

Увод

Целта на настоящата бакалавърска теза е да опише развитието на електронна лавина в камери със съпротивителна плоскост (КСП). Направен е кратък исторически увод, описани са устройството и принципът на действие на камерите със съпротивителна плоскост. Представен е модел описващ индуцирането на сигнал в КСП. Направен е кратък обзор на най-често използваните пакетите за симулиране на работата на газови детектори. Тези пакети не могат да опишат изцяло процесите в камерите със съпротивителна плоскост, предвид голямата стойност на приложеното електрично поле. За целта бе съставена програма, базирана на модела на Риеглер и Липман за симулиране на лавина в КСП, резултатите от която също са представени в бакалавърската теза.

1. Историческо минало



Фиг. 1. Фамилно дърво на газовите детектори [3]

Геометрията на паралелните плоскости в газовите детектори е изобретена в края на 40 години в зората на физиката на елементарните частици. През този период обикновено най-използвани детектори за измерване на време в ядрената физика и физиката на елементарните частици са Гайгер-Мюлеровите броячи, чиято времева разделителна способност е от порядъка на няколко десетки наносекунди. Разделителната способност на Гайгер-Мюлеровите броячи е ограничена поради тяхната цилиндрична симетрия – лавинната област е ограничена на малко разстояние от централния електрод, така че закъснението доминира над времето необходимо на електрона да измине разстоянието от точката, в която е създаден, до лавинната зона. За да се избегне този ефект през 1948 г. Койфел предлага геометрия с паралелни електроди [М37,38] и ги нарича броячи с паралелни плоскости.

Същата година Мадански и Пид обсъждат свойствата на броячите с паралелни плоскости в [М39] и тяхното възможно приложение във физиката на елементарните частици и особено за измерване времето на живот на мезоните. Те определили горна граница на времевата разделителна способност на броячите от 1 ns при ефективност около 10%.

По принцип броячите с паралелна плоскост се състоят от два плоски метални електрода с приложено високо напрежение между тях. Обемът между плоскостите е изпълнен с газ. Ако е създадена двойка електрон – положителен йон в газа (например от преминаването на заредена частица), електронът се ускорява и предизвиква по-нататъшна йонизация при сблъсък с атомите по пътя си. Това и по-нататъшното умножаване дават като резултат бързо лавинно развитие. Всички електрони създават ефект с локален пространствен заряд, който анулира приложеното външно електрично поле. В центъра на лавината се създават условия за рекомбинация и се излъчват изотропно фотони. Те предизвикват йонизация извън лавината и избитите електрони също започват развитие на лавина. Процесът продължава и се създава низ от лавини, които се сливат в някоя точка и формират така наречения стример. На по-късен етап стримерът достига плоскостите на камерата, като създава провеждащи плазмени нишки. Впоследствие протича искра между електродите и ги разрежда. Токът, създаден на анода, може да бъде трансформиран във волтов сигнал, който е достатъчно голям, така че да не се налага по-нататъшно усилване.

Друг подход се използва в искровите камери – подобрена и развита версия на броячите с паралелни плоскости. При тях се използват фотографски методи за регистрация на искри. Големият сигнал в броячите с паралелни плоскости води до някои трудности. Искрата не е локализирана само в областта на първоначалната лавина, но засяга и широка област от повърхността на електродите. С увеличаване на размера на електродите, нараства и енергията на искрата и може да причини увреждане на повърхността им. Това води до ограничение на размера на броячите до няколко квадратни сантиметра. Времето за презареждане на електродите е няколко милисекунди, което засяга способността за скорост на броене на детектора.

