$(x_t, y_t) \in [-20, 20] \text{ mm} \times [-20, 20] \text{ mm}, \quad (5.21)$$

а стъпката е $\Delta = 0.001 \text{ mm}$. Резултатът от минимизацията позволява да се идентифицира минимумът, отговарящ на най-вероятната стойност на (x_t, y_t) .

Резултатите от прилагането на двата етапа върху данните от избрания период от Run II са показани на Фигура 5.5. Върху получената карта от втория етап е нанесена и стойността, определена от ръчната минимизация в първия етап. Тези резултати са сравнени с определените чрез данните от мишната координати на снопа. Наблюдава се много добро съгласие между резултатите от двата варианта на минимизация, както и съгласие с определените от мишената координати.

Методът е тестван и върху симулирания набор от данни, като резултатите са показани на Фигура 5.6. Получената карта е по-неточна, тъй като наборът от симулирани събития е по-малък и резултатите от минимизацията са много сходни. Въпреки това в получената карта минимумът е в централния регион, където са определени



Фигура 5.5: **Вляво:** резултати от минимизационната процедура за определяне координатите в мишената, приложена върху данни от един период на набор по време на Run II на PADME . Използвани са 91422 двойки клъстери. На получената карта най-дълбоките стойности на минимума са в жълто, а в синьо са най-плитките. Наблюдава се добре открояващ се регион с най-дълбок минимум и по-малък, вторичен минимум близо до него. Получените координати при ръчната минимизация (в лилаво, пунктир) съвпадат с най-дълбокия минимум. **Вдясно:** резултати от мишената за позицията на снопа. Сравнението с резултатите от минимизационната процедура показва добро съгласие в двата метода за определяне на координатите.

и координатите на снопа при ръчната минимизация. Това съвпада с резултатите от мишената, които еднозначно дават координати на снопа $(0, 0)$, както и са указани като параметър при симулацията.

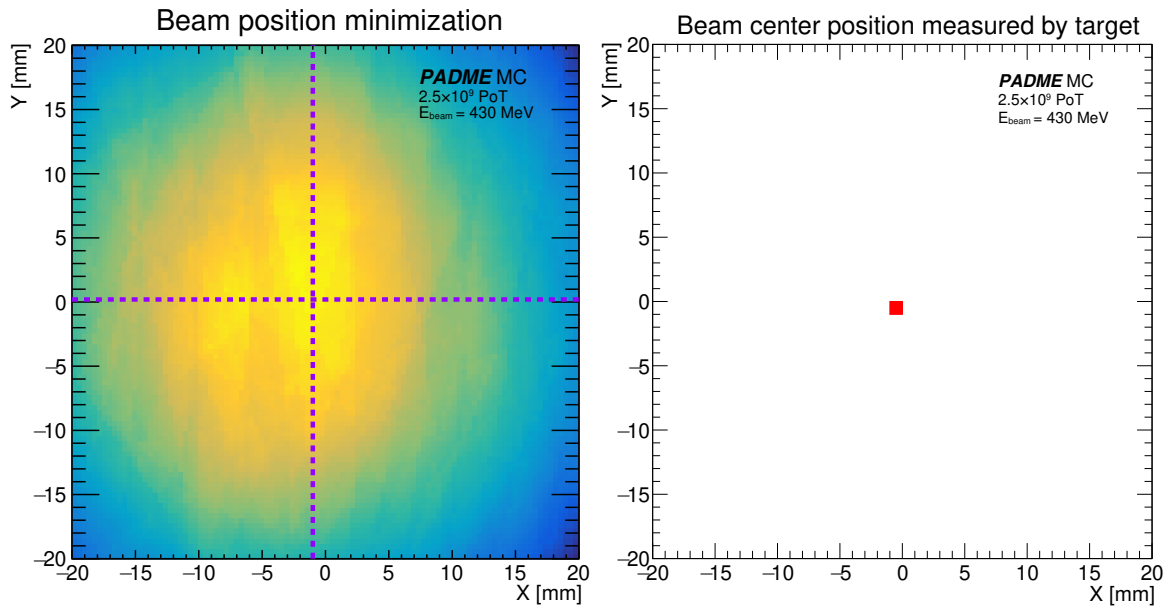
Определените координати на снопа в мишената се използват при определяне полярния ъгъл на клъстерите в лабораторна система:

$$\theta_{\gamma} = \arctan\left(\frac{\sqrt{(x_{clu} - x_t)^2 + (y_{clu} - y_t)^2}}{z_{clu} - z_t}\right), \quad (5.22)$$

който се използва при пресмятането на липсващата маса по уравнение 4.3.

5.1.4 Събития, регистрирани от ECal и SAC

Част от фотоните, родени при дву- и трифотонна анихилация могат да попаднат в калориметъра за малки ъгли SAC. Следователно той може да се използва като вето за допълнително потискане на анихилации. Търсенето на такива събития се осъществява чрез търсене на съвпадения по време между фотони, регистрирани в ECal и такива в SAC. Разликата във времената между клъстерите в ECal и клъстерите в SAC е показана на Фигура 5.7. При симулираните данни се откроява ясен пик, докато в реалните данни от експеримента той е доста по-слабо изразен. И в двата случая се наблюдава високо ниво на случайните съвпадения.



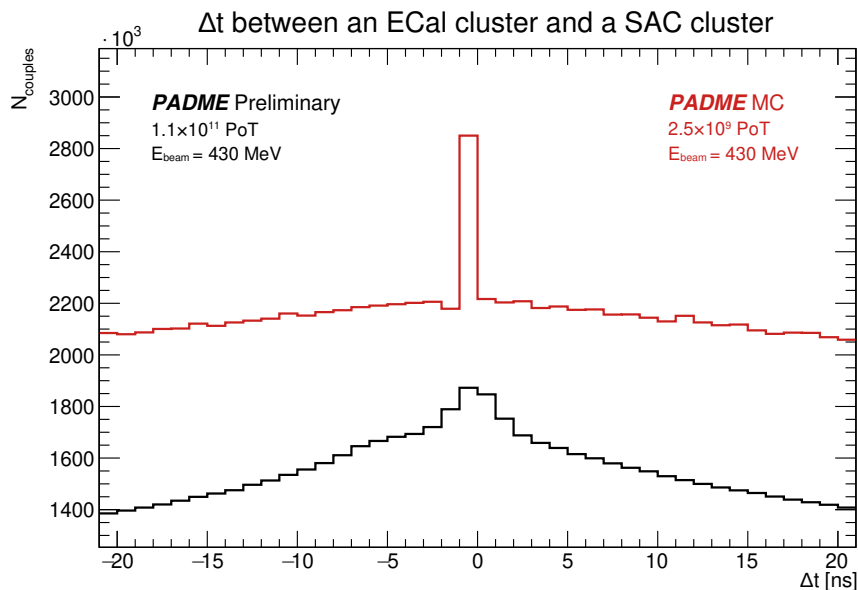
Фигура 5.6: **Вляво:** резултати от минимизационната процедура за определяне координатите в мишената, приложена върху симулирания набор от данни, в който са идентифицирани 2750 двойки клъстери. Минимумът на получената карта е в централния регион, където са и координатите от ръчната минимизация (в лилаво, пунктир). **Вдясно:** резултати от мишената за позицията на снопа, поставящи го еднозначно в центъра на координатната система на експеримента, както е и зададен в симулацията.

Макар и в двата случая да се наблюдават събития, високият брой случайни съвпадения не позволява ефективно използване на съвпаденията със SAC за ефективно потискане на фона и потенциалните приложения изискват по-задълбочено изследване и усложняване на подхода.

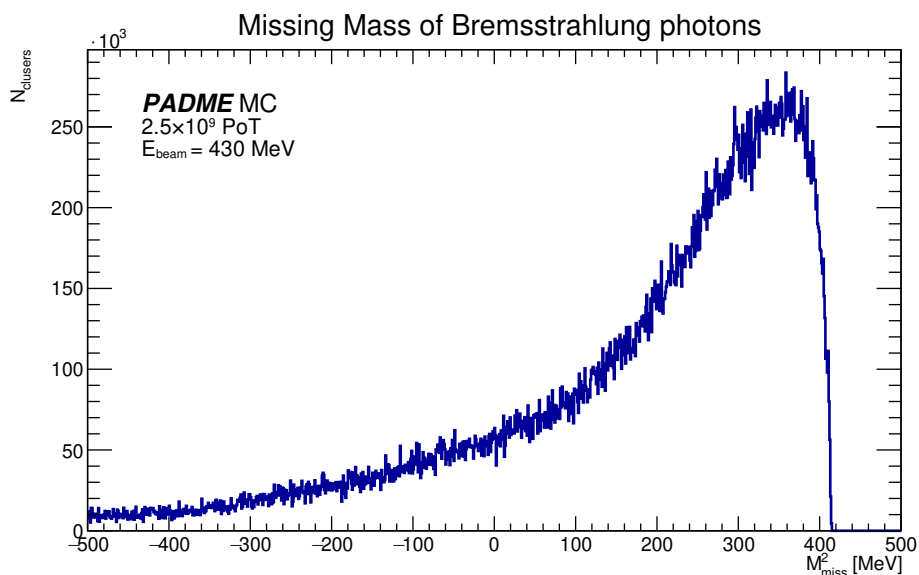
5.2 Спирачно лъчение

Основният фонов процес при търсенето на Тъмен фотон в PADME чрез метода на липсващата маса е спирачното лъчение. При него се излъчва фотон, който може да бъде регистриран от електромагнитния калориметър като еднофотонно събитие, каквито се очаква да бъдат и събития с раждане на Тъмен фотон. Липсващата маса за симулирани събития на спирачно лъчение е показана на Фигура 5.8. Те покриват целия изследван спектър от стойности, като броят им нараства с увеличаване на M_{miss}^2 , което отговаря на фотони с ниски енергии.

За да се изучи и потисне процесът, се търсят съвпадения между фотони, регистрирани в калориметрите ECal и SAC и позитрони, регистрирани от детекторите за позитрони PVeto и NEPVeto. Тъй като централният регион около оста на снопа е покрит от SAC, голяма част от спирачно излъчените фотони се регистрират от него, което го прави подходящ за изследване на разпределението на енергията им в зависимост от позицията на съпадащите им позитрони във вето детекторите, което се очаква да следва квадратична функция (уравнение 4.16).



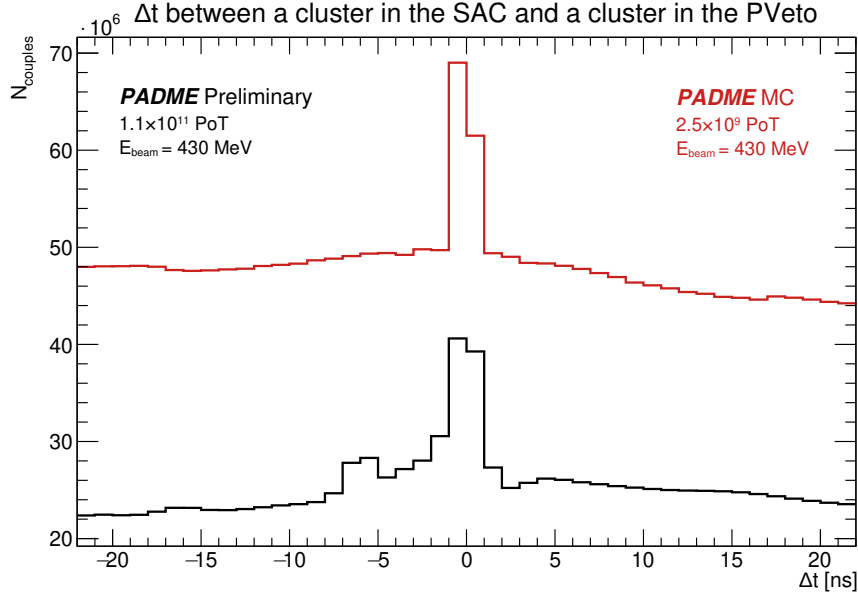
Фигура 5.7: Разлика във времената между всички комбинации от двойки кълстери, регистрирани в електромагнитния калориметър и калориметъра за малки ъгли. В черно е полученото разпределение за данни от избрания период от Run II на PADME, а в червено - разпределението за симулирания набор от данни. Наблюдаваните съвпадения при симулираните данни са ясно видими, докато при реланите данни те не се открояват добре на фона на големия брой случайни съвпадения.



Фигура 5.8: Липсваща маса за фотони, излъчени при спирано лъчение в мишената на PADME, симулирани с PadmeMC. Разпределението представлява основен фон при търсенето на Тъмен фотон, като броят събития се увеличава с увеличаване на липсващата маса.

5.2.1 Събития в PVeto и SAC

За изследване на спирачното лъчение в експеримента е направена селекция на събития, като първата стъпка е търсенето на съвпадения по време. На Фигура 5.9 са показани разликите във времената между всички фотони, регистрирани в SAC, и всички клъстери в PVeto за симулирания и реалния набор от данни. И в двата случая се наблюдават излишък от съвпадения около $\Delta t = 0$, който може да се асоциира със събития на спирачно лъчение. Освен това се наблюдава и голям брой случайни съвпадения.

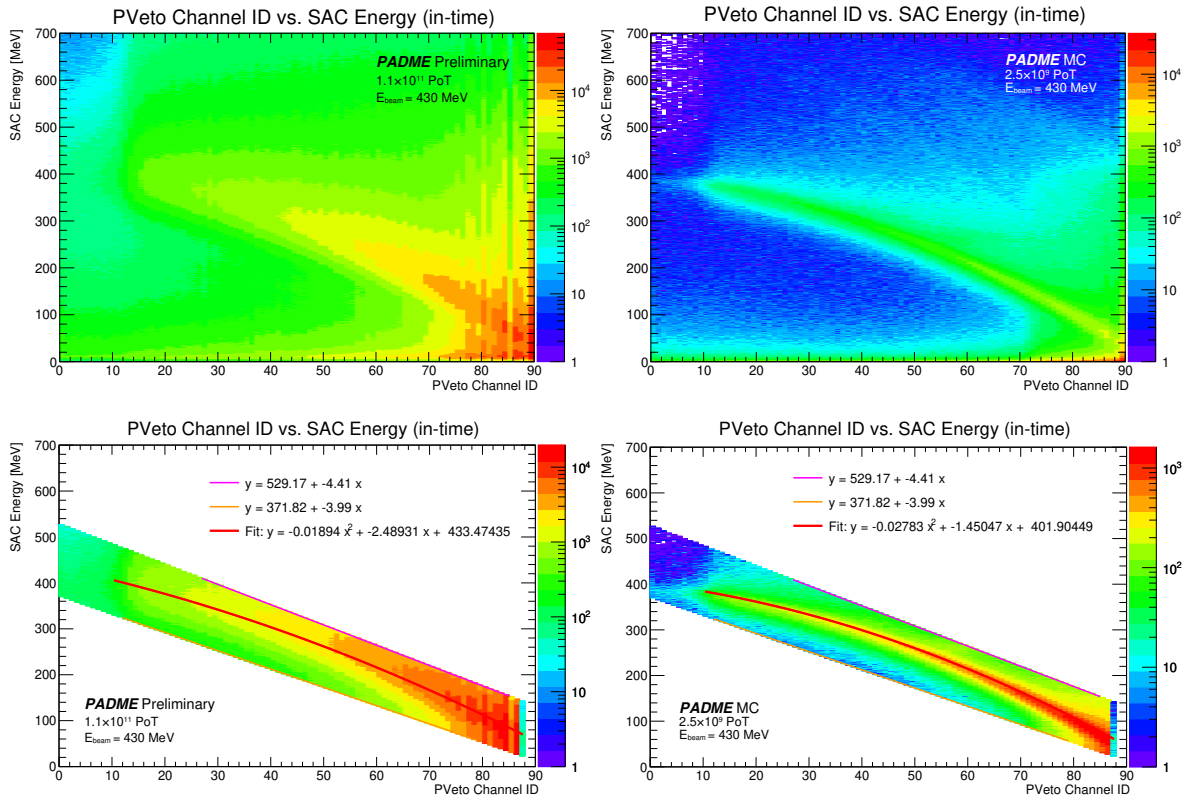


Фигура 5.9: Разлика във времената между фотоните в SAC и клъстерите в PVeto за симулирания набор от данни (в червено) и реалните данни от PADME (в черно). И при двете разпределения се наблюдава пик над случайните съвпадения в региона около $\Delta t = 0$, който се асоциира със събития на спирачно лъчение.

За да се изследва спирачното лъчение са селектирани само събитията, за които $\Delta t = |t_{PVeto} - t_{SAC}| \leq 1$ ns. За тях е построено разпределение според енергията на регистрирания в SAC фотон и позицията на асоциирания с него клъстер в PVeto. За последната се използва каналът, в който е идентифициран клъстерът, като връзката му със z координатата в лабораторна отправна система е

$$z = -446.55 \text{ mm} + \text{ChID} \times 11 \text{ mm} \quad (5.23)$$

Получените разпределения за симулираните и реалните данни са показани на Фигура 5.10 горе. И в двата случая се наблюдава закривена ивица, съответстваща на събитията на спирачно лъчение, като при Монте Карло симулацията тя е тънка, а при реалните данни по-размита по оста на енергията поради разделителната способност на SAC. За да се определи точната зависимост, следваща 4.16, ивиците са отделени от фоновите събития както е показано на Фигура 5.10 долу. Последният канал с номер 90 не се използва поради близостта му с траекторията на невзаимодействалия сноп. Ивиците са отделени от останалите случайни съвпадения чрез прекарване на



Фигура 5.10: Разпределение на съвпадащите по време клъстери с SAC и PVeto според енергията на клъстера в SAC и позицията на съответния му клъстер в PVeto за реални данни от PADME (вляво) и Монте Карло симулация (вдясно). Горے са дадени пълните разпределения, като се наблюдава добре открояваща се закривена ивица, към която принадлежат събитията на спиречно лъчение. Долу са показани ограничените разпределения, които са описани с квадратични функции (в червено).

две прави с уравнения

$$E_{SAC} = 529.17 - 4.41 \cdot ChID \quad (5.24)$$

$$E_{SAC} = 371.82 - 3.99 \cdot ChID \quad (5.25)$$

Събитията, останали между двете линии, са описани с квадратична функция, като в случая на Монте Карло разпределението, полученото уравнение е

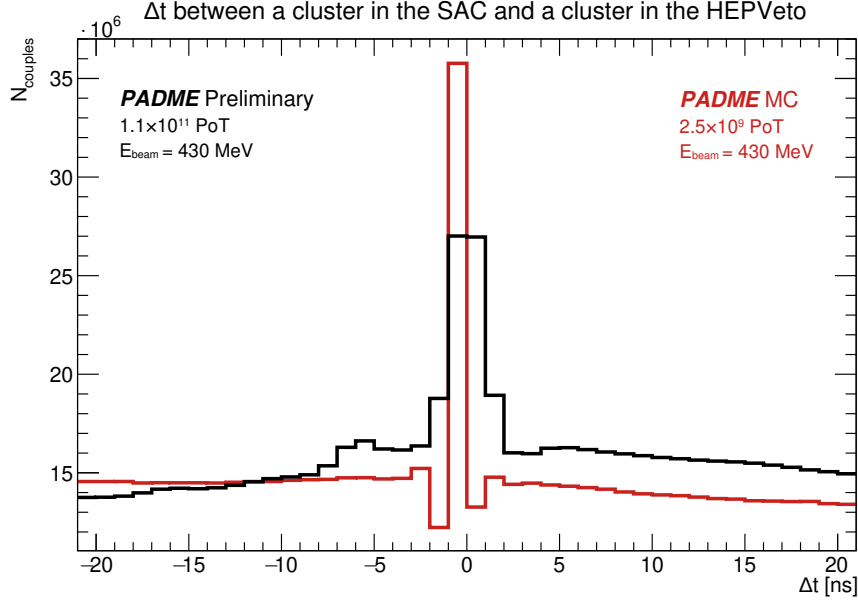
$$E_{SAC} = (-0.02783 \pm 0.0006) ChID^2 + (-1.4505 \pm 0.0733) ChID + (401.904 \pm 1.940), \quad (5.26)$$

а за реалните данни от PADME при прилагане на същата процедура е получено уравнението

$$E_{SAC} = (-0.01894 \pm 0.00088) ChID^2 + (-2.4893 \pm 0.1007) ChID + (433.474 \pm 2.686). \quad (5.27)$$

5.2.2 Събития в HEPVeto и SAC

Аналогична процедура е осъществена за позитроните, които след спиращо излъчване на фотон попадат в детектора за високоенергетични позитрони HEPVeto, а фотонът попада в SAC. На Фигура 5.11 е показана разликата във времената на настъпване Δt между всички фотони в SAC и всички клъстери в HEPVeto. И в този случай се наблюдава подложка от случайни съвпадения над която се откроява излишък около $\Delta t = 0$.



Фигура 5.11: Разлика във времената между фотоните в SAC и клъстерите в HEPVeto за Монте Карло симулация (в червено) и и реалните данни от PADME (в черно). Около $\Delta t = 0$ се наблюдава излишък над случайните съвпадения, който се асоциира с регистрирани събития на спиращо лъчение.