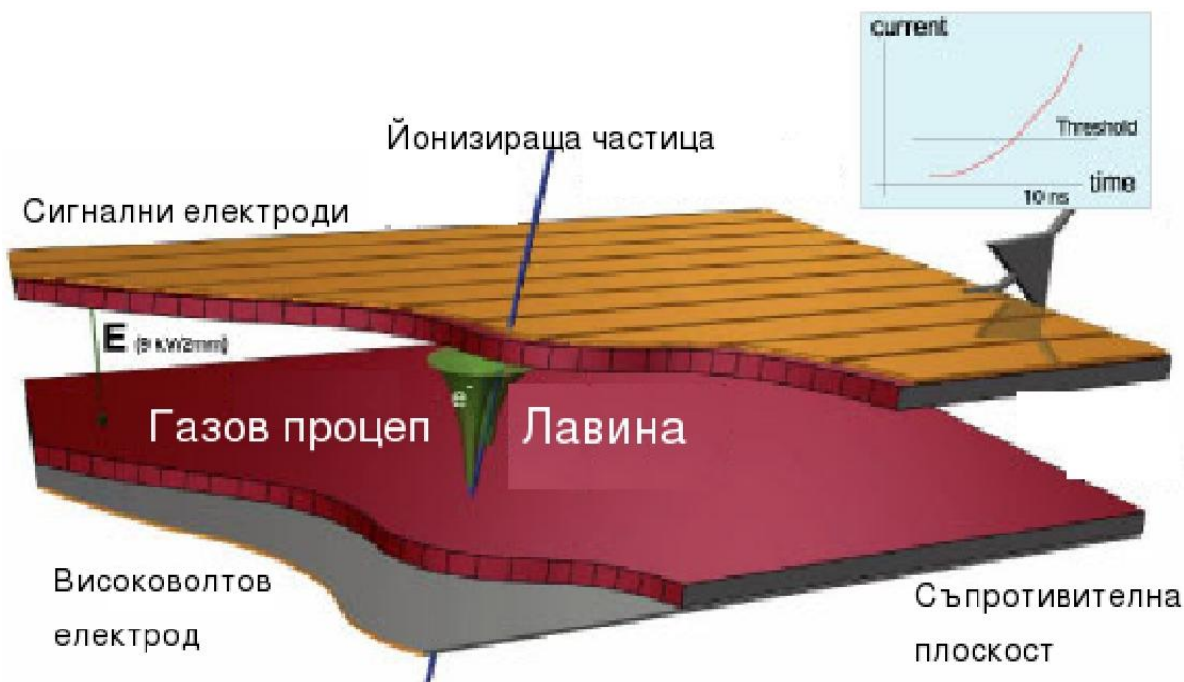
За да се предотвратят тези проблеми са предвидени две решения: да се намали енергията на искрата и да се локализира засегнатата област. Начинът за намаляване на енергията на искрата е чрез използване на специални газови смеси за абсорбиране на фотони. За ограничаване на мястото на искрата се въвеждат съпротивителни електроди вместо метални. Първото осъществяване на тези идеи е реализирано в Пестовия искров брояч [М40]. Броячът представлява 2 mm дебел стъклен анод с голямо съпротивление (повече от

109 $\Omega \cdot cm$), метален катод и газов процеп с размер от 0,1 mm и налягане на газа от 12 bar . Четири-компонентна газова смес абсорбира фотоните в относително широк спектър на тяхната енергия. Получени са времевата разделителна способност от 25 ns и ефективност от 96% [M41]. Трудностите при тях са малкия газов процеп, който изисква специални грижи за гладкост на повърхността на електродите и относително високо налягане на газа.

Малко по-различен подход се използва в така наречените лавинни броячи с паралелни плоскости – при тях също се използват метални електроди, но газовата смес е избрана да потиска развитието на стримера в искра. Те са много близки до броячите с паралелни плоскости: два плоски електрода изработени от метал, покрити с металокерамика или пластмаса поддържани на 0,5–2 mm разстояние [M42]. Предимствата са висок капацитет, обикновено $10^6 cm^{-2}s^{-1}$, и времева разделителна способност от порядъка на няколкостотин пикосекунди. Недостатъците на броячите с паралелна плоскост са слабия сигнал, който се нуждае от добра електроника с нисък шум.

2. Видове камери със съпротивителна плоскост.

Камерите със съпротивителна плоскост са развити през 1981 г. от Сантонио и Кардарели [M43] и са базирани на брояча на Пестов. На фиг.2 е показана схема на единичен газов процеп.



Фиг.2. Схема на единичен газов процеп на камера със съпротивителна плоскост

Те са изградени от две паралелни плоскости с голямо специфично съпротивление. Разстоянието между тях е от порядъка на няколко милиметра. Активният обем на детектора е изпълнен с газ. От външната страна на плоскостите е нанесен проводящ слой, който формира хранващите високоволтови електроди. Върху високоволтовите електроди е нанесен изолационен слой, върху който са разположени сигналните електроди. Камерите със съпротивителна плоскост се разделят условно на няколко типа:

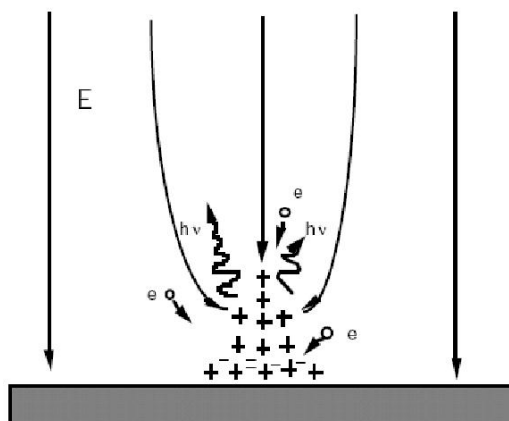
- според **физическите процеси**, които протичат в тях: камери работещи в стримерен или лавинен режим
- според **предназначението си**: за измерване на времето на прелитане

(TOF – Time Of Flight) или за формиране на тригер

- според *броя на газовите процени*: еднопроцепни, двупроцепни и многопроцепни
- според *материала*: стъклени или бакелитени плоскости
- според *размера на газовия процес*
- според *размера на сигналните електроди*

2.1 Стримерен и лавинен режим на работа.

Камерите със съпротивителна плоскост могат да работят в лавинен или стримерен режим. Под действие на йонизиращо лъчение в газовия обем се създава двойка електрон – положителен йон. Те започват да дрейфуват под действието на приложеното външно поле, съответно към анода и катода. Електронът увеличава своята енергия, избива друг електрон и се получава лавина. Развитието на стример (фиг.3) започва като развитие на лавина [M45]. Ретър е предположил в [M45] два механизма за формиране на стример. Според единият, при разпространение на лавина е възможно да се излъчат фотони, които да избият електрони от повърхността на катода. Електроните се ускоряват и предизвикват лавини, които в последствие се превръщат в стримери. На сигналните електроди се наблюдава лавинен сигнал, а стримерният може да закъснее до 100 ns спрямо лавинния. Вторият механизъм е по-бърз и се приема, че първоначалната лавина се превръща директно в стример.



Фиг.3: Формиране на стример

От историческа гледна точка, най-напред са разработени камерите със съпротивителна плоскост, работещи в стримерен режим [M43]. Сигналят, индуциран върху сигналните електроди, е относително голям (между 50 pC и няколко nC) и поради тази причина не е необходим предусилвател. Той може да се подаде директно на дискриминатор, който да формира логически сигнал. Недостатъкът при камерите, работещи в стримерен режим е ограничеността им да работят при голям поток на йонизиращи лъчения.

Стримерите не са желан ефект при лавинен режим на работа. Те създават голям заряд, който влияе на широка област. Стримерите могат да бъдат угасени, чрез прибавяне на така наречения електронегативен газ към газовата смес. Ролята на електронегативния газ е да се комбинира с електроните движещи се към анода. В последствие се създават отрицателни йони, които имат много по-малка дрейфова скорост и следователно не допринасят повече към бързия сигнал. Стримерното потискане може да се обясни, ако се допусне, че по време на рекомбинирането негативните йони са по-малко ефективни при създаването на фотони.

Камерите, работещи в лавинен режим, могат да работят при голям поток на йонизиращи частици, но сигналят е с по-малка амплитуда. При тях се налага използването на по-сложна електроника, с много чувствителни предусилватели и усилватели. Тъй като в лавинен режим на работа има вероятност от възникване на стримери [B90], то електрониката трябва да има голям динамичен обхват и/или да е защитена от големия стримерен сигнал.

2.2 Камери със съпротивителна плоскост, като тригерни детектори и детектори за измерване на време на прелитане.

Поради добрата си разделителна способност (~ 1 ns) камерите със съпротивителна плоскост могат да се използват, като специализирани тригерни детектори. Прилаганите високи напрежения достигат до 10 kV и следователно интензитетът на електричното поле достига до 50 kV/cm. Камерите със съпротивителна плоскост, предназначени за тригерни детектори се изработват най-често от бакелит.