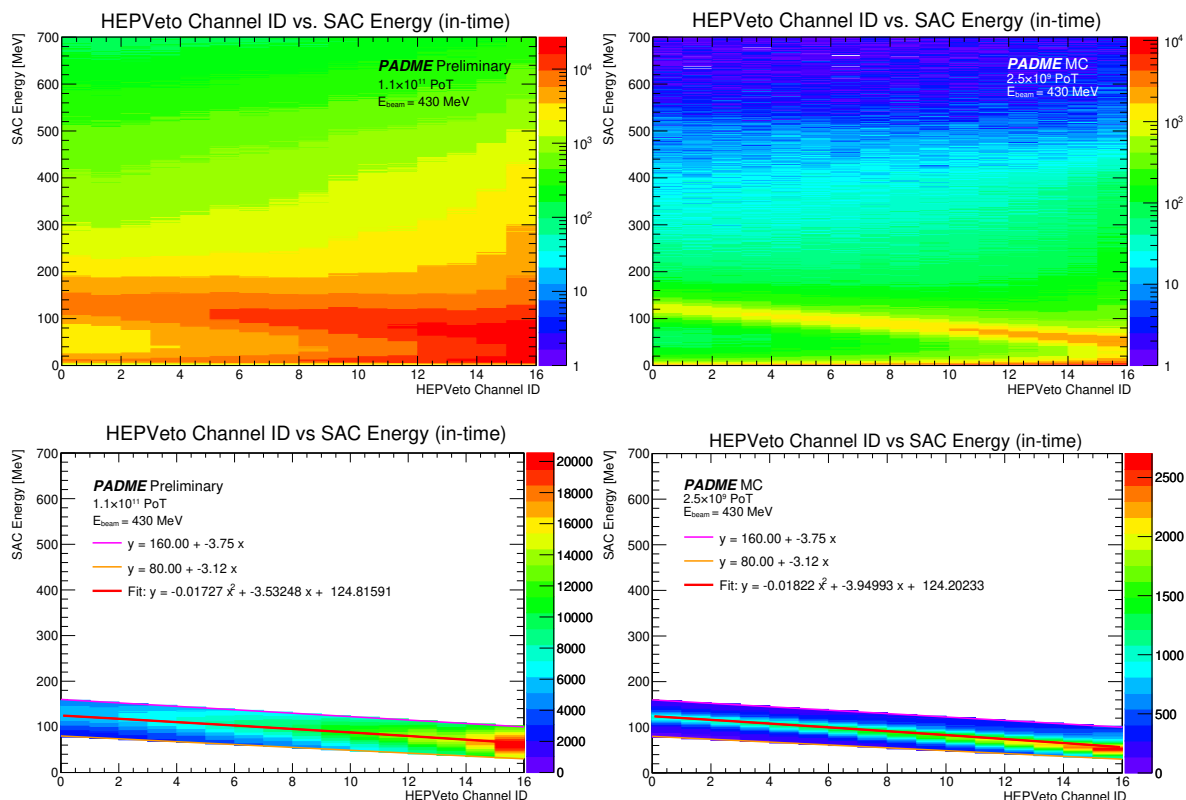
Селектирани са събития, за които $\Delta t = |t_{\text{HEPVeto}} - t_{\text{SAC}}| \leq 1$ ns. За тях е построено разпределение според енергията на фотона в SAC и канала, в който е попаднал съответният позитрон в HEPVeto. Полученото разпределение за симулираните и реалните данни е показано на Фигура 5.12 горе, като отново и в двата случая се откроява идица от събития на спиращо лъчение. За да се получи квадратичната функция, която ги описва, ивицата е отделена от случайните съвпадения с две прави линии с уравнения

$$E_{\text{SAC}} = 160.00 - 3.75 \cdot ChID \quad (5.28)$$

$$E_{\text{SAC}} = 80.00 - 3.12 \cdot ChID \quad (5.29)$$

За фитирането са използвани събитията, останали между тях. Монте Карло данните са описани с функцията

$$E_{\text{SAC}} = (-0.01822 \pm 0.02450) ChID^2 + (-3.9499 \pm 0.43116) ChID + (124.202 \pm 1.651), \quad (5.30)$$



Фигура 5.12: Разпределение на съвпадащите по време клъстери с SAC и HEPVeto според енергията на фотона в SAC и позицията на съответния му клъстер в HEPVeto за данни от PADME (вляво) и Монте Карло симулация (вдясно). На пълните разпределения (горе) се открояват ивиците, съответстващи на съвпадения, предизвикани от спирачно лъчение. Долу са показани ограничените варианти на разпределенията, използвани за построяване на квадратичните зависимости (начертани в червено).

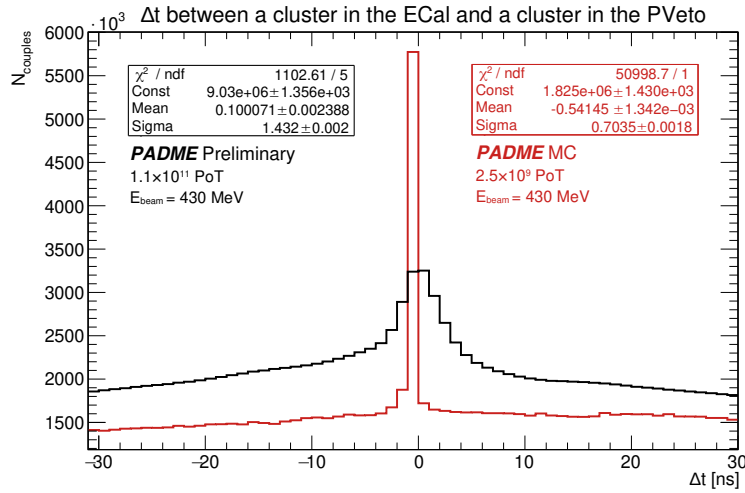
а за реалните данни от PADME при прилагане на същата процедура е получено уравнението

$$E_{SAC} = (-0.01727 \pm 0.03064) ChID^2 + (-3.5325 \pm 0.5456) ChID + (124.816 \pm 2.125). \quad (5.31)$$

5.2.3 Събития в PVeto и ECal

Голяма част от спирачно излъчените фотони при взаимодействието на снопа в мишената преминават през отвора на калориметъра и се регистрират от SAC. Въпреки това съществен брой събития на спирачно лъчение раждат фотони, които се движат под по-голям ъгъл и попадат в ECal. Те представляват основен фон за търсените събития с раждане на Тъмен фотон, при които също се търси единствен фотон, регистриран в калориметъра. По тази причина потискането на регистрираното от ECal спирачно лъчение е една от основните задачи в процедурата за потискане на фона. Това се осъществява чрез търсене на съвпадения на фотоните в ECal с позитрони, регистрирани в PVeto или HEPVeto, като първо е разгледан случаят на съвпадения с PVeto.

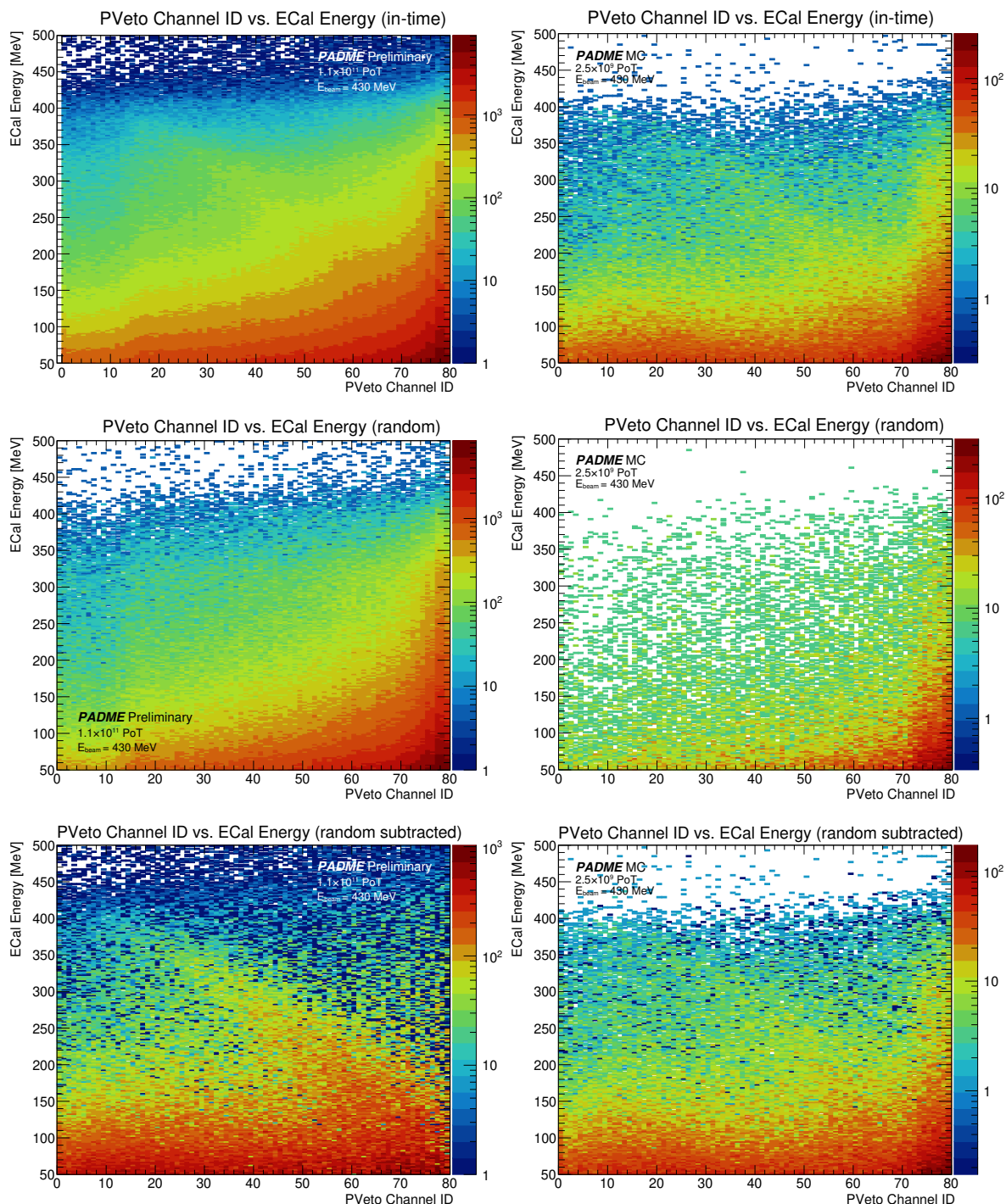
Аналогично на търсенето на съвпадения в предишните случаи, първият критерий е съвпадането по време на фотон, регистриран в ECal с позитрон, попаднал в PVeto. За целта е построено разпределение на разликата във времената на всички клъстери в калориметъра и всички клъстери в детектора за позитрони $\Delta t = t_{ECal} - t_{PVeto}$. Получените разпределения за симулирания и реалния набор от данни са показани на Фигура 5.13. Съвпаденията са ясно изразени в симулирания набор от данни, като разпределението на централния регион около $\Delta t = 0$ може да се опише с Гаусова функция със $\sigma = 0.7035$ ns. При експерименталните данни също се наблюдава излишък в централната област, но той е с доста по-широко разпределение и се описва с Гаусова функция със $\sigma = 1.432$ ns.



Фигура 5.13: Разлика във времената между всички клъстери в ECal и всички клъстери в PVeto за симулирани и експериментални данни от PADME. Излишъкът около $\Delta t = 0$ съответства на регистрирани събития на спирачно лъчение, като при симулираните данни той се описва с Гаусово разпределение със $\sigma = 0.7035$ ns, а при експерименталните резултати $\sigma = 1.432$ ns.

Към последващ анализ преминават събития, за които $\Delta t = |t_{ECal} - t_{PVeto}| \leq 1$ ns. За тях се построява двумерно разпределение според енергията на фотона в ECal и позицията на попадане на позитрона в PVeto с цел установяване на зависимостта, следваща 4.16. Получените разпределения за симулираните и експерименталните данни са показани на Фигура 5.14 горе. Наблюдава се много високо ниво на фона от случайни съвпадения и бегло открояваща се ивица, асоциирана със спирачното лъчение. За да се потисне високото ниво на фона, е построено ново разпределение по същите критерии, включващо в себе си единствено случайни съвпадения. За построяването му са използвани съвпадения с $-20 \text{ ns} \leq \Delta t \leq -18 \text{ ns}$ и полученият резултат е показан на Фигура 5.14 в средата. Този случаен фон след това е изваден от първоначалните разпределения, като резултатът от изваждането е показан на Фигура 5.14 долу. При експерименталните данни ясно се откроява ивицата на събития на спирачно лъчение, докато при симулираните данни тя е по-слабо забележима поради по-ниската статистика.

Разпределението след изваждане на фона се използва за установяване зависимостта на енергията на спирачно излъчен фотон от позицията на попадане на



Фигура 5.14: Разпределение на съвпадащите по време фотони в ECal с позитрони в PVeto за експериментални данни (вляво) и симулирани данни (вдясно). **Горе:** разпределение за всички съвпадения, за които $|\Delta t| \leq 1$ ns. **В средата:** разпределение на случайни съвпадения при -20 ns $\leq \Delta t \leq -18$ ns за получаване формата на фона. **Долу:** резултат от изваждането на фона от пълното разпределение.

позитрона в PVeto. То се ограничава допълнително от случайните съвпадения като се използват линиите, установени при изследването на спиращо лъчение, регистрирано в SAC и PVeto 5.24 и 5.25. Допълнително се налага ограничението да се

разглеждат само каналите до номер 80 поради големия брой събития в последните канали. Останалите събития се нанасят на профилна хистограма, в която за всеки канал x_l на PVeto се попълва претегленото средно по брой събития w на енергията в калориметъра:

$$\bar{E}_k = \frac{\sum_j w_{kj} \cdot E_j}{\sum_j w_{kj}}, \quad (5.32)$$

и неопределеността за всеки бин е

$$\delta\bar{E}_k = \frac{1}{\sum_j w_{kj}} \sqrt{\sum_j w_{kj} \cdot (E_j - \bar{E}_k)^2}. \quad (5.33)$$

Конструираната така профилна хистограма се описва с квадратична функция. Полученият резултат за експерименталните данни е

$$E_{ECal} = (-0.01629 \pm 0.00129) ChID^2 + (-2.5850 \pm 0.1106) ChID + (400.02 \pm 2.07), \quad (5.34)$$

а резултатът при симулираните данни е

$$E_{ECal} = (-0.000656 \pm 0.00098) ChID^2 + (-3.4177 \pm 0.0694) ChID + (412.245 \pm 0.603). \quad (5.35)$$

На Фигура 5.15 са показани двумерните разпределения след допълнителното им ограничаване, както и получените профилни хистограми заедно с прекараните през тях квадратични зависимости. Получените функции са насложени обратно върху двумерните разпределения като се наблюдава добро съвпадение с ивиците със събития.

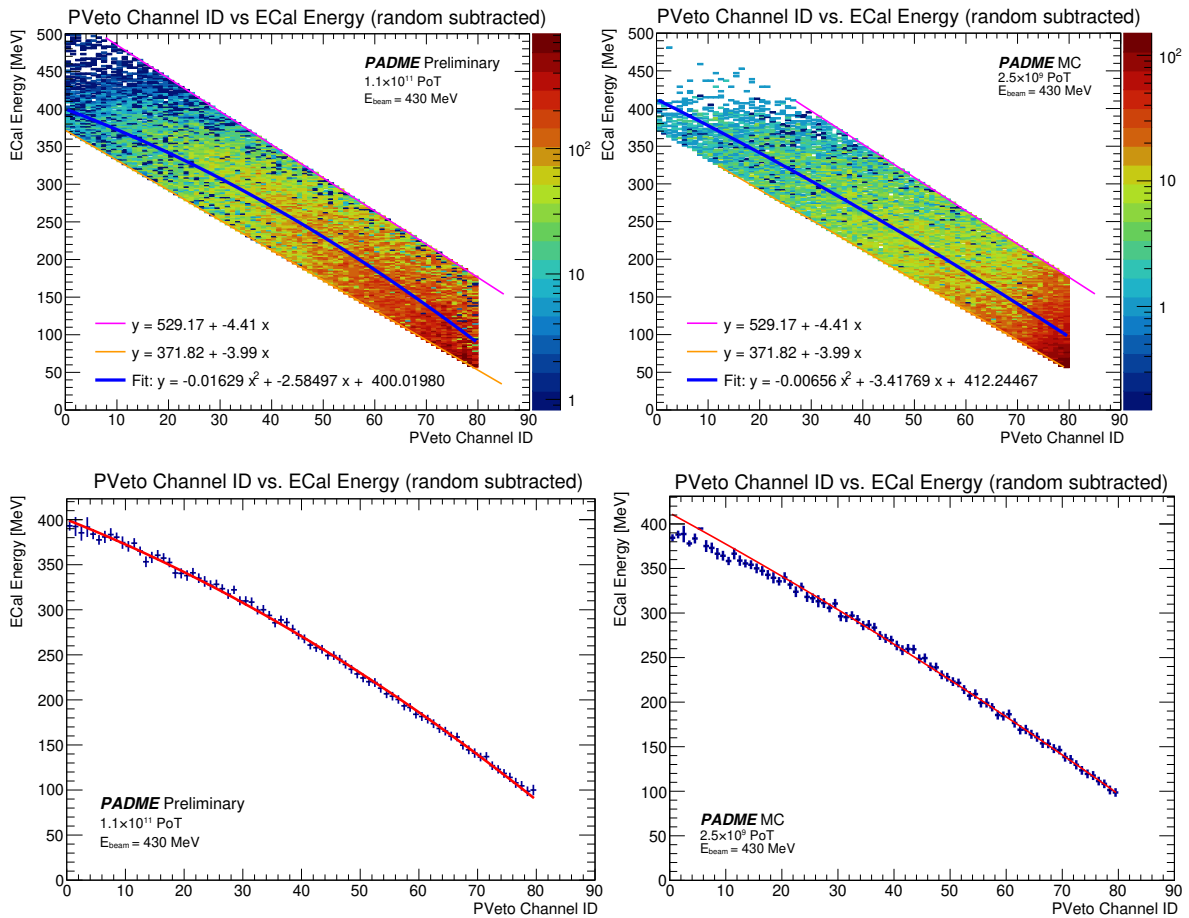
За да се оцени ширината на ивицата се използва на проекцията по оста на енергията на ограничените разпределения. За да се гарантира достатъчно голяма статистика, се прави сумарна проекция за всеки 3 съседни канала. Получените проекции се описват с Гаусово разпределение и се определя стандартното отклонение σ , като резултатите за всеки канал са показани на Фигура 5.16 горе. И за симулираните и за експерименталните данни, σ достига максимална стойност от ~ 50 MeV.

Качеството на получените фитове е изследвано чрез определяне на разликата RMS между претегленото средно от профилната хистограма и очакваната стойност на енергията според фита:

$$\text{RMS}(ChID_i) = |\bar{E}_{\text{obs}}(ChID_i) - f(ChID_i)| \quad (5.36)$$

Получените стойности са представени на Фигура 5.16 долу, като при експерименталните данни за повечето канали $\text{RMS} \leq 6$ MeV, с изключение на няколко канала, за които RMS достига 9 MeV. При симулираните данни RMS има високи стойности, достигащи 26 MeV в първите канали на PVeto, където се наблюдава много малък брой събития.