Камерите със съпротивителна плоскост използвани за измерване на време на прелитане са изобретени през 2000г [M54]. Технологиата им повишава времевата им разделителна способност с една степен по скалата, достигайки нивото на разделителна способност на камерата на Пестов от около няколко десети пикосекунди, но запазвайки способността им да работят при голям поток частици и високата си ефективност. Времевите камери имат най-често газов процес с размери от 0,2 до 0,3 m и са с многопроцесна

конфигурация [M53]. За TOF приложения обикновено се използват камери със съпротивителна плоскост със стъклени електроди. Приложеното електрично поле е по-голямо от случая на тригерните камери и е около 100 kV/cm . Ефективността им достига до 99%, а времевата им разделителна способност е до 50 ps. Тези поразителни резултати са много обещаващи в областта на TOF измервания. Камерите със съпротивителна плоскост, използвани като детектори за измерване на време на прелитане, конкурират времевата разделителна способност на сцинтилационните детектори, а са и по-евтини от тях.

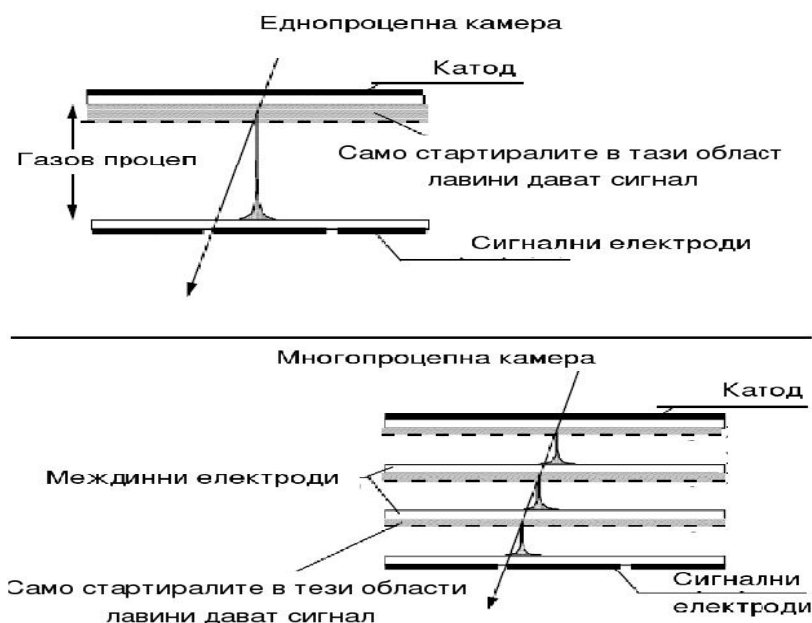
2.3 Еднопроцепни, двупроцепни и многопроцепни камери със съпротивителна плоскост

Първоначалната конструкция на камерите със съпротивителна плоскост е еднопроцепна. Двупроцепните и многопроцепните са разработени на по-късен етап.

При двупроцепната конструкция сигналните електроди могат да са разположени между двата газови процепа или на външната страна на новата камера. Предимството им е по-големият сигнал, индуциран върху сигналните електроди и от там по-голямата ефективност. При преминаване на йонизираща частица през двата процепа, е възможно лавините, създадени в процепите по отделно, да индуцират заряд под прага на електрониката, но сумата от двата да е над него. Така при двупроцепната конфигурация се увеличава вероятността за регистриране на частица, в сравнение с еднопроцепната. Такъв ефект е бил наблюдаван при изследването на камери със съпротивителна плоскост за експеримента CMS [B105].

Многопроцепните камери със съпротивителна плоскост са разработени през 1996 г. с цел подобряване на времевата разделителна способност с близо един порядък, като едновременно с това се запазва тяхната ефективност [M53]. Газовият обем служи едновременно и за активен обем, в който се формират първичните клъстери под действието на йонизиращо лъчение, и за газово усилване. Броят на електроните в лавината, а от там и индуцираният върху сигналните електроди сигнал, зависи от положението на първичния клъстер. Следователно, електрониката на камерата детектира лавини, създадени от първични клъстери, намиращи се в някаква неголяма област около катода. За газов процеп с ширина 8 mm тази област е ограничена на около 1 – 1,5 mm от катода. Тази неопределеност в положението на първичния клъстер води до вариации в предния фронт на сигнала. Ако широкият процеп е разделен на няколко по-тесни (фиг. 4), то тогава областта

около всеки катод ще е много по-малка ($\sim 0,5 \text{ mm}$) и следователно сигналът ще варира по-малко във времето. Благодарение на това времевата разделителна способност се подобрява значително.



Фиг.4: Сравнение на камера с широк процеп и многопроцепна камера

2.4 Камери със стъклени или бакелитени плоскости.

Съпротивлението на електродите потиска възникването на искри и стримери, но ако е твърде голямо се влошават характеристиките на камерата при голям поток от йонизиращи частици. Ако натоварването е голямо, то и отделеният в камерата заряд е голям. При голямо съпротивление, натрупаният в активния обем заряд не може бързо да се снесе през веригата на високоволтовото захранване, което води до увеличаване на мъртвото време и намаляване на ефективността при големи натоварвания. За тригерни приложения, работоспособността при голям поток от йонизиращи лъчения е много важна и затова електродите се изработват от бакелит, който има по-малко специфично съпротивление от стъклото. За TOF приложения обикновено се използват стъклени електроди, тъй като очаквания поток през детекторите не е много голям.

2.5 Размер на газовия процеп

Според размера на процепа камерите със съпротивителна плоскост се делят основно на два типа – камери с широк и камери с тесен процеп.

Наличието на стримери е нежелателно при работата на камерите със съпротивителна плоскост в лавинен режим. Тяхното образуване може да се потисне по два начина. Първият е чрез внасяне на електронегативен газ, а другият е чрез увеличаване на ширината на процепа. При това може да се запази високата скорост на броене, но се влошава времевата разделителна способност.

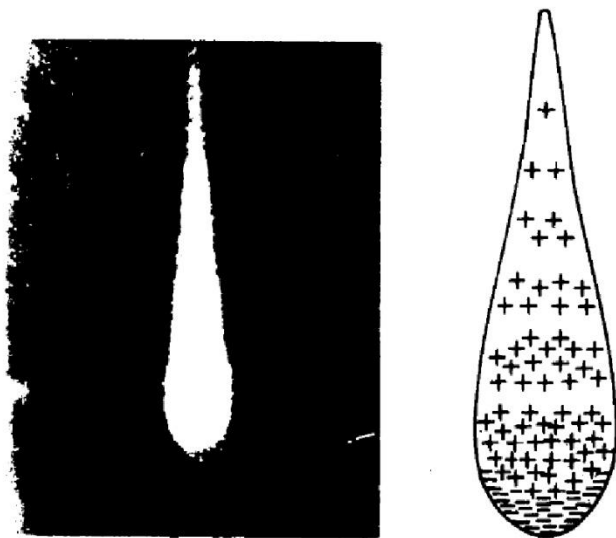
Камерите с тесен газов процеп имат по-добра времева разделителна способност, но камерите с широк процеп работят по-добре при голям поток от йонизиращо лъчение. Това е така, поради малкия динамичен интервал от заряди на лавината и от там по-малък среден заряд произведен в газовия обем. Поради тази причина отделената мощност в газовия обем е доста по-малка от тази при камера с тесен процеп.

2.6. Размер на сигналните електроди

Обикновено за тригерни или TOF цели необходимата пространствена разделителна способност е от порядъка на сантиметри. С цел разширяване на приложенията на камерите със съпротивителна плоскост са направени успешни опити за подобряване на пространствената им разделителна способност, като за сигнални електроди се използват така наречените микрострипове, които представляват много тесни сигнални електроди. Достигната е пространствена разделителна способност от $50 \mu m$ [B112]. Възможно приложение на камерите със съпротивителна плоскост с подобни характеристики е конструирането на позитронно-емисионни томографи.