Резултатите за ширината на Гаусовото разпределение се използват за дефиниране на област за изолиране на спирачното лъчение, която да се включи в процедурата за потискане на фона. На Фигура 5.17 са показани пълните разпределения след изваждане на фона. Върху тях са наложени получените квадратични функции. С жълти линии е очертан регионът, съответстващ на $f(ChID) \pm 1.5\sigma(ChID)$. При потискане

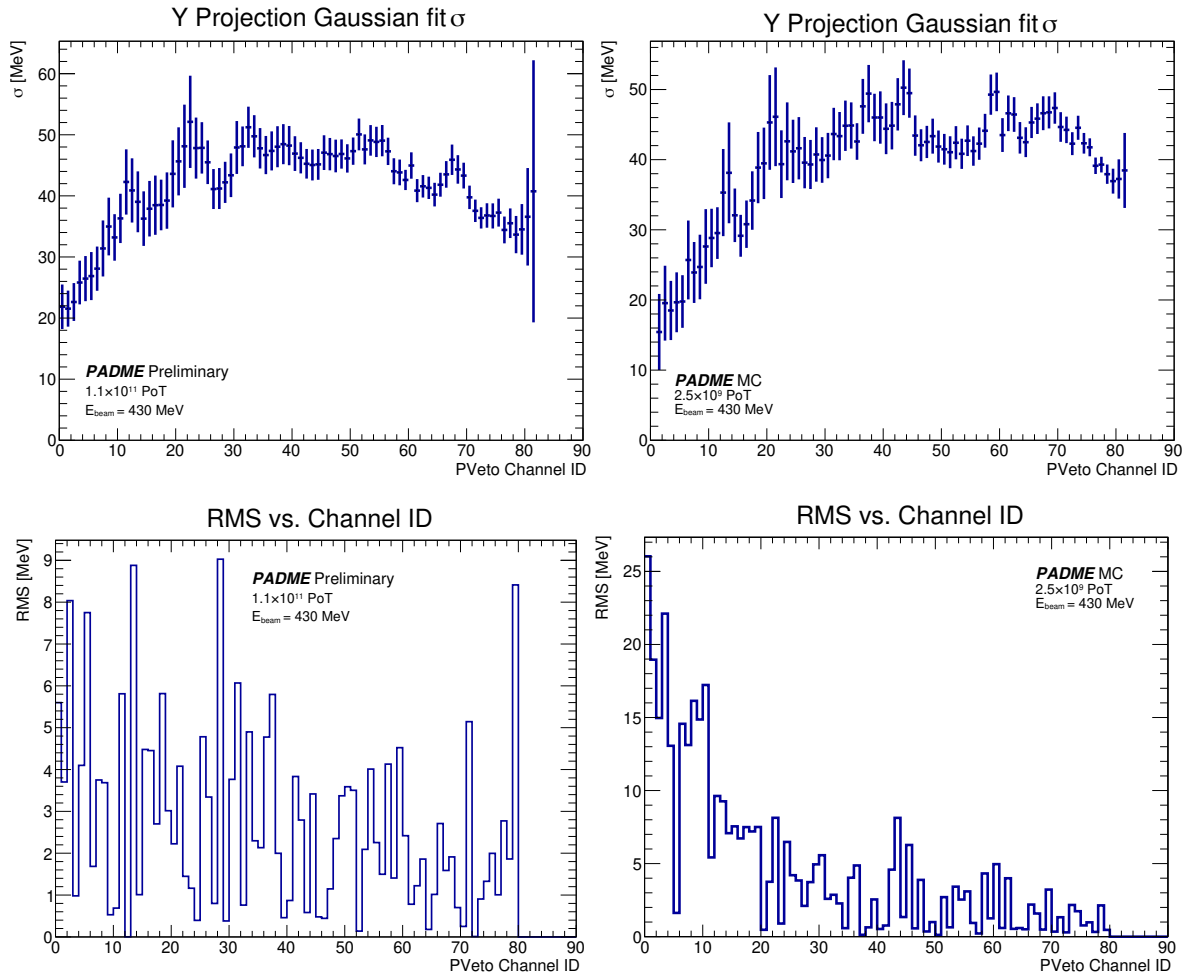


Фигура 5.15: Ограничени разпределения на съвпадащите по време фотони в ECal с позитрони в PVeto с цел отделяне ивиците на спирачно лъчение (горе) и съответните им профилни хистограми (долу), които са използвани за получаване на квадратични функции за описание на зависимостта на енергията на фотона от позицията на позитрона, който го е излъчил. Получените функции са нанесени и на двумерните разпределения с цел визуализация. Вляво са представени резултатите за експериментални данни, а вдясно - за симуляриани.

на фона, с цел да се избегне отхвърлянето на случайни съвпадения, след които и полезен сигнал, като спирачно лъчение могат да се отхвърлят само тези фотони в ECal, които заедно със съвпадащия им по време позитрон в PVeto принадлежат на този регион.

5.2.4 Събития в NEPVeto и ECal

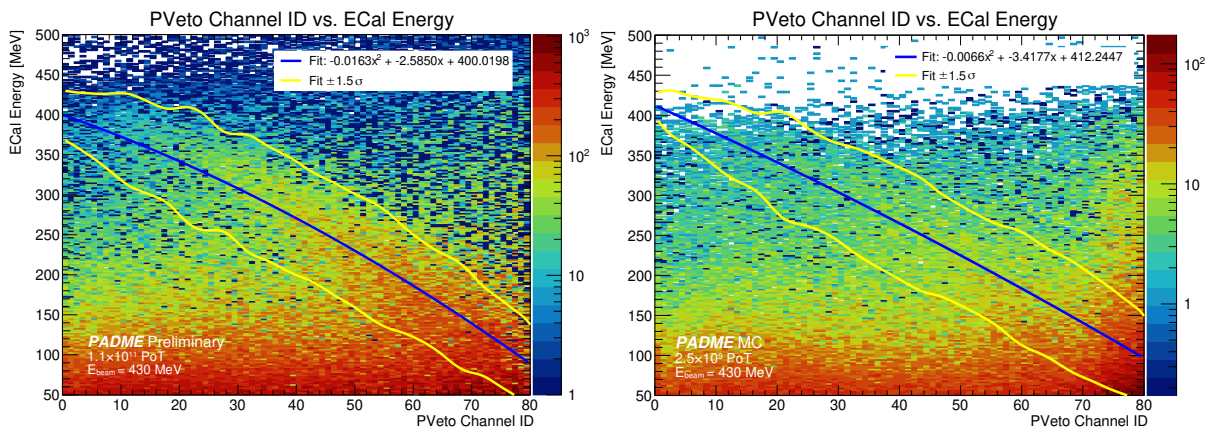
Аналогична процедура за изолиране и изследване на спирачното лъчение е разработена за съвпадения между фотони в ECal и позитрони, регистрирани от NEPVeto. На Фигура 5.18 е показано построеното разпределение на разликата във времената между всички кълстери в ECal и всички позитрони в NEPVeto $\Delta t = t_{ECal} - t_{NEPVeto}$. При симулираните данни се наблюдава ясно изразен излишък над фона от случайни съвпадения, а при експерименталните данни също има наличие на излишък около $\Delta t = 0$, но той е много по-малък в сравнение с големия брой



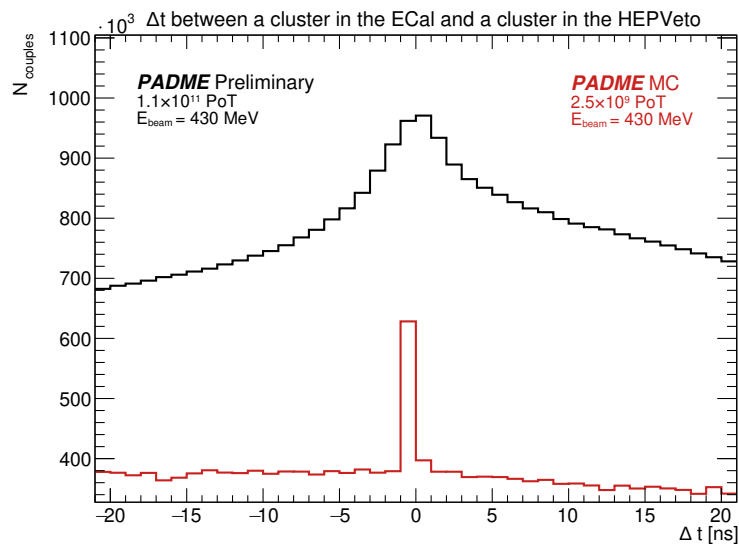
Фигура 5.16: Изследване на събитията на спиращо лъчение в разпределения спрямо енергия на фотона и позиция на позитрона за експериментални (вляво) и симулирани (вдясно) данни. **Горе:** стандартно отклонение σ на Гаусовото разпределение при проектиране на разпределението по остан на енергията в групи от по три канала. То достига стойности $\sigma \sim 50$ MeV в най-широките части на ивицата. **Долу:** отклонение RMS на претегленото средно на енергията от очакваната от фита стойност. При експерименталните данни максималната стойност е $RMS=9$ MeV, докато при симулациите, поради ниската статистика RMS достига по-големи стойности за първите канали на PVeto.

случайни съвпадения.

Към следващия етап на анализ преминават събития, за които $\Delta t = |t_{ECal} - t_{HEPVeto}| \leq 1$ ns. За тях е построено двумерно разпределение според енергията на фотона в ECal и позицията на позитрона в HEPVeto, показано на Фигура 5.19 горе. Големият брой случайни съвпадения прави почти невъзможно открояването на ивицата със съвпадения, дължащи се на спиращо лъчение. Приет е същия подход като при събитията в ECal и PVeto и е построено разпределение по същите критерии за случайни съвпадения, подбрани чрез -20 ns $\leq \Delta t \leq -18$ ns. Резултатът за разпределението за фоновите събития е показан на Фигура 5.19 в средата. Той е изваден от разпределението за всички съвпадащи по време събития и резултатът, оставащ след



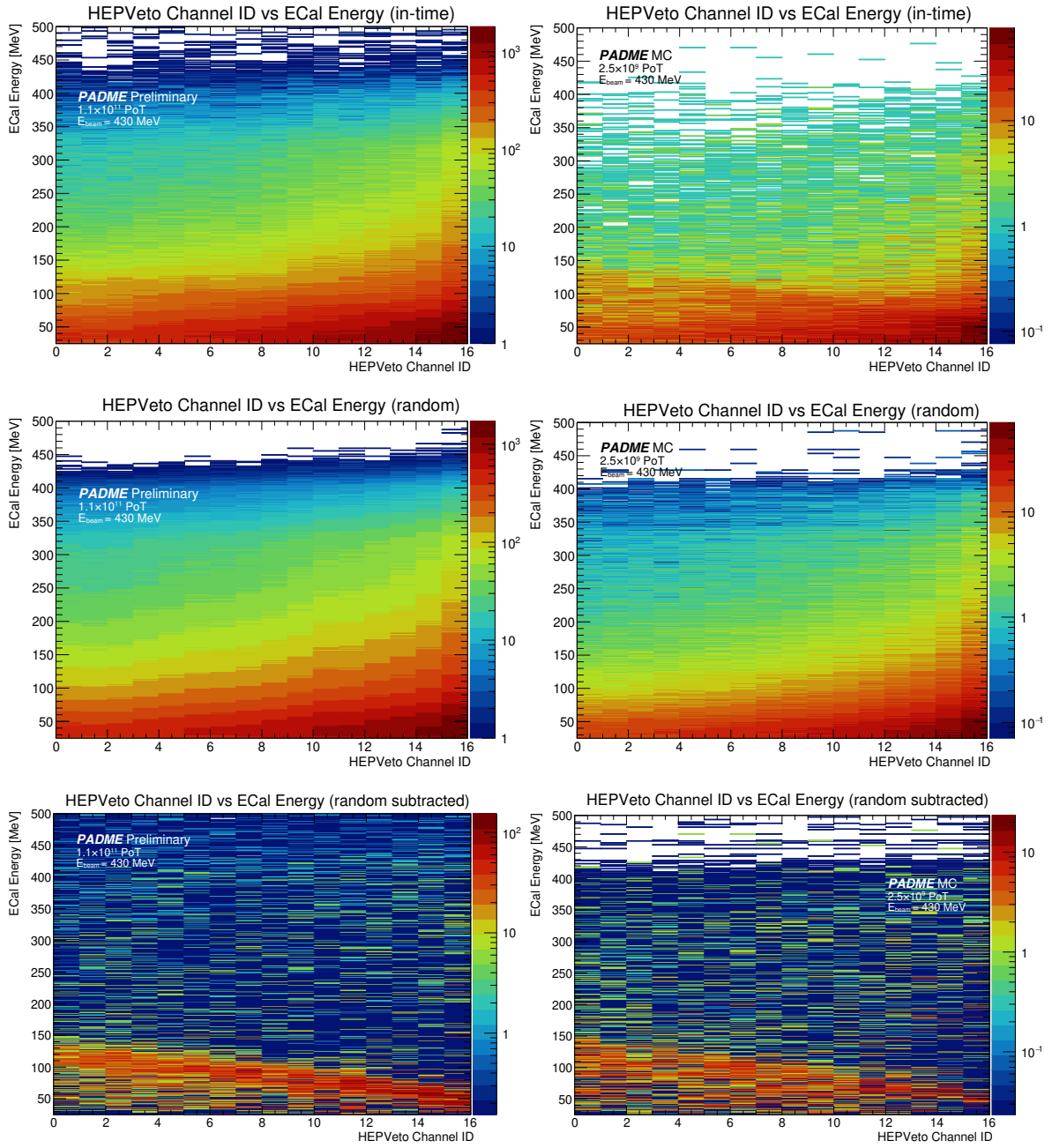
Фигура 5.17: Регион за дефиниране на събитията на спирачно лъчение за експериментални (вляво) и симулирани (вдясно) данни за съвпадения по време на клъстери в ECal и PVeto. Обособен е чрез стандартното отклонение на разпределението на събитията по оста на енергията, показано на Фигура 5.16. Избраният интервал е $\pm 1.5\sigma$ около прекараната парабола.



Фигура 5.18: Разлика във времента между всички клъстери в ECal и всички клъстери в HEPVeto за симулирани и експериментални данни от PADME . И в двата случая се наблюдава излишък около $\Delta t = 0$, като при експерименталните данни броят случайни съвпадения е изключително висок.

изваждането, е показан на Фигура 5.19 долу. След изваждането и в двата случая - на симулирани и реални данни - остава ясно открояваща се ивица на съвпаденията, дължащи се на спирачно лъчение.

Разпределението след изваждане на фона е използвано за установяване на квадратичната зависимост 4.16. То е ограничено чрез линиите, използвани при анализа на съвпадения между HEPVeto и SAC 5.28 и 5.29, като са оставени само събитията, попадащи между двете линии. За тях е построена профилна хистограма, съдържа информация за претегленото по брой събития средно на енергията в ECal за всеки канал на HEPVeto (уравнение 5.32). Получените точки са описани с парабола, като



Фигура 5.19: Разпределение на съпадащите по време фотони в ECal с позитрони в HEPVeto за експериментални данни (вляво) и симулирани данни (вдясно). **Горе:** разпределение за всички съпадения, за които $|\Delta t| \leq 1$ ns. **В средата:** разпределение на фона от случайни съпадения при -20 ns $\leq \Delta t \leq -18$ ns. **Долу:** резултат от изваждането на фона от пълното разпределение.

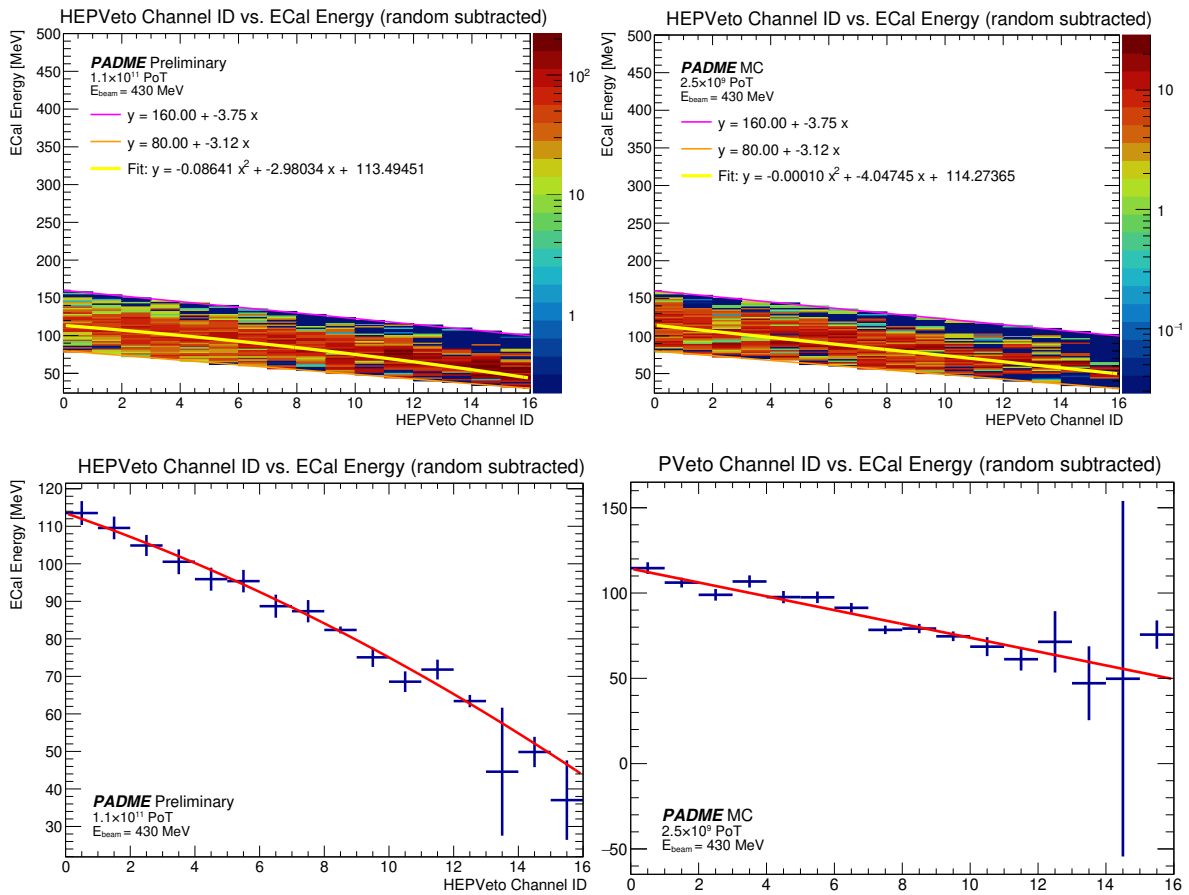
резултатите от фитирането са съответно

$$E_{ECal} = (-0.08641 \pm 0.05413) ChID^2 + (-2.9803 \pm 0.6103) ChID + (113.495 \pm 2.307) \quad (5.37)$$

за експерименталните данни и

$$E_{ECal} = (-0.00010 \pm 0.06188) ChID^2 + (-4.0475 \pm 0.2821) ChID + (114.274 \pm 1.909) \quad (5.38)$$

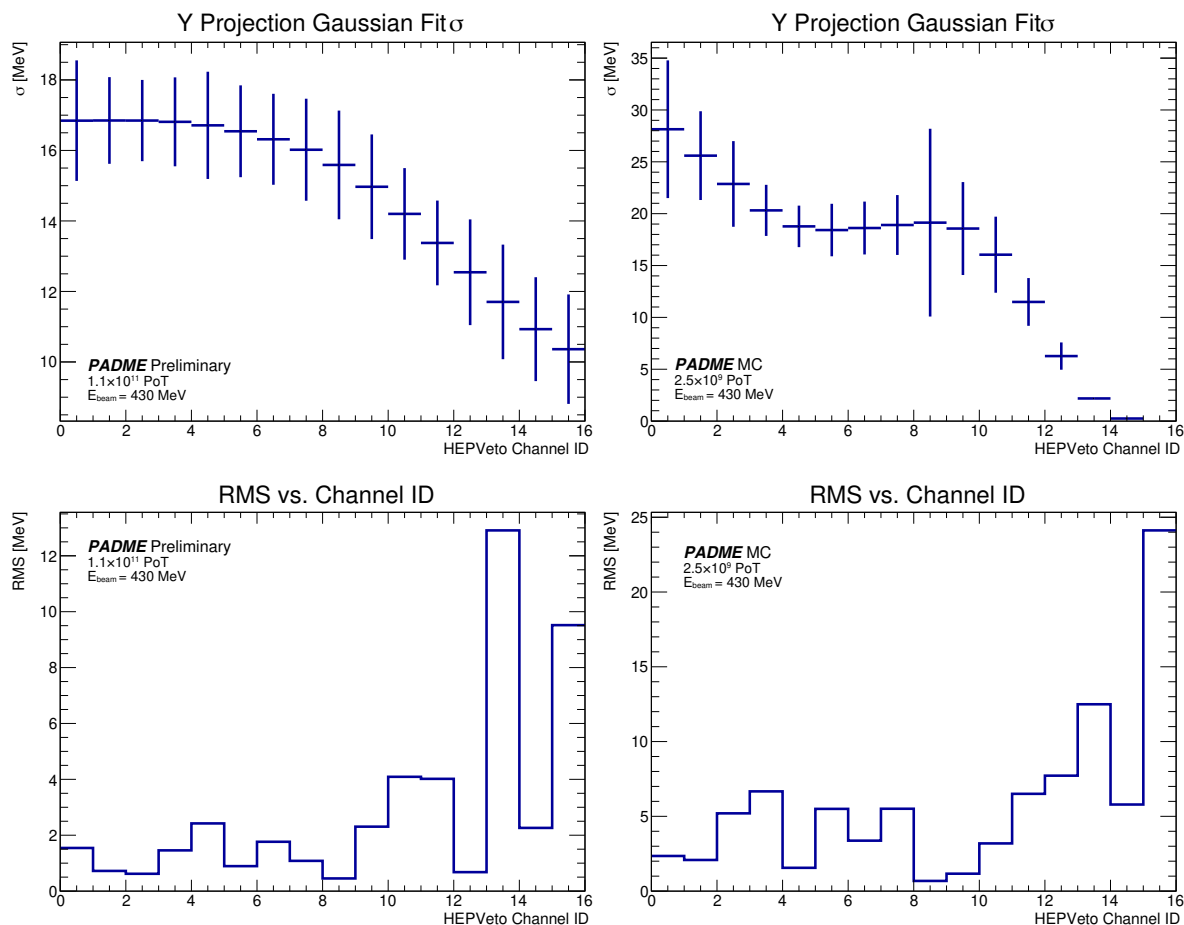
за симулирания набор от данни. Ограничените разпределения и построените на тяхна база профилни хистограми са показани на Фигура 5.20. Фитираните квадратични функции са изобразени и върху двумерните разпределения, като се наблюдава добро визуално съответствие с ивиците.