3. Развитие на електронна лавина в газове

При преминаване на йонизиращо лъчение през активния обем на детектора в работния газ се създават електрон-йонни двойки. Под действие на електричното поле създадено от потенциалната разлика между двата електрода, електроните започват движение към анода, а положителните йони към катода. Когато електроните от първичната йонизация се ускорят достатъчно от електричното поле и придобият необходимата енергия, за да могат при удар да йонизират, започва процес на лавинно умножение. Едновременно с това е възможно част от електроните да бъдат захванати от атомите. Поради голямата подвижност на електроните, формата на лавината в пространството наподобява капка течност, в долната част на която са електроните, а в горната – по-бавните положителни йони (фиг.5).



Фиг.5: Снимка на лавина в мъглинна камера (вляво). Разпределение на заряда в лавината (вдясно).

Нека в даден момент има n електрона, след изминаване на разстояние dx те ще създадат dn нови електрона, тогава се получава следната зависимост

$$dn = n\eta dx \quad (1)$$

където $\eta = \alpha - \beta$ е ефективният коефициент на Таунсенд. Величината α дава вероятността за йонизация на единица път. Тя зависи обратнопропорционално от средния свободен пробег на електроните Λ , като $\alpha = 1/\Lambda$ и е известна още като първи коефициент на Таунсенд. β е коефициентът на електронно захващане.

Ако η не зависи от x , то броят на електроните $n(x)$ в точка с координати x се получава като се интегрира (1):

$$G = \frac{n(x)}{n_0} = e^{\eta(x-x_0)} \quad (2)$$

където n_0 е първоначалният брой електрони. Величината G се нарича газово усилване.

По аналогичен начин за броя на положителните n_+ и отрицателните n_- йони се получава:

$$n_+(x) \approx \frac{\alpha n_0}{\eta} e^{\eta(x-x_0)} \quad (3)$$

$$n_-(x) = n_+ - n(x) \approx \frac{\beta n_0}{\eta} e^{\eta(x-x_0)} \quad (4)$$

Поради стохастични причини броят на електроните в лавината флукутира. При неголеми стойности на редуцирания интензитет на електричното поле E/p , вероятността $P(n)$ в лавината да има n електрона се задава от закона на Фъри [B54,55]:

$$P(n) = \frac{1}{N} e^{-\frac{n}{N}} \quad (5)$$

където $N = n_0 e^{\eta(x-x_0)}$. Камерите със съпротивителна плоскост работят при големи стойности на E/p . При тях вероятността в лавината да има n електрона се задава от разпределението на Поля:

$$P(n) = \left[\frac{n}{N} (1 + \theta) \right]^\theta e^{-\frac{n}{N}(1+\theta)} \quad (6)$$

като $\theta = 0,5$. Флукуациите могат да се отчетат, като се добави допълнителен множител M , към (2):

$$n(x) = n_0 M e^{\eta(x-x_0)} \quad (7)$$

3.1 Развитие на лавина в камери със съпротивителна плоскост

Да разгледаме j -тия клъстер, образуван в обема на детектора от йонизираща частица. Нека n_j е броят на електроните в клъстера в начална позиция x_j , като ще смятаме, че при $j = 1$ клъстера се намира най-близо до катода. Тогава зарядът на свободните електрони е:

$$Q_e(x) = Q_j e^{\eta(x-x_j)} \quad (8)$$

където $Q_j = q_{el}n_j$, а q_{el} е зарядът на електрона. Тъй като броят на клъстерите се подчинява на Поасонова статистика, то вероятността да намерим първия клъстер между x и $x + dx$ е:

$$P(x) = \lambda e^{-\lambda x} \quad (9)$$

като λ е средната линейна плътност на клъстерите. Тогава вероятността j -тия клъстер да се намира между x и $x + dx$ (независимо от останалите) е [B50, 58]:

$$P_{cluster}(j, x) = \frac{x^{\lambda-1} \lambda^j}{(j-1)!} e^{-\lambda x} \quad (10)$$

Флуктуациите на броя електрони в даден клъстер могат да се оценят чрез различни модели. В случая, тъй като първичният електрон създава вторичните електрони в даден клъстер след малък брой независими сблъсъка, то за вероятността $P(n)$ да намерим клъстер с брой електрони между n и $n + dn$, можем да използваме отново Поасонова статистика. Тогава

$$P(n)dn = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} dn \quad (11)$$

където μ е средният брой електрони в клъстер. Така използвайки (8),(9) и (10) за средния заряд $\langle Q_e(x) \rangle$ на всички електрони в j -тия клъстер получаваме:

$$\langle Q_e(x) \rangle \approx q_{el} \mu e^{\eta x} \left(\frac{\lambda}{\lambda + \eta} \right)^j \quad (12)$$