Фигура 5.20: Ограничени разпределения на съвпадащите по време фотони в ECal с позитрони в HEPVeto с цел отделяне ивиците на спирално лъчение (горе) и съответните им профилни хистограми (долу). Вляво са представени резултатите за експериментални данни, а вдясно - за симулирани. Профилните хистограми са описани с квадратични функции, които след това са нанесени и на двумерните разпределения с цел визуализация.

Аналогично на процедурата при PVeto и тук е изследвана ширината на ивицата чрез описване на проекцията по оста на енергията с Гаусово разпределение. Получените стойности на стандартното отклонение σ са показани на Фигура 5.21 горе. При експерименталните данни $\sigma \leq 20$ MeV, докато при симулираните достига по-високи стойности за първите канали. Поради по-малката статистика, върху която се правят Монте Карло изследванията, за последните няколко канала не може да се построи добро разпределение, тъй като в тях са концентрирани най-голям брой случайни съвпадения.

Направено е и изследване на отклонението RMS на претегленото средно на енергията за всеки канал и очакваната енергия от конструираниите квадратични функции (уравнение 5.36). Резултатът е сходен за експерименталните и симулираните данни, като за повечето канали $RMS \leq 10$ MeV, с за последните канали достига и по-високи стойности.

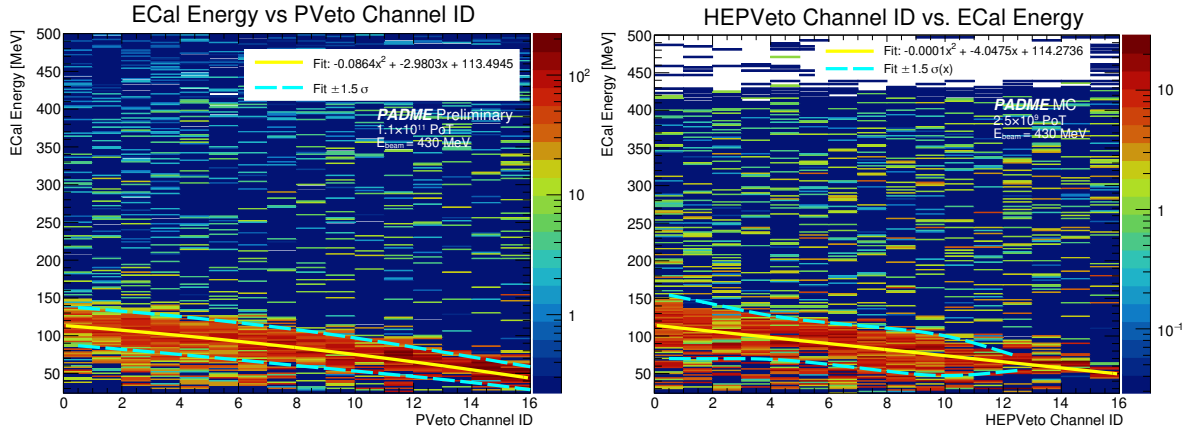


Фигура 5.21: Изследване на събитията на спиречно лъчение в разпределения спрямо енергия на фотона в $ECal$ и позиция на позитрона в $HEPVeto$ за експериментални (вляво) и симулирани (вдясно) данни. **Горе:** стандартно отклонение σ на Гаусовото разпределение при проектиране по оста на енергията в групи от по три канала. То достига стойности $\sigma \sim 18$ MeV при експерименталните данни и $\sigma \sim 30$ MeV при симулираните. Последните канали не могат да се опишат добре поради голямата концентрация на фонови събития в тях. **Долу:** отклонение RMS на претегленото средно на енергията от очакваната от квадратичната функция стойност. При експерименталните данни RMS достига 12 MeV за последните канали, докато при симулациите - 25 MeV.

Получените стойности за σ са комбинирани с прекараните квадратични функции за определяне на областите, съдържащи съвпадения поради спиречно лъчение. На Фигура 5.22 са показани пълните разпределения на съвпадащите по време клъстери според енергията на фотона в $ECal$ и позицията на позитрона в $HEPVeto$. Върху тях са наложени получените квадратични зависимости около които съответно са очерта-

ни с пунктир регионите, дефиниращи $f(ChID) \pm 1.5\sigma(ChID)$. В тях и при експерименталните и при симулираните данни визуално попадат голяма част от събитията от ивиците. Допълнително разширяване на тази област, особено към по-ниски енергии от долната страна на параболата, би довело до включване на голям брой случайни съвпадения в процедурата за изключване.

При симулираните данни регионът се затваря при канал номер 13 поради вече коментирания голям брой събития в последните три канала, което дава отражение при изваждането на фона и не позволява изчисляване на σ .



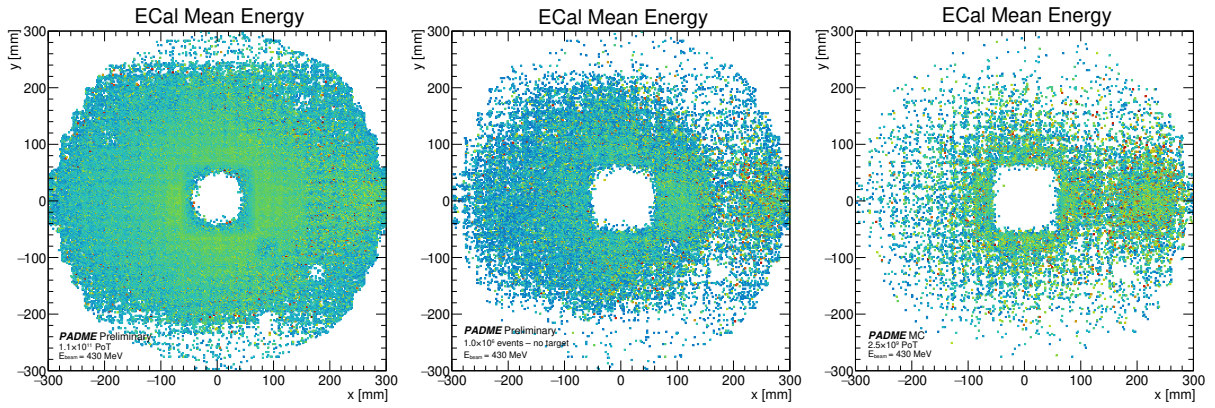
Фигура 5.22: Регион за дефиниране на събитията на спирално лъчение за съвпадения по време на клъстери в ECal и HEPVeto при експериментални (вляво) и симулирани (вдясно) данни. Регионът е дефиниран чрез стандартното отклонение на разпределението на събитията по оста на енергията, показано на Фигура 5.21. Избраният интервал е $\pm 1.5\sigma$ около прекараната парабола.

5.2.5 Спирачно лъчение в пасивния материал на експеримента

При анализ на депозираната в електромагнитния калориметър енергия разпределението ѝ спрямо позицията се ръководи от геометрията на снопа. На Фигура 5.23 е показана средната енергия на регистрираните в калориметър клъстери в зависимост от позицията за използваните експериментални данни, за набора от данни без мишена и за симулирания набор от данни. И в трите случая около централния отвор се наблюдава петно, като с увеличаване на разстоянието от центъра средната енергия намалява. И на трите разпределения се наблюдава област във външната част на калориметъра, в която се натрупва голямо количество енергия, като нейните координати са $x \gtrsim 200$ mm и -80 mm $\lesssim y \lesssim 80$ mm.

За да се определи произходът на попадналите в тази област фотони е направена целенасочена Монте Карло симулация на събития в PADME чрез PadmeMC. Симулирани са 10^7 събития, всяко съдържащо единствен позитрон в бънча. Това позволява еднозначно определяне на произхода на регистриран в калориметъра фотон. В рамките на симулацията, за всяко симулирано събитие се записва следната информация за всички процеси, осъществили се в него:

- координати на вертекса на събитието,



Фигура 5.23: Средна енергия, регистрирана от електромагнитния калориметър на PADME в зависимост от координатите. **Вляво:** експериментални данни; **в средата:** експериментални данни с отстранена мишена; **вдясно:** Монте Карло симулация. И в трите случая освен голямото централно петно, съдържащо регистрираните фотони, родени при взаимодействия в мишената, се наблюдава и вторична област с висока енергия в дясната част на детектора.

- вид на процеса,
- брой влизаци и брой излизаци от вертекса частици,
- енергия и импулс на всяка от участващите частици.

Тази информация се използва за специализиран анализ за определяне на вертексите, родили фотони, попадащи в особената област от калориметъра. Неговата последователност е:

1. Отделят се само вертекси, при които излизациите от вертекса частици са с енергия $E > 30 \text{ MeV}$.
2. Отделят се вертекси, при които поне една от частиците е фотон.
3. Чрез информацията за позицията на вертекса и импулса на този фотон се пресмятат координатите му в xy -равнината, съответстваща на положението на калориметъра ($z = z_{\text{ECal}}$):

$$x_\gamma = x_v + p_x \cdot \frac{z_{\text{ECal}} - z_v}{p_z}, \quad y_\gamma = y_v + p_y \cdot \frac{z_{\text{ECal}} - z_v}{p_z}, \quad (5.39)$$

където (x_v, y_v, z_v) са координатите на вертекса.

4. Отделят се само вертексите, които чрез пресметнатите координати попадат в особената област:

$$150 \text{ mm} < x_\gamma < 250 \text{ mm}; \quad -70 \text{ mm} < y_\gamma < 70 \text{ mm}. \quad (5.40)$$

5. Записва се информацията за координатите на тези вертекси и процеса, който се е случил.

На Фигура 5.24 са показани местоположенията в XZ -равнината на всички симулирани вертекси, намиращи се в обема между мишената и електромагнитния калориметър, като те очертават пасивния материал на експеримента (стените на вакуумната камера, намотките на магнита, елементите, използвани за закрепяне на детекторите и т.н.). Върху тях са насложени преминалите селекцията вертекси, както и отговарящите им попаднали в калориметъра фотони. Основното местоположение на вертексите, произвели такива фотони е стената на вакуумната камера в тънката част, непосредствено след мишената. Наблюдават се единични събития в мишената и в детектора за позитрони, при които фотони са попаднали в тази област на калориметъра.

Проверката на вида на процесите показва, че това са почти изцяло вертекси на спиращо лъчение. Вероятната причина е периферното магнитно поле преди навлизането на снопа в същинската вътрешност на магнита, в което позитроните се закривяват. При това закривяване част от тях навлизат в материала на вакуумния съд и раждат спиращо излъчени фотони. В случаите, когато това се случва на самия ръб преди разширяването на вакуумния съд, фотоните се регистрират от калориметъра, а излъчилите ги позитрони могат да бъдат регистрирани от PVeto. Това дава възможност този вторичен фонон процес да бъде потиснат при отстраняването на съвпадения по време между фотони в калориметъра и позитрони в PVeto. Ако се прилага по-меко потискане и се отстраняват само събития, принадлежащи на регионите, показани на Фигура 5.17, събитията от ръба на вакуумната камера ще оцелеят в селекцията, тъй като за тях това разпределение има различен вид.

Глава 6

Очаквани горни граници

6.1 Определяне ефективността за регистриране на сигнал

Формата на сигнала и *Acc* са изследвани както при добавяне на повече фонові събития чрез увеличаване броя позитрони в бънча, така и след това чрез прилагане на критерии за селекция и изолация на клъстерите, с цел да се намали влиянието на познатите събития от Стандартния модел. Тези събития са изследвани в глава 5, което позволява определянето на параметрите на селекцията. Наборът от симулирани данни с 25 000 позитрона в бънч без раждане на Тъмен фотон е подложен на примерна селекция, осъществена в следните стъпки:

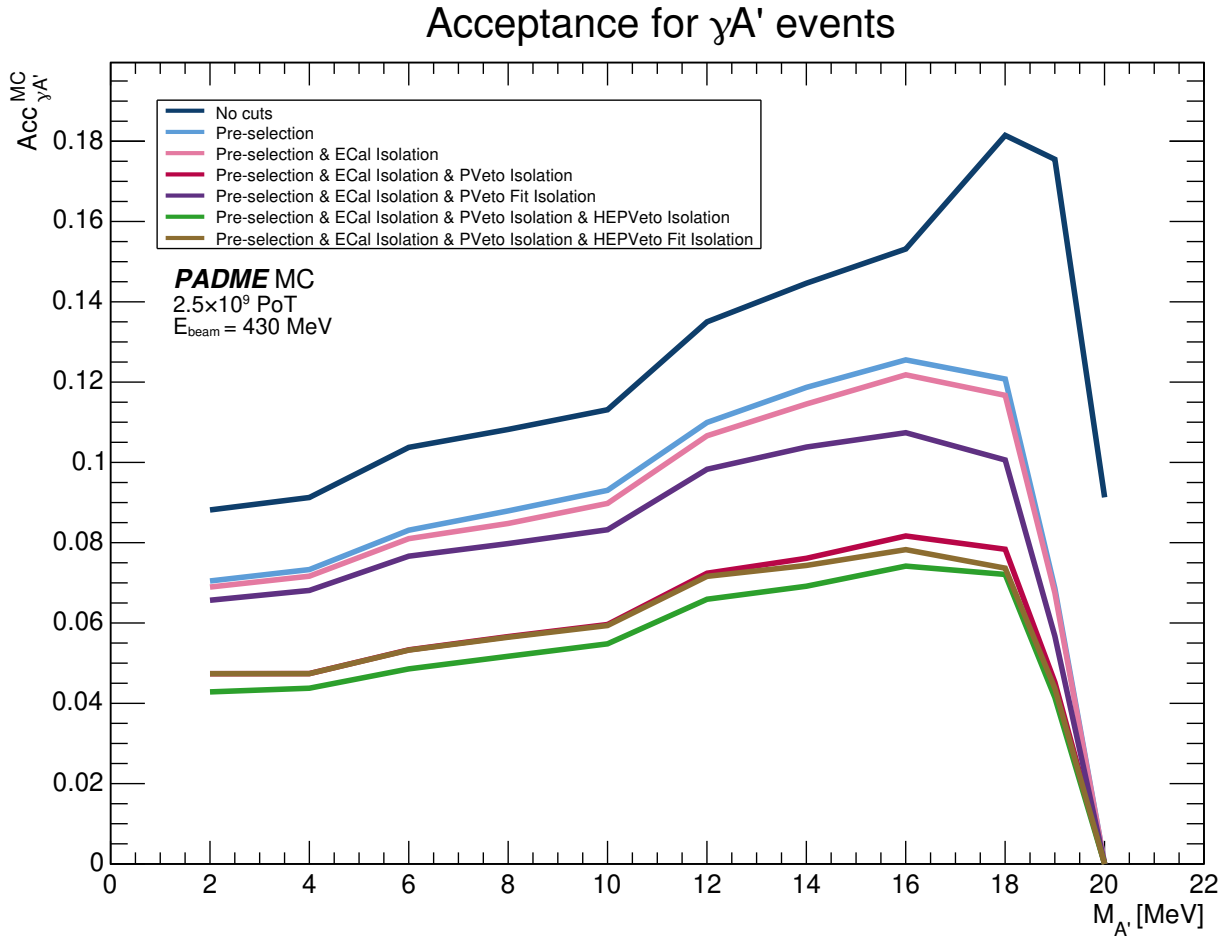
- предварителен подбор на клъстерите по енергия и позиция (Pre-selection);
- изолация от други регистрирани клъстери в електромагнитния калориметър в рамките на 2 ns (Pre-selection & ECal Isolation);
- изолация от други регистрирани клъстери в PVeto в рамките на 1 ns (Pre-selection & ECal Isolation & PVeto Isolation);
- изолация от други регистрирани клъстери в PVeto в рамките на 1 ns, при положение, че двата клъстера попадат в разпределението за спирано лъчение, показано на фигура 5.17 (Pre-selection & ECal Isolation & PVeto Fit Isolation).

Междинна проверка показва, че по-добри резултати се постигат при строга изолация от други регистрирани клъстери в PVeto, независимо от принадлежността на двойката към ивицата от фигура 5.17, поради което към последваща стъпка преминават именно тези събития.

- изолация от други регистрирани клъстери в HEPVeto в рамките на 1 ns (Pre-selection & ECal Isolation & PVeto Isolation & HEPVeto Isolation);
- изолация от други регистрирани клъстери в HEPVeto в рамките на 1 ns, при положение, че двата клъстера попадат в разпределението за спирано лъчение, показано на фигура 5.22 (Pre-selection & ECal Isolation & PVeto Isolation & HEPVeto Fit Isolation).

Тази селекция има за цел да открие евентуален сигнал над фона, но носи със себе си и известно потискане на полезните събития.

На Фигура 6.1 е показано как се променя ефективността за регистриране на сигнала след селекция на клъстерите и прилагане на различни критерии за изолация. Показаните стойности са за ширина на прозореца на интегриране 1.5σ около максимума на сигнала за съответната маса. Използването на по-широк прозорец включва по-голям брой полезни събития, но води и до нарастване броя на фоновите събития. Очаквано, най-голям брой полезни събития се отчитат без прилагането на ограни-



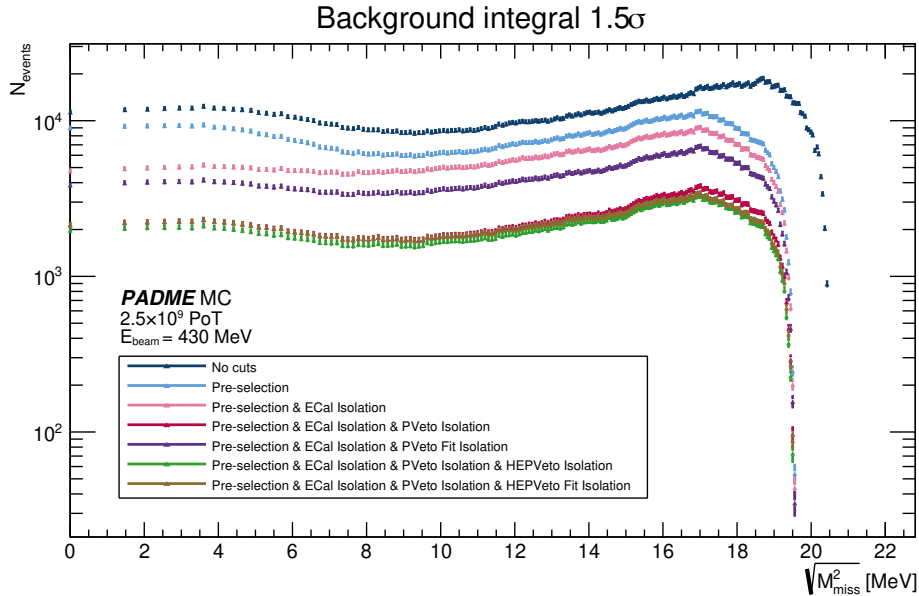
Фигура 6.1: Промяна в ефективността за регистриране на сигнал при прилагане на селекция на клъстери и критерии за изолация, за прозорец за интегриране 1.5σ от Гаусовото разпределение, с което е описана формата на сигнала. С различни цветове са означени различните етапи от селекцията. Селекцията по енергия и позиция намалява с около 2% ефективността за $M_{A'} = 16$ MeV при интегриране. Осигуряването на 2 ns изолация от други фотони в калориметъра носи минимално понижение. Най-голямо потискане на полезните събития заради случайни съвпадения носи осигуряването на 2 ns изолация от попадения на позитрони в детектора за позитрони, последвано от допълнително потискане на събитията чрез отхвърляне на съвпадения с HEPVeto което води до спадане на ефективността с още 5% за $M_{A'} = 16$ MeV.

чения. Постепенното потискане на събитията чрез осигуряване на изолацията им от други клъстери води до неизбежно случайно потискане и на полезни събития.

То е най-осезаемо при изолиране на фотоните в електромагнитния калориметър от позитрони, преминали през двата детектора за позитрони.

6.2 Изследване нивото на фона и очакваните граници

Количеството фонови събития, попадащи в интервала за интегриране за съответната маса $M_{A'}$ и промяната им при налагането на процедурата за потискане са изследвани чрез симулиран набор от 100 000 събития с 25 000 позитрона в бънч, без присъствие на $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ събития. На Фигура 6.2 е показан броят на фоните събития при интегриране в 1.5σ интервал около максимума на сигнала. Кривите са получени чрез интегриране разпределението на липсващата маса за 200 стойности на M_{miss}^2 между 0 и 430 MeV, като за всяка от тях стойността на σ е взета от зависимостта 4.24. Налагането на условия за изолация води до 10 пъти по-ниско ниво на фоните събития.



Фигура 6.2: Брой фонови събития при интегриране на разпределението на липсващата маса за симулация на очаквания фон в PADME Прозорецът на интегриране е 1.5σ , като интегралът е пресметнат за 200 стойности на M_{miss}^2 между 0 и 430 MeV. Стойността на σ за всяка от тях е пресметната по уравнение 4.24. Пълното ограничаване на съвпадения на даден клъстер с частици е електромагнитния калориметър и двата детектора за позитрони води до 10 пъти по-ниско ниво на фона.

При разглеждане на липсващата маса в целия диапазон от енергии се забелязва, че за различните енергии разпределението на фоните събития има различна форма. Това носи със себе си възможността за определени маси интегрирането в област от 1.5σ около максимума на сигнала да не води до най-голяма чувствителност. Оптималният брой стандартни отклонения σ , които да дефинират областта на интегриране, за целия изследван диапазон от енергии е разгледан при установяване горната граница на сечението $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')$, която може да бъде поставена за

симулирания набор от събития с отсъствие на сигнал. За целта в уравнение 4.4 се налага условието $N_{A'}/\sqrt{N_{bkg}} = 1$, отговарящо на 68% ниво на сигурност за сечението. Стойността на сечението за дадена стойност на $M_{A'}$ е

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')^{MC} = \frac{\sqrt{\int_{\mu(M_{A'}^2) - n\sigma(M_{A'}^2)}^{\mu(M_{A'}^2) + n\sigma(M_{A'}^2)} \frac{dN}{dM^2} dM^2}}{N_{\text{POT}} \cdot \text{Acc}_{\gamma A'}^{MC}(M_{A'}^2, n\sigma) \cdot N_{e^-/s}}, \quad (6.1)$$

където $n\sigma$ е даден брой стандартни отклонения, а $\mu(M_{A'}^2)$ е центърът на разпределението на сигнала от A' в случай на присъствието му, получен чрез сплайн интерполация на центровете на Гаусовите разпределения за 11-те симулирани маси:

$$\mu(m_{A'}) = \mathcal{S}[\{(m_i, \hat{\mu}_i)\}_{i=1}^{11}] (m_{A'}). \quad (6.2)$$

Стойността на ефективността за регистриране $\text{Acc}_{\gamma A'}^{MC}(M_{A'}, n\sigma)$ също е получена чрез интерполация на съответстващото на $n\sigma$ разпределение от показаните на Фигура 6.1.

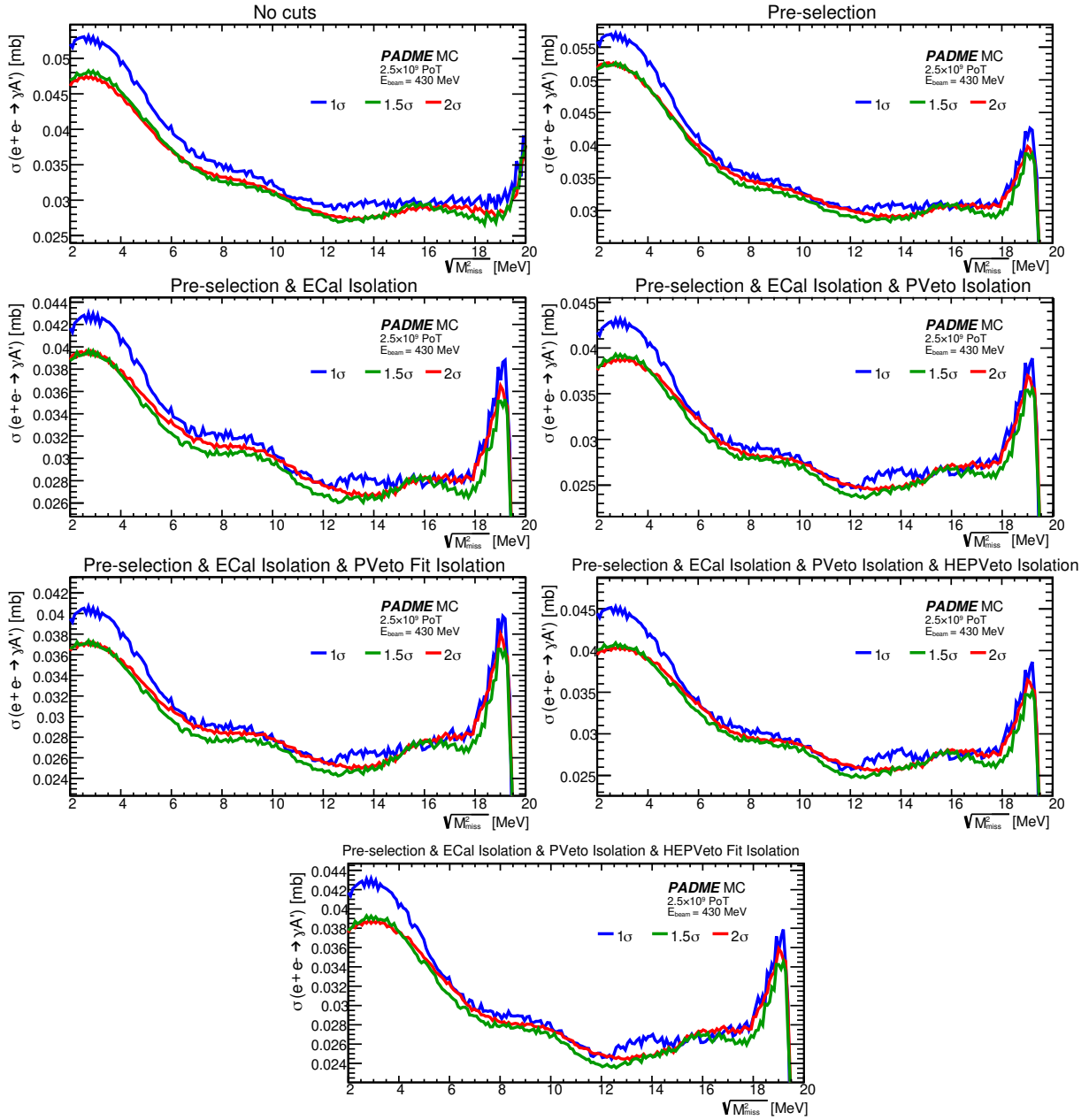
Резултатът за $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')^{MC}$ е показан отделно за всяка стъпка от процедурата за селекция и потискане на Фигура 6.3, като са показани резултатите за трите възможни интервала на интегриране 1σ , 1.5σ и 2σ . Всички резултати показват, че най-ниска горна граница за сечението може да се установи при използване на интервал 1.5σ .

Сравнение след различните стъпки на селекция на полученото сечение при интегриране на фона в интервал 1.5σ е показано на Фигура 6.4. Забелязва се, че няма универсална селекция, която да даде най-ниска долна граница по целия спектър от изследвани маси. При по-малки маси до 8 MeV най-добрата селекция е предварителен подбор, изолация в ECal и изолация в PVeto при положение, че двата клъстера попадат в разпределението за спиращо лъчение. За маси над 8 MeV най-добри резултати дава пълната изолация на клъстерите в PVeto. Включването на NEPVeto на този етап не води до съществено по-ниска горна граница.

Получената горна граница за сечението е използвана за изчисление на константата на смесване ε на Тъмния фотон с видимия по формула 4.5. Стойността на сечението $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$ е взета от получения от данните на PADME резултат 4.18. Кинематичният фактор δ е взет от показаното на Фигура 4.3 разпределение. Получената горна граница за ε^2 е представена на Фигура 6.5, като отново тя е най-ниска за клъстери, селектирани по енергия и позиция и изолирани от други клъстери в калориметъра и PVeto.

6.3 Определяне на очакваната горна граница за константата на смесване

Симулираните фонови събития с приложени критерии за селекция и изолация от други клъстери в калориметъра и PVeto са използвани за пресмятане на очакваната горна граница с различно ниво на сигурност. За целта е приложен CLs методът за статистическо третиране на данните [185]. За всяка тествана маса $M_{A'}$ се дефинира хипотеза с присъствие на сигнал с ниво s и фон b и хипотеза само с присъствие на

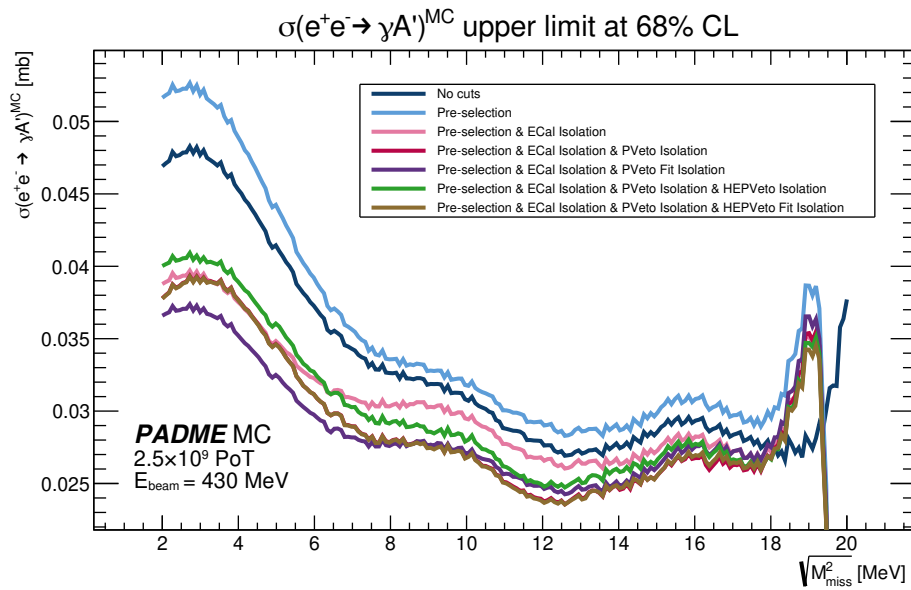


Фигура 6.3: Горна граница на сечението $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')$, очаквана при симулация на фонові събития в експеримента PADME. Разгледани са седемте стъпки от примерната процедура за потискане на фона. При определени стойности на масата (напр. $\sqrt{M_{miss}^2} = 15.5$ MeV) резултатите за трите изследвани интервала са много близки. За най-подходящ е избран интервалът 1.5σ , тъй като в повечето случаи той дава най-ниска горна граница.

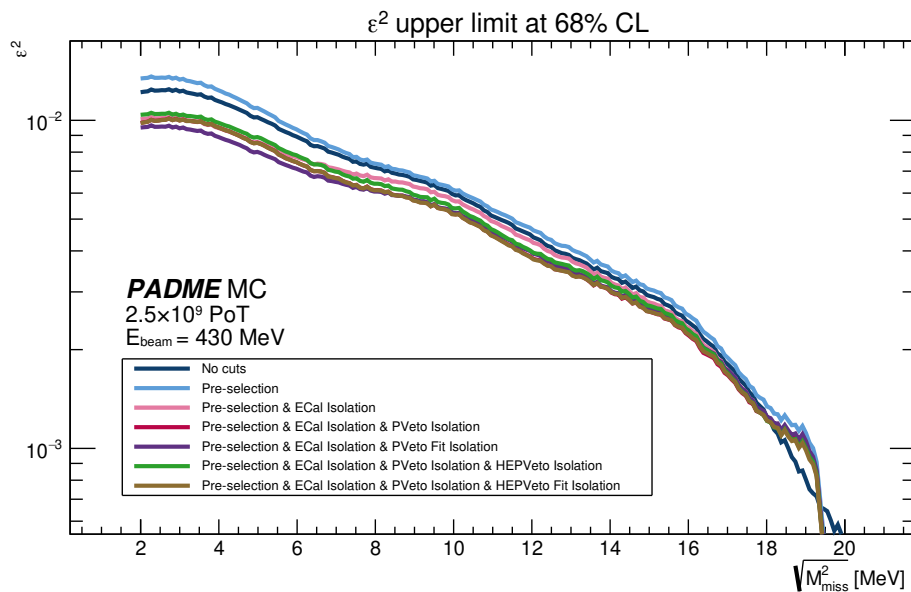
фон. Прави се статистически тест на подобие

$$q_\mu(n, s, b) = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}(n | s + b)}{\mathcal{L}(n | \hat{\mu} + b)} \right); \quad \hat{\mu} = \max(0, n - b), \quad (6.3)$$

който осигурява отношението между функциите на подобие \mathcal{L} , изразяващи възможността n на брой събития да се наблюдават при дадена хипотеза $s + b$. $\hat{\mu} =$



Фигура 6.4: Очаквана горна граница за сечението $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma A')$, получена чрез симулация на фонові събития в PADME. Резултат при интегриране на фона в 1.5σ интервал около масата на Тъмнив фотон. С различни цветове са означени различните стъпки от примерната процедура за потискане на фона, като най-ниска стойност на границата се получава при селекция на събитията по енергия и позиция и осигуряване изолацията им от други клъстери в електромагнитния калориметър.



Фигура 6.5: Очаквана горна граница за константата на смесване ϵ на Тъмния фотон с видимия фотон от Стандартния модел. Отново най-ниска стойност се получава при събития, предварително селектирани по енергия и позиция и изолирани от други клъстери в калориметъра и PVeto.

$\max(0, n - b)$ изразява максималното подобие за дадената хипотеза, като то осигурява това, че ако $n > b$ присъства сигнал, а ако $n \leq b$ се наблюдава само фон.

Така $q_\mu(n, s, b)$ показва доколко тестваната $s + b$ хипотеза се приближава до най-добре описващия данните модел. Генерират се голям брой Монте Карло симулации на псевдо-експерименти и по получените разпределения на броя събития за съответната маса се смята вероятността да е валидна хипотезата за наличие на сигнал над фона p_{s+b} и тази само за фон p_b .

$$p_{s+b} = P(q_\mu \geq q_\mu^{\text{obs}} \mid s + b), \quad p_b = P(q_\mu \geq q_\mu^{\text{obs}} \mid b) \quad (6.4)$$

Тези вероятности отразяват колко често се генерира брой събития, който е поне толкова голям, колкото наблюдавания. Отношението на двете дава стойността на CLs:

$$\text{CL}_s = \frac{p_{s+b}}{p_b} \quad (6.5)$$

Границата с 90% ниво на сигурност се определя от броя събития s_{up} , за който $\text{CL}_s(s_{\text{up}}) = 0.10$, който на свой ред се използва в уравнения 4.4 и 4.5 за определяне на σ_{up} и $\varepsilon_{\text{up}}^2$.

Приложението на тази техника в случая на симулирани данни без присъствието на сигнал от PADME се състои в това, че за всяка от 200-те изследвани маси $M_{A'}$ се генерират 200 псевдо-експеримента, като се приема Поасоново разпределение на получения брой събития. Във всеки от тях се използват различни стойности на параметрите за пресмятане на ε по уравнение 4.5. Това се прави чрез отчитане на неопределеностите им при генерирането на псевдо-експериментите. Използвани са следните стойности:

- Неопределеността на сечението за двуфотонна аниhilация е взета от получената в [176] стойност 4.18;
- Неопределеността на N_{TOT} е определена от апроксимация с Гаусово разпределение на 3.6×10^6 събития, регистрирани по време на Run II: $\sigma_{N_{\text{TOT}}} = 1626.58$;
- Влиянието на формата на сигнала е отчетено чрез зависимостта на ширината на разпределението му от масата, показана на Фигура 4.11 и апроксимирана с уравнение 4.24. Отчетени са неопределеностите на отделните коефициенти на полинома:

$$p_j^{\text{toy}} \sim \mathcal{N}(p_j, \delta p_j^2), \quad j = 0, 1, 2 \quad (6.6)$$

и следователно във всеки псевдо-експеримент ширината на сигнала е

$$\sigma^{\text{toy}}(m_{A'}) = p_0^{\text{toy}} + p_1^{\text{toy}} m_{A'} + p_2^{\text{toy}} m_{A'}^2. \quad (6.7)$$

- Неопределеността в броя очаквани събития b за дадената маса е пресметната чрез приемане на Гаусово разпределение, центрирано върху наблюдавания брой;
- Неопределеността в ефективността за регистриране Acc е определена, като се отчете това, че за всяка от използваните при оригиналната интерполация 11 стойности за $M_{A'}$, Acc следва биномиално разпределение и съответно статистическата му неопределеност е

$$\sigma_{Acc} = \sqrt{\frac{Acc(1 - Acc)}{N_{\text{gen}}}}. \quad (6.8)$$

Всеки псевдо-експеримент използва нова стойност на Acc за 11-те маси, която следва

$$Acc^{toy} \sim \mathcal{N}(Acc, \sigma_{Acc}^2) \in [0, 1], \quad (6.9)$$

и прави нова, отделна интерполация за стойността на Acc при тестваната маса.

За всеки псевдо-експеримент се дефинира брой наблюдавани събития, следващ Поасоново разпределение: $N_{obs} = \text{Poisson}(b)$. Тестват се рекурсивно 25 различни стойности на s в $s + b$ хипотезата, като при първата итерация се намира средата на интервала $[0, (50 + \sqrt{b + 1})]$ и се тества тя като стойност на s . Целевата стойност на CL_s е 0.1, следователно ако за нея $CL_s < 0.1$, това ще е валидно за всички стойности, по-големи от нея и тя се декларира за нов максимум на интервала. Аналогично, ако за нея $CL_s > 0.1$, това ще е валидно за всички стойности, по-малки от нея и тя се декларира за нов минимум на интервала. По този начин се достига граничната стойност на s , за която $CL_s = 0.1$, съответно с 90% сигурност отсъства сигнал.

Тестването на всяко s за получаване на стойността на CL_s се осъществява, като статистическият тест на подобие 6.3 се пресмята за приетия брой наблюдавани събития в този псевдо-експеримент и тестваната стойност на s :

$$q_{obs} = q_{\mu}(n_{obs}, s, b). \quad (6.10)$$

В него функцията на подобие е

$$\mathcal{L}(n | s, b) = \frac{(s + b)^n}{n!} e^{-(s+b)} \quad (6.11)$$

и уравнение 6.3 има вида

$$q_{\mu}(n, s, b) = -2 [(n \ln(s + b) - (s + b)) - (n \ln(\hat{\mu} + b) - (\hat{\mu} + b))]. \quad (6.12)$$

Тази стойност отразява разликата между функцията на подобие за конкретното s и максималното подобие, което се наблюдава за този псевдо-експеримент. След това се правят 2000 toy пресмятания на q_{μ} по два начина:

$$q_{sb} = q_{\mu}(n_{sb}, s, b); \quad n_{sb} = \text{Poisson}(s + b) \quad (6.13)$$

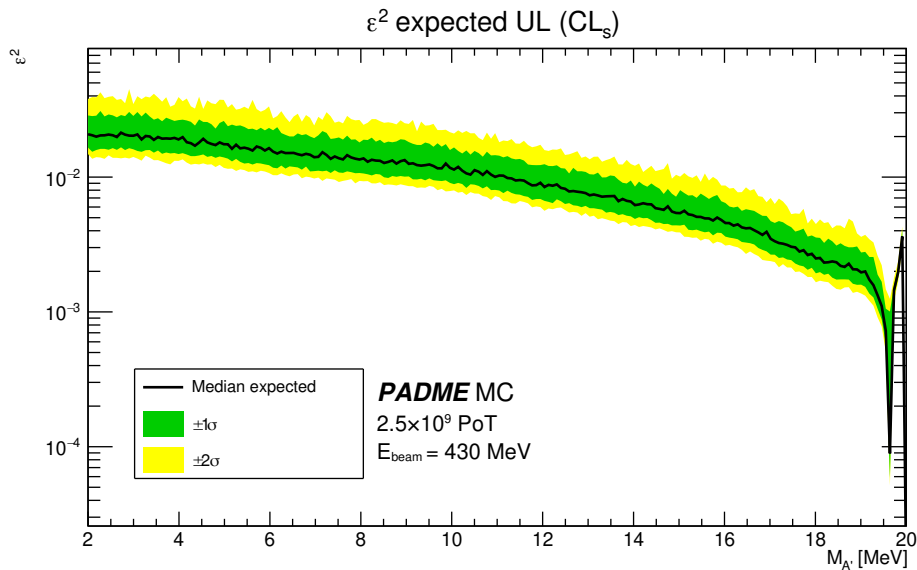
$$q_b = q_{\mu}(n_b, s, b); \quad n_b = \text{Poisson}(b) \quad (6.14)$$

Преброяват се случаите n_{s+b} , в които $q_{sb} > q_{obs}$ и случаите n_b , в които $q_b > q_{obs}$. На тази база се пресмята

$$CL_s = \frac{n_{s+b}}{n_b} \quad (6.15)$$

за изследваното s в този псевдо-експеримент. Тъй като се тестват 25 различни хипотези за s за всеки от 200-те псевдо-експеримента за всяка маса, това дава сумарно 10^7 изчисления на подобие за всяка от 200-те изследвани маси $M_{A'}$. От всеки псевдо-експеримент за дадената маса $M_{A'}$ се получава стойност за ε^2 , така че в крайна сметка за всяка $M_{A'}$ има разпределение от 200 стойности. За определяне на 1σ и 2σ диапазона се използват следните граници:

$$\varepsilon_{med} = Q_{0.50}, \quad [\varepsilon_{-1\sigma}, \varepsilon_{+1\sigma}] = [Q_{0.16}, Q_{0.84}], \quad [\varepsilon_{-2\sigma}, \varepsilon_{+2\sigma}] = [Q_{0.025}, Q_{0.975}] \quad (6.16)$$



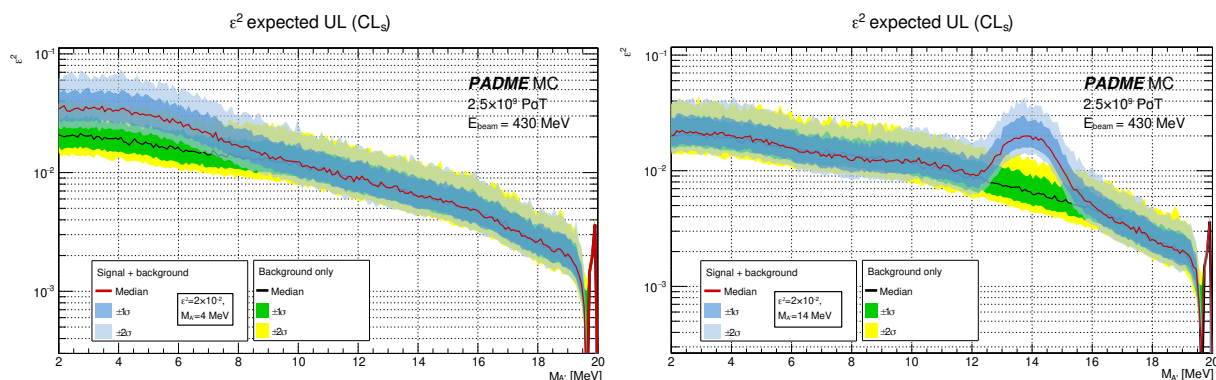
Фигура 6.6: Очаквана горна граница на константата на смесване ε^2 , пресметната по CL_s метода за Монте Карло симулация на фоновите събития в PADME. Симулираните данни са подложени на примерна процедура за потискане на фона, състояща се от селекция на клъстерите по енергия и позиция и осигуряване изолацията им от други клъстери в електромагнитния калориметър.