3.2 Индуциране на сигнал върху електродите

Движението на електроните в електричното поле индуцира токов импулс върху сигналните електроди на камерата. Поради по-малката дрейфова скорост на положителните и отрицателните йони, индуцираният от тях сигнал е значително по-малък и може да бъде пренебрегнат. При многоелектродната система индуцираният върху електродите заряд може да се пресметне с помощта на теоремата на Рамо или с обобщената теорема на Рамо, като се използват така наречените тегловни полета. Така за индуцираният токов сигнал получава:

$$i(t) = \frac{E_w}{V_w} v_d q_{el} N(t) \quad (13)$$

където E_w е тегловното поле. Тегловното поле е електричното поле в газовия процеп, ако на сигналния електрод е подаден потенциал V_w , а всички останали електроди са свързани към земя. v_d е дрейфовата скорост на електроните, а $N(t)$ е броят им в лавината в даден момент t . За да се определи полезният сигнал, който се индуцира, трябва първо да се определи тегловното поле на

сигналния електрод. За целта обикновено се използва опростен модел на камерата [B58, 62, 63]:

$$\frac{E_w}{V_w} = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_r d + 2s} \quad (14)$$

където s е дебелината на бакелитения или стъкления електрод, а ϵ_r е специфичната му диелектрична проникваемост.

Индуцираният във външната верига заряд q_{ind} може да се изчисли като се интегрира (13) и се използва (12):

$$q_{ind} \cong \frac{E_w}{V_w \eta} \langle Q_e(d) \rangle \quad (15)$$

където $\langle Q_e(d) \rangle$ е сумарният електричен заряд, събран на анода. В случай на многопроцепна конфигурация, когато сигналните електроди са разположени върху пакет от n на брой газова процепа, за $\frac{E_w}{V_w}$ получаваме:

$$\frac{E_w}{V_w} = \frac{\epsilon_r}{n\epsilon_r d + (n+1)s} \quad (16)$$

От тук ясно се вижда едно от предимствата на двупроцепната конфигурация. Ако параметрите на двупроцепна и трипроцепна камери са едни и същи, то индуцираният сигнал при трипроцепна ще е по-малък от този на двупроцепна.

4. Компютърни програми за симулации на газови детектори

Неразделна част от дизайна на детектори на йонизиращо лъчение е симулирането на процесите, протичащи в активния им обем. За целта най-често се използват следните програмни пакети:

- Garfield
- Magboltz
- NEED

Garfield [4] е компютърна програма за детайлна симулация на дву- и три-мерни дрейфови камери. Първоначално, програмата е написана за двумерни камери направени от проводници и плоскости, като например дрейфовата камера, време-проекционни камери (TRC) и многонишков брояч. За повечето от тези конфигурации, полетата са известни. Случаят не е такъв при триизмерните конфигурации, дори и за привидно простите устройства като например два пресичащи се проводника. Още повече аналитичното описание на сложна конфигурация от електроди и диелектрици е трудна задача. Поради тази причина *Garfield* може да ползва за пресмятанията също двумерни и тримерни пространствени карти на полетата, получени с помощта на други специализирани програми, като *Ansys*, *Maxwell*, *Tosca*, *Quickfield* и *FEMLAB*, използващи метода на крайните елементи. Техниката за работа с крайни елементи е приложима на практика за произволна конфигурация от електроди и диелектрици. За отчитане на транспортните и йонизационните свойства на газовата смес *Garfield* осигурява интерфейс към специализирани пакети, като *Magboltz* и *Need*. Преноса на частици, включително дифузия, лавини и индуцирания ток се обработват триизмерно без значение за техниката, използвана за пресмятане на полетата.