Резултатът е показан на Фигура 6.6. Очакваната горна граница за ε^2 варира от 10^{-2} за най-ниските маси $M_{A'}$ и достига 10^{-3} при $M_{A'} \sim 18$ MeV.

Прилагането на метода е подложено на тест, като са създадени два нови набора от данни, в които са „инжектирани“ събития с раждане на тъмен фотон съответно с маси $M_{A'} = 4$ MeV и $M_{A'} = 14$ MeV. Броят добавени събития е пресметнат, така че да съответства на $\varepsilon = 2 \times 10^{-2}$. Описаната процедура е повторена за тези два нови набора от данни, като резултатите са показани на Фигура 6.7 и са сравнени с получената горна граница при оригиналното прилагане на процедурата върху набор, съдържащ само фонове събития.

Резултатът, който CL_s методът ни дава, ни показва каква горна граница за ε^2 можем да установим, при положение, че в данните ни има само фонове събития. При прилагането му върху симулация с инжектиран сигнал, новата граница се вдига по-нагоре в малък регион от разпределението, така че избраната при инжектирането стойност на ε^2 за избраната маса остава под нея.

Освен, че тества валидността на пресмятанията, повторението върху симулация с добавяне на сигнал показва и поведението на горната граница, кето следва да се очаква за различните маси на A' . При една и съща стойност на ε , $M_{A'} = 14$ MeV дава отклонение с по-голяма статистическа значимост отколкото $M_{A'} = 4$ MeV, тъй като чувствителността на експеримента в термини ε расте с увеличаване на масата на A' .



Фигура 6.7: Тест на разработената CL_s методология върху набор от симулирани данни с добавени събития с раждане на Тъмен фотон с маса $M_{A'} = 4 \text{ MeV}$ (вляво) и $M_{A'} = 14 \text{ MeV}$ (вдясно) при $\varepsilon = 2 \times 10^{-2}$. Новата горна граница при приемане на хипотеза за наличие единствено на фонови събития следва получената по-рано стойност почти в целия диапазон от маси. Изключение прави областта около съответната маса на Тъмния фотон, където границата се отмества нагоре и тестваната стойност на ε остава под нея, съответно не може да бъде изключена.

Глава 7

Заклучение

В търсенето на обяснение на природата на Тъмната материя един от основните изследвани модели е този за съществуването на скрит сектор от частици, който взаимодейства с частиците от Стандартния модел посредством частица-медиатор. Една от възможностите е това взаимодействие да се осъществява чрез допълнителна $U(1)$ симетрия, на която съответства масивен векторен бозон - Тъмен фотон A' . Търсенето на такъв портал между видимия и тъмния сектор се основава на предполагаемото му кинетично смесване с обикновения видим фотон, което прави възможни процеси на асоциирано и резонансно раждане при e^+e^- аниhilация.

За търсенето именно на такива процеси е конструиран експериментът PADME в Националната лаборатория във Фраскати, Италия. До момента са проведени четири кампании за набор на данни, като Run I и Run II са посветени на търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон и видим фотон при аниhilацията на ускорени позитрони с електроните в диамантената мишена. Експериментът след това е преустроен и са осъществени Run III и Run IV, насочени към търсенето на резонансно раждане на X_{17} - хипотетична частица с маса 17 MeV, предложена от института АТОМКИ в Унгария.

В настоящия дисертационен труд са изложени разработените от автора методи за реконструкция на сигналите от електромагнитния калориметър на PADME. Той е основният детектор, отговарящ за регистрирането на фотоните, родени при аниhilациите в мишената. При големи интензивности на снопа в него попадат голям брой частици за кратки интервали от време и е необходимо те да бъдат надеждно разделяни. За целта са разработени методи на машинно обучение за реконструкция на параметрите на сигналите. Използвани са конволюционни невронни мрежи с архитектура на класически автоенкодер, като е разработена модификация, която подава на алгоритъма информация за сигналите като желан изход от модела. Разработените алгоритми са тренирани и в последствие тествани върху събития, симулирани чрез специално разработени за целта симулации. След това обученият модел е въведен в софтуера на експеримента и използван за реконструкцията на реални данни от Run II. Успешно са реконструирани $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ събития, като резултатите са сравнени със стандартните методи за реконструкция и е установено значително подобрене във времевата разделителна способност.

Важен аспект от разработката на машинно обучени модели е разбирането и обяснението на работата на получения алгоритъм, като за целта се разработват специ-

ални методи за обяснение (xAI). За целите на описаните в дисертацията алгоритми няколко добре установени xAI метода за анализ на двумерни модели са адаптирани за работа с времеви редове, каквито именно са събитията в PADME. Най-добри резултати дава оценката на чувствителността при закриване на части от събитията. Резултатите от прилагането на метода дават основание за разработването на разширени модели, които постигат още по-добри резултати върху симулирани данни.

Машинно обучените модели дават обещаващи резултати при реконструкцията на експериментални данни от PADME. Постига се времева разделителна способност по 1 ns при стойности от около 1.5 ns за стандартните методи на реконструкция. Продължава работата по постигане на оптимална реконструкция на енергията. Разработената методология чрез модификация на класическите автоенкодери е разширена и успешно приложена и при реконструкция на двумерни и тримерни събития.

В настоящата дисертация е описан и новоразработен метод за реконструкция на сигналите в диамантената мишена на PADME в рамките на Run III и Run IV. Тези кампании са проведени при по-малка интензивност на снопа, което води до трудно открояващ се сигнал. В допълнение, сложното поведение на регистрирания шум внася допълнителна неопределеност в получената информация за параметрите на снопа. Разработен е метод за усредняване на вълновите форми от голям брой събития и премахване на шума в следствие. Изследвани са данни от специално проведени тестове на мишената, като са установени оптималните работни параметри, а новият метод за реконструкция е въведен както при онлайн, така и при офлайн реконструкцията на данните.

Търсенето на процеси на асоциирано раждане на Тъмен фотон в PADME се осъществява чрез анализиране на симулирани данни паралелно с работата с експериментални данни. В настоящата дисертация е описан използваният метод на определяне на липсващата маса и как тя се използва за установяване на горна граница за константата на смесване на Тъмния фотон с видимия при отсъствие на наблюдаван сигнал. Основно влияние върху чувствителността на експеримента има високото ниво на фоновите процеси от Стандартния модел. Те са изучени едновременно чрез симулирани и експериментални данни и получените резултати се използват за получаване на оптимална селекция на използваните за пресмятането на горната граница събития, така че да се постигне максимално потискане на фона в комбинация с минимално отхвърляне на полезния сигнал.

Очакваната горна граница при отсъствие на наблюдаван сигнал е определена чрез прилагане на CL_s метода за статистическо третиране на данните върху симулиран набор от събития, съдържащ 2.5×10^9 позитрона, като получената стойност за константата на смесване е $\varepsilon^2 < 2 \times 10^{-2}$ за $M_{A'} \approx 2 \text{ MeV}$ и достига $\varepsilon^2 < 2 \times 10^{-3}$ за $M_{A'} \approx 18 \text{ MeV}$.

Научни приноси

Научните и научно-приложните приноси на настоящия дисертационен труд са както следва:

- Разработени са машинно обучени методи за реконструкция на сигнали чрез въвеждане на модификация в класическите конволюционни автоенкодери. Те са въведени в реконструкцията на PADME и използвани за реконструкция на двойки фотони в електромагнитния калориметър. Разработени са xAI методи за обяснението им, на базата на които са въведени допълнителни подобрения, като е постигната съществено по-ниска разделителна способност по време спрямо конвенционалната реконструкция.
- Разработен е нов метод за реконструкция на данните от мишената на PADME при ниски интензивности на снопа. Той е виведен в експлоатация и са определени оптималните работни параметри на детектора за Run IV.
- Изследвана е формата на очаквания сигнал от Тъмен фотон в Run II чрез симулации на данни с различна маса на A' и при различни интензивности на снопа.
- Изследвани са фоновите събития с основен принос в Run II на PADME - двуфотонна аниhilация и спирачно лъчение, върху симулирани и експериментални данни. Разработен е метод за определяне на позицията на снопа в мишената чрез селекция на двойки фотони и са дефинирани праметрите за селекция на събития.
- Направена е предварителна оценка на чувствителността на PADME в рамките на втората кампания за набор на данни с цел търсене на асоциирано раждане на Тъмен фотон. Разработена е методология чрез CL_s метода и е определена очакваната горна граница за константата на смесване на Тъмния с видимия фотон за симулиран набор с 1000 пъти по-малък размер от реално набраните данни.

Публикации в списания с основен принос

1. Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]
Using Artificial Intelligence in the Reconstruction of Signals from the PADME Electromagnetic Calorimeter

- Published in: *Instruments* **6** (2022) 4, 46
DOI: [10.3390/instruments6040046](https://doi.org/10.3390/instruments6040046)
2. Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]
Machine learning assisted reconstruction of positron-on-target annihilation events in the PADME experiment
Published in: *Journal of Physics: Conference Series* **2794** (2024) 1, 012001
DOI: [10.1088/1742-6596/2794/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2794/1/012001)
 3. Dimitrova, K., Buchakchiev, V., Georgiev, G., Georgieva, G., Kozhuharov, V.
Pattern recognition and signal parameters extraction using machine learning methods
Published in: *Journal of Physics: Conference Series* **2668** (2023) 1, 012001
DOI: [10.1088/1742-6596/2668/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2668/1/012001)
 4. Dimitrova, K., Kozhuharov, V., Petkov, P.
Development and explainability of models for machine-learning-based reconstruction of signals in particle detectors
Published in: *Particles* **8** (2025) 2, 48
DOI: [10.3390/particles8020048](https://doi.org/10.3390/particles8020048)
 5. Dimitrova, K., Kozhuharov, V., Petkov, P.
Applicability evaluation of selected xAI methods for machine learning algorithms for signal parameters extraction
Published in: *Journal of Physics: Conference Series* **3002** (2024) 1, 012005
DOI: [10.1088/1742-6596/3002/1/012005](https://doi.org/10.1088/1742-6596/3002/1/012005)
 6. Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]
New Light Particles Searches with PADME
Published in: *Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement* **18** (2025) 4, 4-A3
DOI: [10.5506/APhysPolBSupp.18.4-A3](https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.18.4-A3)
 7. Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]
Searching for the Dark Photon with PADME
Published in: *PoS COSMICWISPers2025* (2026) 063
e-Print: [2603.28685 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2603.28685)
DOI: [10.22323/1.507.0063](https://doi.org/10.22323/1.507.0063)

Библиография

- [1] Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]. “Using Artificial Intelligence in the Reconstruction of Signals from the PADME Electromagnetic Calorimeter”. *Instruments* **6.4** (2022), 46. DOI: [10.3390/instruments6040046](https://doi.org/10.3390/instruments6040046).
- [2] Dimitrova, K. et al. “Pattern recognition and signal parameters extraction using machine learning methods”. *Journal of Physics: Conference Series* **2668.1** (2023), 012001. DOI: [10.1088/1742-6596/2668/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2668/1/012001).
- [3] Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]. “Machine learning assisted reconstruction of positron-on-target annihilation events in the PADME experiment”. *Journal of Physics: Conference Series* **2794.1** (2024), 012001. DOI: [10.1088/1742-6596/2794/1/012001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2794/1/012001).
- [4] Dimitrova, K., Kozhuharov, V. and Petkov, P. “Development and explainability of models for machine-learning-based reconstruction of signals in particle detectors”. *Particles* **8.2** (2025), 48. DOI: [10.3390/particles8020048](https://doi.org/10.3390/particles8020048).
- [5] Dimitrova, K., Kozhuharov, V. and Petkov, P. “Applicability evaluation of selected xAI methods for machine learning algorithms for signal parameters extraction”. *Journal of Physics: Conference Series* **3002.1** (2024), 012005. DOI: [10.1088/1742-6596/3002/1/012005](https://doi.org/10.1088/1742-6596/3002/1/012005).
- [6] Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]. “New Light Particles Searches with PADME”. *Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement* **18.4** (2025), 4–A3. DOI: [10.5506/APhysPolBSupp.18.4-A3](https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.18.4-A3).
- [7] Dimitrova, K. et al. [PADME Collaboration]. “Searching for the Dark Photon with PADME”. *PoS COSMICWISPers2025* (2026), 063. DOI: [10.22323/1.507.0063](https://doi.org/10.22323/1.507.0063). arXiv: [2603.28685](https://arxiv.org/abs/2603.28685) [hep-ex].
- [8] Епикур. *Писма до Херодот*. (305 г. пр. Хр.)
- [9] Bertone, G. and Hooper, D. “History of dark matter”. *Rev. Mod. Phys.* **90** (2018), 045002. DOI: [10.1103/RevModPhys.90.045002](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.045002). arXiv: [1605.04909](https://arxiv.org/abs/1605.04909) [astro-ph.CO].
- [10] Mitchell, J. “On the means of discovering the distance, magnitude, &c. of the fixed stars...” *Phil. Trans. R. Soc.* **74** (1784), 35–57. DOI: [10.1098/rstl.1784.0008](https://doi.org/10.1098/rstl.1784.0008).
- [11] Kelvin, L. *Baltimore Lectures on Molecular Dynamics and the Wave Theory of Light*. Cambridge University Press, 1904.
- [12] Poincaré, H. “The Milky Way and the Theory of Gases”. *Popular Astronomy* **14** (1906), 475.

- [13] Zwicky, F. “On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae”. *Astrophys. J.* **86** (1937), 217. DOI: [10.1086/143864](https://doi.org/10.1086/143864).
- [14] Zwicky, F. “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”. *Helvetica Physica Acta* **6** (1933), 110–127.
- [15] Smith, S. “The Mass of the Virgo Cluster”. *Astrophys. J.* **83** (1936), 23. DOI: [10.1086/143697](https://doi.org/10.1086/143697).
- [16] Burbidge, G. R. and Burbidge, E. M. “The Hercules Cluster of Nebulae”. *Astrophys. J.* **130** (1959), 629. DOI: [10.1086/146764](https://doi.org/10.1086/146764).
- [17] Neyman, J., Page, T. and Scott, E. “Conference on the Instability of Systems of Galaxies (Santa Barbara, California, August 10–12, 1961): Summary of the conference”. *Astron. J.* **66** (1961), 633. DOI: [10.1086/108472](https://doi.org/10.1086/108472).
- [18] Meekins, J. et al. “X-rays from the Coma Cluster of Galaxies”. *Nature* **231** (1971), 107. DOI: [10.1038/231107a0](https://doi.org/10.1038/231107a0).
- [19] Babcock, H. W. “The Rotation of the Andromeda Nebula”. *Lick Obs. Bull.* **19** (1939), 41. DOI: [10.5479/ADS/bib/1939LicOB.19.41B](https://doi.org/10.5479/ADS/bib/1939LicOB.19.41B).
- [20] Rubin, V. C. and Ford, W. K. J. “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions”. *Astrophys. J.* **159** (1970), 379. DOI: [10.1086/150317](https://doi.org/10.1086/150317).
- [21] Rogstad, D. H. and Shostak, G. S. “Gross Properties of Five Scd Galaxies as Determined from 21-Centimeter Observations”. *Astrophys. J.* **176** (1972), 315. DOI: [10.1086/151636](https://doi.org/10.1086/151636).
- [22] Rubin, V. C., Ford, W. K. J. and Thonnard, N. “Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa → Sc”. *Astrophys. J.* **225** (1978), L107. DOI: [10.1086/182804](https://doi.org/10.1086/182804).
- [23] Salucci, P. “The distribution of dark matter in galaxies”. *The Astronomy and Astrophysics Review* **27** (2019), 2. DOI: [10.1007/s00159-018-0113-1](https://doi.org/10.1007/s00159-018-0113-1). arXiv: [1811.08843](https://arxiv.org/abs/1811.08843) [astro-ph.GA].
- [24] Massey, R., Kitching, T. and Richard, J. “The dark matter of gravitational lensing”. *Rep. Prog. Phys.* **73** (2010), 086901. DOI: [10.1088/0034-4885/73/8/086901](https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/8/086901). arXiv: [1001.1739](https://arxiv.org/abs/1001.1739) [astro-ph.CO].
- [25] Clowe, D. et al. “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”. *Astrophys. J. Lett.* **648** (2006), L109. DOI: [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162). arXiv: [astro-ph/0608407](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608407) [astro-ph].
- [26] Del Popolo, A., Le Delliou, M. and Lee, X. “Correlations in the matter distribution in CLASH galaxy clusters”. *Physics of the Dark Universe* **26** (2019), 100342. DOI: [10.1016/j.dark.2019.100342](https://doi.org/10.1016/j.dark.2019.100342). arXiv: [1807.09328](https://arxiv.org/abs/1807.09328) [astro-ph.CO].
- [27] Bauer, M. and Plehn, T. *Yet Another Introduction to Dark Matter: The Particle Physics Approach*. T. 959. Lecture Notes in Physics. Cham: Springer, 2019. ISBN: 978-3-030-16233-7. DOI: [10.1007/978-3-030-16234-4](https://doi.org/10.1007/978-3-030-16234-4). arXiv: [1705.01987](https://arxiv.org/abs/1705.01987) [hep-ph].

- [28] Aghanim, N. et al. “Planck 2015 results. XI. CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters”. *Astronomy and Astrophysics* **594** (2016), A11. DOI: [10.1051/0004-6361/201526926](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526926). arXiv: [1507.02704](https://arxiv.org/abs/1507.02704) [astro-ph.CO].
- [29] Dodelson, S. *Modern Cosmology*. Academic Press, 2003. ISBN: 978-0122191411.
- [30] Eisenstein, D. J. “Dark energy and cosmic sound”. *New Astronomy Reviews* **49** (2005), 360–365. DOI: [10.1016/j.newar.2005.08.005](https://doi.org/10.1016/j.newar.2005.08.005).
- [31] Eisenstein, D. J. et al. “Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies”. *Astrophys. J.* **633** (2005), 560–574. DOI: [10.1086/466512](https://doi.org/10.1086/466512). arXiv: [astro-ph/0501171](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501171) [astro-ph].
- [32] Aghanim, N. et al. “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. *Astronomy and Astrophysics* **641** (2020), A6. DOI: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910). arXiv: [1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209) [astro-ph.CO].
- [33] Castillo-Santos, M. N. et al. “An exponential equation of state of dark energy in the light of 2018 CMB Planck data”. *Physics of the Dark Universe* **40** (2023), 101225. DOI: [10.1016/j.dark.2023.101225](https://doi.org/10.1016/j.dark.2023.101225).
- [34] Eisenstein, D. J. and Hu, W. “Baryonic Features in the Matter Transfer Function”. *Astrophys. J.* **496** (1998), 605–614. DOI: [10.1086/305424](https://doi.org/10.1086/305424). arXiv: [astro-ph/9709066](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9709066) [astro-ph].
- [35] Percival, W. J. et al. “Measuring the Baryon Acoustic Oscillation scale using the Sloan Digital Sky Survey and 2dF Galaxy Redshift Survey”. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **381** (2007), 1053–1066. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.12268.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12268.x). arXiv: [0705.3323](https://arxiv.org/abs/0705.3323) [astro-ph].
- [36] Milgrom, M. “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis”. *Astrophys. J.* **270** (1983), 365–370. DOI: [10.1086/161130](https://doi.org/10.1086/161130).
- [37] Paczynski, B. “Gravitational Microlensing by the Galactic Halo”. *Astrophys. J.* **304** (1986), 1–5. DOI: [10.1086/164140](https://doi.org/10.1086/164140).
- [38] Milgrom, M. “A modification of the Newtonian dynamics: implications for galaxies”. *Astrophys. J.* **270** (1983), 371–383. DOI: [10.1086/161131](https://doi.org/10.1086/161131).
- [39] Bekenstein, J. and Milgrom, M. “Does the missing mass problem signal the breakdown of Newtonian gravity?” *Astrophys. J.* **286** (1984), 7–14. DOI: [10.1086/162570](https://doi.org/10.1086/162570).
- [40] Bekenstein, J. “Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm”. *Phys. Rev. D* **70** (2004), 083509. DOI: [10.1103/PhysRevD.70.083509](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.083509). arXiv: [astro-ph/0403694](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0403694) [astro-ph].
- [41] Nemiroff, R. J. “Prediction and Analysis of Basic Gravitational Microlensing Phenomena”. Докт. ... дис. University of Pennsylvania, 1987.
- [42] Alcock, C. et al. “Possible gravitational microlensing of a star in the Large Magellanic Cloud”. *Nature* **365** (1993), 621–623. DOI: [10.1038/365621a0](https://doi.org/10.1038/365621a0).
- [43] Aubourg, E. et al. “Evidence for gravitational microlensing by dark objects in the Galactic halo”. *Nature* **365** (1993), 623–625. DOI: [10.1038/365623a0](https://doi.org/10.1038/365623a0).

- [44] Lasserre, T. et al. “Not enough stellar mass MACHOs in the Galactic halo”. *Astronomy and Astrophysics* **355** (2000), L39–L42. arXiv: [astro-ph/0002253](#) [[astro-ph](#)].
- [45] Nadler, E. et al. “Constraints on Dark Matter Microphysics from the Milky Way Satellite Population”. *Astrophys. J. Lett.* **878** (2019), L32. DOI: [10.3847/2041-8213/ab1eb2](#). arXiv: [1904.10000](#) [[astro-ph.CO](#)].
- [46] Madsen, J. “Generalized Tremaine-Gunn limits for bosons and fermions”. *Phys. Rev. D* **44** (1991), 999–1006. DOI: [10.1103/PhysRevD.44.999](#).
- [47] Randall, L., Scholtz, J. and Unwin, J. “Cores in Dwarf Galaxies from Fermi Repulsion”. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **467** (2017), 1515–1525. DOI: [10.1093/mnras/stx161](#). arXiv: [1611.04590](#) [[astro-ph.GA](#)].
- [48] Elbers, W. et al. “Constraints on neutrino physics from DESI DR2 BAO and DR1 full shape”. *Phys. Rev. D* **112** (2025), 083513. DOI: [10.1103/PhysRevD.112.083513](#). arXiv: [2503.14732](#) [[astro-ph.CO](#)].
- [49] Wess, J. and Zumino, B. “Supergauge transformations in four dimensions”. *Nucl. Phys. B* **70** (1974), 39–50. DOI: [10.1016/0550-3213\(74\)90355-1](#).
- [50] Salam, A. and Strathdee, J. “Supersymmetry and fermion-number conservation”. *Nucl. Phys. B* **87** (1975), 85–92. DOI: [10.1016/0550-3213\(75\)90253-4](#).
- [51] Alexander, J. et al. “Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report” (2016). arXiv: [1608.08632](#) [[hep-ph](#)]. URL: <https://arxiv.org/abs/1608.08632>.
- [52] Tang, Y.-L. and Zhi, S.-H. “Dark matter relic abundance and light sterile neutrinos”. *JHEP* **01** (2017), 025. DOI: [10.1007/JHEP01\(2017\)025](#). arXiv: [1609.07711](#) [[hep-ph](#)].
- [53] Mondino, C. et al. “Dark Higgs dark matter”. *Phys. Rev. D* **103** (2021), 035027. DOI: [10.1103/PhysRevD.103.035027](#). arXiv: [2008.08557](#) [[hep-ph](#)].
- [54] Ringwald, A. and Saikawa, K. “Axion dark matter in the post-inflationary Peccei-Quinn symmetry breaking scenario”. *Phys. Rev. D* **93** (2016), 085031. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.085031](#). arXiv: [1512.06159](#) [[hep-ph](#)].
- [55] Cushman, P. et al. “Snowmass CF1 Summary: WIMP Dark Matter Direct Detection” (2013). arXiv: [1310.8327](#) [[hep-ex](#)].
- [56] Queiroz, F. “WIMP Theory Review” (2017). arXiv: [1711.02463](#) [[hep-ph](#)].
- [57] Arcadi, G. et al. “The Waning of the WIMP? A Review of Models, Searches, and Constraints”. *Eur. Phys. J. C* **78** (2018), 203. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-5662-y](#). arXiv: [1703.07364](#) [[hep-ph](#)].
- [58] Lewin, J. and Smith, P. “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil”. *Astroparticle Physics* **6** (1996), 87–112. DOI: [10.1016/S0927-6505\(96\)00047-3](#).
- [59] Hiçyılmaz, Y. and Moretti, S. “Characterisation of dark matter in direct detection experiments: Singlino versus Higgsino”. *Nuclear Physics B* **967** (2021), 115404. DOI: [10.1016/j.nuclphysb.2021.115404](#). arXiv: [2005.03544](#) [[hep-ph](#)].

- [60] Pato, M. “What can(not) be measured with ton-scale dark matter direct detection experiments”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2011.10** (2011), 035. DOI: [10.1088/1475-7516/2011/10/035](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/10/035). arXiv: [1106.0499](https://arxiv.org/abs/1106.0499) [[hep-ph](#)].
- [61] Freese, K., Lisanti, M. and Savage, C. “Colloquium: Annual modulation of dark matter”. *Reviews of Modern Physics* **85** (2013), 1561. DOI: [10.1103/RevModPhys.85.1561](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.1561). arXiv: [1209.0834](https://arxiv.org/abs/1209.0834) [[astro-ph.CO](#)].
- [62] Froborg, F. and Duffy, A. R. “Annual modulation in direct dark matter searches”. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **47** (2020), 094002. DOI: [10.1088/1361-6471/ab8e28](https://doi.org/10.1088/1361-6471/ab8e28). arXiv: [2003.04936](https://arxiv.org/abs/2003.04936) [[hep-ex](#)].
- [63] Bernabei, R. et al. “The DAMA/LIBRA apparatus”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **592** (2008), 297–315. DOI: [10.1016/j.nima.2008.04.082](https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.04.082). arXiv: [0804.2738](https://arxiv.org/abs/0804.2738) [[astro-ph](#)].
- [64] Bernabei, R. et al. “Performances of the $\simeq 100$ kg NaI(Tl) set-up of the DAMA experiment at Gran Sasso”. *Il Nuovo Cimento A* **112** (1999), 545–575. DOI: [10.1007/BF03035867](https://doi.org/10.1007/BF03035867).
- [65] Bernabei, R. et al. “Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase1”. *Eur. Phys. J. C* **73** (2013), 2648. DOI: [10.1140/epjc/s10052-013-2648-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2648-7). arXiv: [1308.5109](https://arxiv.org/abs/1308.5109) [[astro-ph.GA](#)].
- [66] Bernabei, R. et al. “Annual modulation results from DAMA/LIBRA”. *EPJ Web of Conferences* **319** (2025), 10001. DOI: [10.1051/epjconf/202531910001](https://doi.org/10.1051/epjconf/202531910001).
- [67] Bernabei, R. et al. “First model independent results from DAMA/LIBRA-Phase2”. *Nucl. Phys. At. Energy* **19** (2018), 307–325. DOI: [10.15407/jnpae2018.04.307](https://doi.org/10.15407/jnpae2018.04.307). arXiv: [1805.10486](https://arxiv.org/abs/1805.10486) [[hep-ex](#)].
- [68] Barbosa de Souza, E. et al. “First search for a dark matter annual modulation signal with NaI(Tl) in the Southern Hemisphere by DM-Ice17”. *Phys. Rev. D* **95** (2017), 032006. DOI: [10.1103/PhysRevD.95.032006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.032006). arXiv: [1602.05939](https://arxiv.org/abs/1602.05939) [[hep-ex](#)].
- [69] Kim, S. C. et al. “New Limits on Interactions between Weakly Interacting Massive Particles and Nucleons Obtained with CsI(Tl) Crystal Detectors”. *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012), 181301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.181301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.181301). arXiv: [1204.2646](https://arxiv.org/abs/1204.2646) [[astro-ph.CO](#)].
- [70] Kim, K. W. et al. “Tests on NaI(Tl) crystals for WIMP search at the Yangyang Underground Laboratory”. *Astroparticle Physics* **62** (2015), 249–257. DOI: [10.1016/j.astropartphys.2014.10.003](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.10.003). arXiv: [1407.5597](https://arxiv.org/abs/1407.5597) [[physics.ins-det](#)].
- [71] Adhikari, G. et al. “An experiment to search for dark-matter interactions using sodium iodide detectors”. *Nature* **564** (2018), 83–86. DOI: [10.1038/s41586-018-0739-1](https://doi.org/10.1038/s41586-018-0739-1). arXiv: [1906.01791](https://arxiv.org/abs/1906.01791) [[hep-ex](#)].
- [72] Adhikari, G. et al. “Search for a Dark Matter-Induced Annual Modulation Signal in NaI(Tl) with the COSINE-100 Experiment”. *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019), 031302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.031302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.031302). arXiv: [1903.10098](https://arxiv.org/abs/1903.10098) [[astro-ph.CO](#)].
- [73] Park, B. G. et al. “Development of ultra-pure NaI(Tl) detectors for the COSINE-200 experiment”. *Eur. Phys. J. C* **80** (2020), 814. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-8386-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8386-8). arXiv: [2005.05455](https://arxiv.org/abs/2005.05455) [[physics.ins-det](#)].

- [74] Aalseth, C. E. et al. “Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data” (2014). arXiv: [1401.3295 \[astro-ph.CO\]](#).
- [75] Angloher, G. et al. “Results from 730 kg-days of the CRESST-II Dark Matter Search”. *Eur. Phys. J. C* **72** (2012), 1971. DOI: [10.1140/epjc/s10052-012-1971-8](#). arXiv: [1109.0702 \[astro-ph.CO\]](#).
- [76] Angloher, G. et al. “Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector”. *Eur. Phys. J. C* **74** (2014), 3184. DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3184-9](#). arXiv: [1407.3146 \[astro-ph.CO\]](#).
- [77] Ahmed, Z. et al. “Search for annual modulation in low-energy CDMS-II data” (2012). arXiv: [1203.1309 \[astro-ph.CO\]](#).
- [78] Agnese, R. et al. “Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II”. *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013), 251301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.111.251301](#). arXiv: [1304.4279 \[hep-ex\]](#).
- [79] Agnese, R. et al. “Results from the Super Cryogenic Dark Matter Search Experiment at Soudan”. *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018), 061802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.061802](#). arXiv: [1708.08869 \[hep-ex\]](#).
- [80] Armengaud, E. et al. “Constraints on low-mass WIMPs from the EDELWEISS-III dark matter search”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2016.05** (2016), 019. DOI: [10.1088/1475-7516/2016/05/019](#). arXiv: [1603.05120 \[physics.ins-det\]](#).
- [81] Angle, J. et al. “Search for Light Dark Matter in XENON10 Data”. *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011), 051301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.051301](#). arXiv: [1104.3088 \[astro-ph.CO\]](#).
- [82] Aprile, E. et al. “Search for Electronic Recoil Event Rate Modulation with 4 Years of XENON100 Data”. *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017), 101101. DOI: [10.1103/PhysRevLett.118.101101](#). arXiv: [1701.00544 \[astro-ph.CO\]](#).
- [83] Aprile, E. et al. “Light Dark Matter Search with Ionization Signals in XENON1T”. *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019), 251801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.251801](#). arXiv: [1907.11485 \[hep-ex\]](#).
- [84] Akerib, D. S. et al. “Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure”. *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017), 021303. DOI: [10.1103/PhysRevLett.118.021303](#). arXiv: [1608.07648 \[astro-ph.CO\]](#).
- [85] Akimov, D. Y. et al. “WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III”. *Phys. Lett. B* **709** (2012), 14–20. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.01.064](#). arXiv: [1110.4769 \[astro-ph.CO\]](#).
- [86] Akerib, D. S. et al. “LUX-ZEPLIN (LZ) Conceptual Design Report” (2015). arXiv: [1509.02910 \[physics.ins-det\]](#).
- [87] Agnes, P. et al. “Low-Mass Dark Matter Search with the DarkSide-50 Experiment”. *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018), 081307. DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.081307](#). arXiv: [1802.06994 \[astro-ph.HE\]](#).
- [88] Abe, K. et al. “A direct dark matter search in XMASS-I”. *Phys. Lett. B* **789** (2019), 45–53. DOI: [10.1016/j.physletb.2018.11.050](#). arXiv: [1804.02180 \[astro-ph.CO\]](#).

- [89] Billard, J. et al. “Direct detection of dark matter—APPEC committee report”. *Rep. Prog. Phys.* **85** (2022), 056201. DOI: [10.1088/1361-6633/ac5754](https://doi.org/10.1088/1361-6633/ac5754). arXiv: [2104.07634](https://arxiv.org/abs/2104.07634) [hep-ex].
- [90] Goodenough, L. and Hooper, D. “Possible Evidence For Dark Matter Annihilation In The Inner Milky Way From The Fermi Gamma Ray Space Telescope” (2009). arXiv: [0910.2998](https://arxiv.org/abs/0910.2998) [hep-ph].
- [91] Picker, Z. and Kusenko, A. “Explaining the GeV excess with exploding black holes”. *Phys. Lett. B* **845** (2023), 138175. DOI: [10.1016/j.physletb.2023.138175](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.138175). arXiv: [2209.03360](https://arxiv.org/abs/2209.03360) [hep-ph].
- [92] Calore, F. et al. “Tale of Tails: Dark Matter Interpretations of the Fermi GeV Excess in Light of Background Model Systematics”. *Phys. Rev. D* **91** (2015), 063003. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.063003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.063003). arXiv: [1411.4647](https://arxiv.org/abs/1411.4647) [astro-ph.CO].
- [93] Peccei, R. D. and Quinn, H. R. “Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles”. *Phys. Rev. D* **16** (1977), 1791–1797. DOI: [10.1103/PhysRevD.16.1791](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.16.1791).
- [94] Weinberg, S. “A New Light Boson?” *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978), 223–226. DOI: [10.1103/PhysRevLett.40.223](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.223).
- [95] Kolb, E. W. and Turner, M. S. *The Early Universe*. T. 69. Frontiers in Physics. Addison-Wesley, 1990. ISBN: 978-0201626742.
- [96] Grilli di Cortona, G. et al. “The QCD axion, precisely”. *JHEP* **01** (2016), 034. DOI: [10.1007/JHEP01\(2016\)034](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2016)034). arXiv: [1511.02867](https://arxiv.org/abs/1511.02867) [hep-ph].
- [97] Zioutas, K. et al. “First Results from the CERN Axion Solar Telescope (CAST)”. *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005), 121301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.121301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.121301). arXiv: [hep-ex/0411033](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0411033) [hep-ex].
- [98] Vogel, J. K. et al. “The Next Generation of Axion Helioscopes: The International Axion Observatory (IAXO)”. *Physics Procedia* **61** (2015), 193–200. DOI: [10.1016/j.phpro.2014.12.030](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.12.030). arXiv: [1302.3273](https://arxiv.org/abs/1302.3273) [physics.ins-det].
- [99] Khatiwada, R. et al. “Axion Dark Matter eXperiment: Detailed Design and Operations”. *Review of Scientific Instruments* **92** (2021), 124502. DOI: [10.1063/5.0037857](https://doi.org/10.1063/5.0037857). arXiv: [2010.00169](https://arxiv.org/abs/2010.00169) [physics.ins-det].
- [100] O’Hare, C. *cajohare/AxionLimits: AxionLimits*. Вер. v1.0. Юли 2020. DOI: [10.5281/zenodo.3932430](https://doi.org/10.5281/zenodo.3932430). URL: <https://cajohare.github.io/AxionLimits/>.
- [101] Krasznahorkay, A. J. et al. “Observation of Anomalous Internal Pair Creation in ^8Be : A Possible Signature of a Light, Neutral Boson”. *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016), 042501. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.042501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.042501). arXiv: [1504.01527](https://arxiv.org/abs/1504.01527) [nucl-ex].
- [102] Krasznahorkay, A. J. et al. “New anomaly observed in ^4He supports the existence of the hypothetical X17 particle”. *Phys. Rev. C* **104** (2021), 044003. DOI: [10.1103/PhysRevC.104.044003](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.044003). arXiv: [2104.10075](https://arxiv.org/abs/2104.10075) [nucl-ex].
- [103] Krasznahorkay, A. J. et al. “New anomaly observed in ^{12}C supports the existence and the vector character of the hypothetical X17 boson”. *Phys. Rev. C* **106** (2022), L061601. DOI: [10.1103/PhysRevC.106.L061601](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.106.L061601). arXiv: [2209.10795](https://arxiv.org/abs/2209.10795) [nucl-ex].

- [104] Afanaciev, K. et al. “Search for the X17 particle in ${}^7\text{Li}(p, e^+e^-){}^8\text{Be}$ processes with the MEG II detector” (2024). arXiv: [2411.07994](https://arxiv.org/abs/2411.07994) [[hep-ex](#)].
- [105] Feng, J. L., Tait, T. M. P. and Verhaaren, C. B. “Dynamical evidence for a fifth force explanation of the ATOMKI nuclear anomalies”. *Phys. Rev. D* **102** (3 авг. 2020), 036016. DOI: [10.1103/PhysRevD.102.036016](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.036016). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.036016>.
- [106] Batley, J. et al. “Search for the dark photon in π^0 decays”. *Phys. Lett. B* **746** (2015), 178–185. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.04.068>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315003342>.
- [107] Alves, D. et al. “Shedding light on X17: community report”. *Eur. Phys. J. C* **83** (2023), 230. DOI: [10.1140/epjc/s10052-023-11363-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11363-8). arXiv: [2209.03360](https://arxiv.org/abs/2209.03360) [[hep-ph](#)].
- [108] Fabbrichesi, M., Gabrielli, E. and Lanfranchi, G. *The Physics of the Dark Photon: A Primer*. Springer International Publishing, 2021. ISBN: 9783030625191. DOI: [10.1007/978-3-030-62519-1](https://doi.org/10.1007/978-3-030-62519-1). URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-030-62519-1>.
- [109] Holdom, B. “Two U(1)’s and ε charge shifts”. *Physics Letters B* **166.2** (1986), 196–198. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)91377-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91377-8). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269386913778>.
- [110] Hoffmann, S. “Paraphotons and Axions: Similarities in Stellar Emission and Detection”. *Physics Letters B* **193** (1987), 117–122. DOI: [10.1016/0370-2693\(87\)90467-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(87)90467-9).
- [111] Carlson, E. D. “Limits on a New U(1) Coupling”. *Nuclear Physics B* **286** (1987), 378–398. DOI: [10.1016/0550-3213\(87\)90446-9](https://doi.org/10.1016/0550-3213(87)90446-9).
- [112] Giannotti, M. et al. “Cool WISPs for Stellar Cooling Excesses”. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2016.05** (2016), 057. DOI: [10.1088/1475-7516/2016/05/057](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/05/057). arXiv: [1512.08108](https://arxiv.org/abs/1512.08108) [[astro-ph.HE](#)].
- [113] Brinkmann, R. P. and Turner, M. S. “Numerical Rates for Nucleon-Nucleon Axion Bremsstrahlung”. *Physical Review D* **38** (1988), 2338. DOI: [10.1103/PhysRevD.38.2338](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.38.2338).
- [114] Keil, W. et al. “A Fresh Look at Axions and SN-1987A”. *Physical Review D* **56** (1997), 2419–2432. DOI: [10.1103/PhysRevD.56.2419](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.2419). arXiv: [astro-ph/9612222](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9612222) [[astro-ph](#)].
- [115] Batley, J. R. et al. “Search for the dark photon in π^0 decays”. *Physics Letters B* **746** (2015), 178–185. DOI: [10.1016/j.physletb.2015.04.068](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.04.068). arXiv: [1504.00607](https://arxiv.org/abs/1504.00607) [[hep-ex](#)].
- [116] Merkel, H. et al. “Search at the Mainz Microtron for Light Massive Gauge Bosons Relevant for the Muon $g-2$ Anomaly”. *Physical Review Letters* **112.22** (2014), 221802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.221802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.221802). arXiv: [1404.5502](https://arxiv.org/abs/1404.5502) [[hep-ex](#)].
- [117] Lees, J. P. et al. “Search for a Dark Photon in e^+e^- Collisions at BaBar”. *Physical Review Letters* **113.20** (2014), 201801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.201801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.201801). arXiv: [1406.2980](https://arxiv.org/abs/1406.2980) [[hep-ex](#)].

- [118] Archilli, F. et al. “Search for a vector gauge boson in ϕ meson decays with the KLOE detector”. *Physics Letters B* **706** (2012), 251–255. DOI: [10.1016/j.physletb.2011.11.033](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.11.033). arXiv: [1110.0411](https://arxiv.org/abs/1110.0411) [hep-ex].
- [119] Babusci, D. et al. “Limit on the production of a light vector gauge boson in phi meson decays with the KLOE detector”. *Physics Letters B* **720** (2013), 111–115. DOI: [10.1016/j.physletb.2013.01.067](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.01.067). arXiv: [1210.3927](https://arxiv.org/abs/1210.3927) [hep-ex].
- [120] Babusci, D. et al. “Search for light vector boson production in $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ interactions with the KLOE experiment”. *Physics Letters B* **736** (2014), 459–464. DOI: [10.1016/j.physletb.2014.07.049](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.07.049). arXiv: [1404.7772](https://arxiv.org/abs/1404.7772) [hep-ex].
- [121] Anastasi, A. et al. “Limit on the production of a new vector boson in $e^+e^- \rightarrow U\gamma$, $U \rightarrow \pi^+\pi^-$ with the KLOE experiment”. *Physics Letters B* **757** (2016), 356–361. DOI: [10.1016/j.physletb.2016.04.019](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.04.019). arXiv: [1603.06086](https://arxiv.org/abs/1603.06086) [hep-ex].
- [122] Aaij, R. et al. “Search for Dark Photons Produced in 13 TeV pp Collisions”. *Physical Review Letters* **120**.6 (2018), 061801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.061801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.061801). arXiv: [1710.02867](https://arxiv.org/abs/1710.02867) [hep-ex].
- [123] Riordan, E. M. et al. “A Search for Short Lived Axions in an Electron Beam Dump Experiment”. *Physical Review Letters* **59** (1987), 755. DOI: [10.1103/PhysRevLett.59.755](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.755).
- [124] Batell, B., Essig, R. and Surujon, Z. “Strong Constraints on Sub-GeV Dark Sectors from SLAC Beam Dump E137”. *Physical Review Letters* **113**.17 (2014), 171802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.171802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.171802). arXiv: [1406.2698](https://arxiv.org/abs/1406.2698) [hep-ph].
- [125] Bross, A. et al. “A Search for Shortlived Particles Produced in an Electron Beam Dump”. *Physical Review Letters* **67** (1991), 2942–2945. DOI: [10.1103/PhysRevLett.67.2942](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2942).
- [126] Gninenko, S. “Constraints on sub-GeV hidden sector gauge bosons from a search for heavy neutrino decays”. *Physics Letters B* **713** (2012), 244–248. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.06.002](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.06.002). arXiv: [1204.3583](https://arxiv.org/abs/1204.3583) [hep-ph].
- [127] Pospelov, M. “Secluded U(1) below the weak scale”. *Physical Review D* **80** (2009), 095002. DOI: [10.1103/PhysRevD.80.095002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.095002). arXiv: [0811.1030](https://arxiv.org/abs/0811.1030) [hep-ph].
- [128] Beacham, J. et al. “Physics Beyond Colliders at CERN: Beyond the Standard Model Working Group Report”. *Journal of Physics G* **47**.1 (2020), 010501. DOI: [10.1088/1361-6471/ab4cd2](https://doi.org/10.1088/1361-6471/ab4cd2). arXiv: [1901.09966](https://arxiv.org/abs/1901.09966) [hep-ex].
- [129] Raggi, M. and Kozhuharov, V. “Proposal to Search for a Dark Photon in e^+ on Target Collisions at DAFNE Linac”. *Advances in High Energy Physics* **2014** (2014), 959802. DOI: [10.1155/2014/959802](https://doi.org/10.1155/2014/959802). arXiv: [1403.3041](https://arxiv.org/abs/1403.3041) [hep-ex].
- [130] Valente, P. et al. *Linear Accelerator Test Facility at LNF Conceptual Design Report*. Техн. докл. 2016. DOI: [10.48550/arXiv.1603.05651](https://doi.org/10.48550/arXiv.1603.05651). arXiv: [1603.05651](https://arxiv.org/abs/1603.05651) [physics.acc-ph].
- [131] Valente, P., Buonomo, B. and Mazzitelli, G. “Diagnostics and Upgrade of the DAFNE Beam Test Facility (BTF)”. *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements* **150** (2006), 362–365. DOI: [10.1016/j.nuclphysbps.2004.06.013](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2004.06.013).

- [132] De Santis, A. *Accelerator Activities in Laboratori Nazionali di Frascati*. Talk at the 2024 European Edition of the International Workshop on the Circular Electron-Positron Collider (CEPC), Marseille, France. Contribution 137756, <https://indico.in2p3.fr/event/20053/contributions/137756/>. Arr. 2024.
- [133] Buonomo, B. et al. “The Frascati Beam Test Facility” (2023). arXiv: 2308.03058 [physics.acc-ph].
- [134] Albicocco, P. et al. “Commissioning of the PADME Experiment with a Positron Beam”. *Journal of Instrumentation* **17**.08 (2022), P08032. DOI: 10.1088/1748-0221/17/08/P08032. arXiv: 2205.03430 [physics.ins-det].
- [135] Brun, R. and Rademakers, F. “ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **389**.1–2 (1997). Proceedings of the AIHENP’96 Workshop, Lausanne, 81–86. DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X.
- [136] PADME Collaboration. *padme-fw: PADME Reconstruction Software (PadmeReco)*. <https://github.com/PADME-Experiment/padme-fw/tree/develop/PadmeReco>.
- [137] Oceano, I. et al. “The Performance of the Diamond Active Target of the PADME Experiment”. *Journal of Instrumentation* **15** (2020), C04045. DOI: 10.1088/1748-0221/15/04/C04045.
- [138] De Feudis, M. et al. “Diamond Graphitization by Laser-Writing for All-Carbon Detector Applications”. *Diamond and Related Materials* **75** (2017), 25–33. DOI: 10.1016/j.diamond.2016.12.019.
- [139] Oliva, F. “The PADME Active Diamond Target and Positron Bremsstrahlung Analysis”. Awarded the INFN “Marcello Conversi” Prize 2022 for best PhD thesis in particle physics. Докт. . . . дис. Lecce, Italy: Università del Salento, 2021.
- [140] Oliva, F. et al. “Operation and Performance of the Active Target of PADME”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **958** (2020), 162354. DOI: 10.1016/j.nima.2019.162354.
- [141] Pan, L. S. and Kania, D. R., ред. *Diamond: Electronic Properties and Applications*. Т. 294. Electronic Materials: Science & Technology. Boston: Kluwer Academic Publishers, 1995. ISBN: 978-0-7923-9524-9. DOI: 10.1007/978-1-4615-2257-7.
- [142] Oliva, F. “Performance of the Charged Particle Detectors of the PADME Experiment”. *Journal of Instrumentation* **15** (2020), C06017. DOI: 10.1088/1748-0221/15/06/C06017.
- [143] Albicocco, P. et al. “Characterisation and Performance of the PADME Electromagnetic Calorimeter”. *Journal of Instrumentation* **15**.10 (2020), T10003. DOI: 10.1088/1748-0221/15/10/T10003. arXiv: 2007.14240 [physics.ins-det].
- [144] Adeva, B. et al. “The Construction of the L3 Experiment”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **289**.1–2 (1990), 35–102. DOI: 10.1016/0168-9002(90)90250-A.
- [145] Workman, R. L. et al. “Review of Particle Physics”. *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2024**.8 (2024), 083C01. DOI: 10.1093/ptep/ptae083.

- [146] DuPont. *Tedlar PVF Film – General Properties*. https://www.dupont.com/content/dam/dupont/amer/us/en/photovoltaic/public/documents/DEC_Tedlar_GeneralProperties.pdf. 2017.
- [147] HZC Photonics. *Introduction of Products*. <http://www.hzcphotonics.com/en/introduction%20of%20products.html>.
- [148] Raggi, M. et al. “Performance of the PADME Calorimeter Prototype at the DAΦNE BTF”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **862** (2017), 31–35. DOI: [10.1016/j.nima.2017.05.010](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.05.010). arXiv: [1611.05649](https://arxiv.org/abs/1611.05649) [physics.ins-det].
- [149] Frankenthal, A. et al. “Characterization and Performance of PADME’s Cherenkov-Based Small-Angle Calorimeter”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **919** (2019), 89–97. DOI: [10.1016/j.nima.2018.12.035](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.12.035). arXiv: [1809.10840](https://arxiv.org/abs/1809.10840) [physics.ins-det].
- [150] Hamamatsu Photonics K.K. *Photomultiplier Tubes R13478, R13449, R13408, R13089*. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R13478_R13449_R13408_R13089_TPMH1363E.pdf. 2017.
- [151] CAEN S.p.A. *V1742: 32+2 Channel 12-bit 5 GS/s Switched Capacitor Digitizer*. <https://www.caen.it/products/v1742/>.
- [152] Leonardi, E., Raggi, M. and Valente, P. “Development and Test of a DRS4-Based DAQ System for the PADME Experiment at the DAΦNE BTF”. *Journal of Physics: Conference Series* **898.3** (2017), 032024. DOI: [10.1088/1742-6596/898/3/032024](https://doi.org/10.1088/1742-6596/898/3/032024).
- [153] Saint-Gobain Crystals. *BC-400, BC-404, BC-408, BC-412, BC-416 Plastic Scintillators*. <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators/bc-400-bc-404-bc-408-bc-412-bc-416>.
- [154] Bertelli, S. et al. “Beam Diagnostics with Silicon Pixel Detector Array at PADME Experiment”. *Journal of Instrumentation* **19** (2024), C01016. DOI: [10.1088/1748-0221/19/01/C01016](https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/01/C01016).
- [155] Poikela, T. et al. “Timepix3: a 65K Channel Hybrid Pixel Readout Chip with Simultaneous ToA/ToT and Sparse Readout”. *Journal of Instrumentation* **9** (2014), C05013. DOI: [10.1088/1748-0221/9/05/C05013](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/05/C05013).
- [156] OPAL Collaboration. “The OPAL detector at LEP”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (1991). DOI: [10.1016/0168-9002\(91\)90547-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(91)90547-4).
- [157] Natale, W. “Commissioning of the PADME Micromegas Chamber”. Master’s Thesis. Rome, Italy: Sapienza – Università degli Studi di Roma, 2025.
- [158] Van Rossum, G. and Drake, F. L. *Python 3 Reference Manual*. Scotts Valley, CA: CreateSpace, 2009. ISBN: 978-1-4414-1269-0.
- [159] Abadi, M. et al. *TensorFlow: Large-Scale Machine Learning on Heterogeneous Systems*. <https://www.tensorflow.org/>. 2015. DOI: [10.5281/zenodo.4724125](https://doi.org/10.5281/zenodo.4724125).
- [160] Chollet, F. et al. *Keras*. <https://keras.io>. 2015.
- [161] Hunter, J. D. “Matplotlib: A 2D Graphics Environment”. *Computing in Science & Engineering* **9.3** (2007), 90–95. DOI: [10.1109/MCSE.2007.55](https://doi.org/10.1109/MCSE.2007.55).

- [162] Gavrikov, P. *Visualker*. <https://github.com/paulgavrikov/visualker>. Accessed: 22 January 2025. 2020.
- [163] Moszyński, M. et al. “Timing Properties of BGO Scintillator”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **188.2** (1981), 403–409. DOI: [10.1016/0029-554X\(81\)90521-8](https://doi.org/10.1016/0029-554X(81)90521-8).
- [164] LeCun, Y. et al. “Gradient-based learning applied to document recognition”. *Proceedings of the IEEE* **86.11** (1998), 2278–2324.
- [165] Wang, Z., Yan, W. and Oates, T. “Time series classification from scratch with deep neural networks: A strong baseline”. *arXiv preprint arXiv:1611.06455* (2017).
- [166] Kiranyaz, S. et al. “Convolutional neural networks for time series classification”. *IEEE Transactions on Neural Networks and Learning Systems* **31.10** (2020), 1–19.
- [167] Bai, S., Kolter, J. Z. and Koltun, V. “An empirical evaluation of generic convolutional and recurrent networks for sequence modeling”. *arXiv preprint arXiv:1803.01271* (2018).
- [168] Zhang, Y. “A Better Autoencoder for Image: Convolutional Autoencoder”. *Proceedings of the ICONIP17-DCEC*. Guangzhou, China, окт. 2017. URL: http://users.cecs.anu.edu.au/~Tom.Gedeon/conf/ABCs2018/paper/ABCs2018_paper_58.pdf.
- [169] Dimitrova, K. et al. “Cluster Reconstruction in Electromagnetic Calorimeters Using Machine Learning Methods”. *Journal of Physics: Conference Series* **3116.1** (2025), 012004. DOI: [10.1088/1742-6596/3116/1/012004](https://doi.org/10.1088/1742-6596/3116/1/012004).
- [170] Google LLC. *TensorFlow C API Documentation*. https://www.tensorflow.org/api_docs/cc. Accessed: 2026-04-11. 2024.
- [171] Simonyan, K., Vedaldi, A. and Zisserman, A. “Deep Inside Convolutional Networks: Visualising Image Classification Models and Saliency Maps”. *Workshop at the International Conference on Learning Representations (ICLR)*. 2014. arXiv: [1312.6034](https://arxiv.org/abs/1312.6034) [cs.CV].
- [172] Seo, J. et al. “Noise-Adding Methods of Saliency Map as Series of Higher Order Partial Derivative” (2018). arXiv: [1806.03000](https://arxiv.org/abs/1806.03000) [cs.CV].
- [173] Valois, P. H. V., Niinuma, K. and Fukui, K. “Occlusion Sensitivity Analysis with Augmentation Subspace Perturbation in Deep Feature Space”. *Proceedings of the IEEE/CVF Winter Conference on Applications of Computer Vision (WACV)*. 2024, 4817–4826. arXiv: [2311.15022](https://arxiv.org/abs/2311.15022) [cs.CV].
- [174] Belyaev, A., Christensen, N. D. and Pukhov, A. “CalcHEP 3.4 for Collider Physics within and beyond the Standard Model”. *Computer Physics Communications* **184.7** (2013), 1729–1769. DOI: [10.1016/j.cpc.2013.01.014](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2013.01.014). arXiv: [1207.6082](https://arxiv.org/abs/1207.6082) [hep-ph].
- [175] Peskin, M. E. and Schroeder, D. V. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Reading, MA: Addison-Wesley, 1995. ISBN: 978-0-201-50397-5.

- [176] Bossi, F. et al. “Cross-Section Measurement of Two-Photon In-Flight Annihilation of Positrons at $\sqrt{s} = 20$ MeV with the PADME Detector”. *Physical Review D* **107.1** (2023), 012008. DOI: [10.1103/PhysRevD.107.012008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.012008). arXiv: [2210.14603](https://arxiv.org/abs/2210.14603) [hep-ex].
- [177] PADME Collaboration. *padme-fw: PADME Detector Simulation (PadmeMC)*. <https://github.com/PADME-Experiment/padme-fw/tree/develop/PadmeMC>.
- [178] Agostinelli, S. et al. [GEANT4 Collaboration]. “Geant4: A Simulation Toolkit”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **506.3** (2003), 250–303. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [179] Heitler, W. *The Quantum Theory of Radiation*. 3-е изд. Oxford: Oxford University Press, 1954.
- [180] Seltzer, S. M. and Berger, M. J. “Bremsstrahlung Spectra from Electron Interactions with Screened Atomic Nuclei and Orbital Electrons”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **12.1** (1985), 95–134. DOI: [10.1016/0168-583X\(85\)90707-4](https://doi.org/10.1016/0168-583X(85)90707-4).
- [181] Tsai, Y.-S. “Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons”. *Reviews of Modern Physics* **46.4** (1974), 815–851. DOI: [10.1103/RevModPhys.46.815](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.46.815).
- [182] Darmé, L. et al. “Resonant Search for the X17 Boson at PADME”. *Physical Review D* **106.11** (2022), 115036. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.115036](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.115036). arXiv: [2209.09261](https://arxiv.org/abs/2209.09261) [hep-ph].
- [183] Bossi, F. et al. “Search for a New 17 MeV Resonance via e^+e^- Annihilation with the PADME Experiment”. *Journal of High Energy Physics* **2025** (2025), 7. DOI: [10.1007/JHEP11\(2025\)007](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2025)007). arXiv: [2505.24797](https://arxiv.org/abs/2505.24797) [hep-ex].
- [184] James, F. and Roos, M. “Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations”. *Computer Physics Communications* **10.6** (1975), 343–367. DOI: [10.1016/0010-4655\(75\)90039-9](https://doi.org/10.1016/0010-4655(75)90039-9).
- [185] ATLAS Collaboration, CMS Collaboration and LHC Higgs Combination Group. *Procedure for the LHC Higgs Boson Search Combination in Summer 2011*. CERN Technical Note CMS-NOTE-2011-005, ATL-PHYS-PUB-2011-011. CERN, 2011. URL: <https://cds.cern.ch/record/1379837>.

ИЗПОЛЗВАНИ СЪКРАЩЕНИЯ

Λ CDM Lambda Cold Dark Matter. 13

ADMX Axion Dark Matter Experiment. 25

ANAIS Annual modulation with NaI(Tl) Scintillators. 21

АТОМКИ Atommagkutató Intézet. 26

BGO Bismuth Germanate $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. 50, 52, 53, 64

BTF Beam Test Facility. 34–36, 40, 46, 55, 107

CAEN Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari. 55, 56

CAST CERN Axion Solar Telescope. 25

CDMS Cryogenic Dark Matter Search. 21, 22

CERN Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire/European Council for Nuclear Research. 33, 36, 59

CHARM CERN Highly-Accelerated Mixed Field Facility. 33

CoGeNT Coherent Germanium Neutrino Technology. 21

CRESST Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometer. 22

DAΦNE Double Annular Φ Factory for Nice Experiments. 34

DAMA/LIBRA DArk MAtter/Large sodium Iodide Bulk for RAre processes. 20–22

ECal Electromagnetic calorimeter (PADME). 42, 50–52, 54, 59–62, 64, 67, 92, 93, 95, 99–101, 106, 108, 109, 111, 112, 117, 118, 123–125, 127–133, 137, 140

EDELWEISS Expérience pour DEtecter Les WIMPs En Site Souterrain. 22

EROS Experience de Recherche d’Objets Sombres. 14, 15

ETag Electron Tagger (PADME). 59–61

EVeto Electron veto (PADME). 48

- FASER** ForwArD Search ExpeRiment. 33
- HEPVeto** High-energy positron veto (PADME). 48, 118, 122, 123, 127–133, 137, 138, 140
- HPS** Heavy Photon Search. 33
- HZC** Hainan Zhanchuang Photonics. 52
- IAOXO** International Axion Observatory. 25
- KIMS** Korea Invisible Mass Search. 21
- KLOE** K LOng Experiment. 33
- LED** Light Emitting Diode. 60
- LGNS** Laboratori Nazionali di Gran Sasso. 20
- LHCb** Large Hadron Collider beauty experiment. 33
- LINAC** Linear Accelerator. 34
- LNF** Laboratori Nazionali di Frascati. 34, 103
- LSTM** Long Short-Term Memory. 70
- LUX** Large Underground Xenon. 22
- MAC** Modified Autoencoder. 71–74, 76–81, 83–85, 87, 89–93
- MACHO** MAssive Compact Halo Object. 14, 15
- MACHOs** Massive Astrophysical Compact Halo Objects. 14
- MAE** Mean Absolute Error. 90, 91
- MEGII** Mu to E Gamma II. 26
- MESA** Mainz Energy-Recovery Superconducting Accelerator. 33
- MOND** Modified Newtonian Dynamics. 14
- MSE** Mean Square Error. 70, 90, 91
- NA48** North Area 48. 26, 33
- NA62** North Area 62. 33
- NA64** North Area 64. 33
- OPAL** Omni-Purpose Apparatus at LEP. 59

- PADME** Positron Annihilation into Dark Matter Experiment. 4–6, 33–38, 41, 47–53, 55–62, 65, 67, 70–72, 77, 81–83, 94, 95, 98–104, 106, 107, 109–111, 113, 115, 117–124, 129, 133, 134, 136, 139–143, 145, 147–149
- PVeto** Positron veto (PADME). 48, 50, 51, 99, 100, 118, 120, 121, 123–129, 131, 135, 137, 140, 142
- ReLU** Rectified Linear Unit. 63, 67, 70, 81–89
- RMS** Root Mean Square. 43, 64, 74, 126, 128, 132
- SABRE** Sodium-iodide Active Background Rejection Experiment. 21
- SAC** Small-Angle Calorimeter (PADME). 50, 51, 54, 55, 61, 100, 101, 112, 117, 118, 120–123, 125, 129
- SDSS** Sloan Digital Sky Survey. 13
- SiPM** Silicon PhotoMultiplier. 48
- SLAC** Stanford Linear Accelerator Center. 33
- SPS** Super Proton Synchrotron. 36
- TeVS** Tensor-Vector-Scalar Gravity. 14
- UMAC** Upscaled Modified Autoencoder. 89–93
- WIMP** Weakly Interacting Massive Particle. 19, 20
- WIMPs** Weakly Interacting Massive Particles. 19, 20, 23
- WISPs** Weakly Interacting Slim Particles. 23
- WLS** Wavelength Shifter. 48
- xAI** Explainable Artificial Intelligence. 81, 148, 149
- XMASS** Xenon MASSive detector. 22
- ZEPLIN** ZonEd Proportional scintillation in LIquid Noble gases. 22
- АЦП** Аналогово-цифров преобразувател. 55, 57
- СЦМ** Система център на масите. 112, 114