Garfield се използва за пресмята на следните неща:

- ✓ Пространствени карти, контурна графика и триизмерно отпечатване;
- ✓ Хлътване на проводниците в резултат на електростатични и гравитационни сили;
- ✓ Оптимални възможни настройки за постигане на различни условия;
- ✓ Графики на дрейфовите криви на електрони и йони;

- ✓ Зависимостта $x(t)$, таблици на времето на дрейфа и разпределения на времето за пристигане;
- ✓ Индуциран сигнал в камера при преминаване на заредена частица, като отчита електронния импулс и йонната опашка.

Magboltz [5] се използва за пресмятане на свойствата на електронния пренос в почти произволни газови смеси. Програмата изчислява свойствата на дрейфуваш газ като числено интегрира уравнението на Болцман, т.е. симулира движението на електрон вътре в газ. При проследяване на движението на виртуалния електрон, програмата може да пресметне и дрейфовата скорост. При включване на магнитно поле, тя може да пресметне и ъгъла на Лоренц. Също така пресмята лесно напречния коефициент на дифузия, електронната подвижност и други параметри. За да се намерят макроскопските параметри като дрейфовата скорост, Magboltz трябва да познава микроскопската природа на всеки изследван газ. Най-важните величини са сеченията за разсейване, които оценяват вероятността за стълкновение и загубата на енергия при него. В някои случаи, като при благородния газ хелий, енергиите за възбуждане са толкова високи, че са извън експерименталните граници, дрейфувания електрон няма достатъчно енергия да възбуди атома и по този начин прави всички стълкновения като еластично взаимодействие на твърди сфери. Други газове, като органичните гасители CO_2 , CH_4 и други имат вибрационни и постъпателни трептения, които програмата трябва да пресметне.

Heed [6] се използва за симулация на йонизация на молекулите на газа при преминаване на частица през газа. Heed е гъвкава компютърна програма, която е написана на Fortran 77 около 1994-1997. Новата версия на програмата е написана на C++. Тя моделира различни газови смеси. Наречена е HEED по името на книгата „High Energy ElectroDynamics”, с автори Akhiezer и Shulga. Те предложили това заглавие като общо име за тази научна област, а именно науката за изучаване на електромагнитното взаимодействие на бързи заредени частици с материята и включително прехода и Черенковското излъчване и много други ефекти, които могат да се опишат с подобен подход.

За съжаление пакетите Garfield, Magboltz и HEED не могат да се използват в чист вид за симулиране на отклика на камери със съпротивителна плоскост. Причината е, че камерите със съпротивителна плоскост работят при много висок интензитет на електричното поле, в резултат на което се развива електронна лавина или стример.

5. Програма за симулиране на развитието на лавина в камера със съпротивителна плоскост.

За описание на развитието на лавина в камери със съпротивителна плоскост, бе написана програма базирана на следния модел [6].

5.1. Развитие на лавина.

Развитието на лавина може да се опише статистически по следния начин: ако лавината започва с един електрон при $x = 0$, то вероятността тя да има n електрона в x ($x > 0$) е

$$\begin{aligned} P(n, x + dx) = & P(n - 1, x)(n - 1)\alpha dx(1 - (n - 1)\beta dx) \\ & + P(n, x)(1 - n\alpha dx)(1 - n\beta dx) + P(n, x)n\alpha dx n\beta dx \\ & + P(n + 1, x)(1 - (n + 1)\alpha dx)(n + 1)\beta dx \end{aligned} \quad (17)$$

Дясната страна на това уравнение представя четирите главни възможности да намерим n електрона при $x + dx$. Като се пренебрегнат членовете с по-висока степен на dx , за общото решение се получава:

$$P(n, x) = \begin{cases} k \frac{\bar{n}(x)-1}{\bar{n}(x)-k} & \text{при } n = 0 \\ \bar{n}(x) \left(\frac{1-k}{\bar{n}(x)-k}\right)^2 \left(k \frac{\bar{n}(x)-1}{\bar{n}(x)-k}\right)^{n-1} & \text{при } n > 0 \end{cases} \quad (18)$$

където $\bar{n}(x) = e^{\eta x}$, а $k = \alpha/\beta$. Понеже камерите със съпротивителна плоскост работят при високо електрично поле, могат да се изключат случаите, при които $\alpha = \beta$ или $\alpha = 0$. За дисперсията на горното разпределение се получава

$$\sigma^2(x) = \frac{1+k}{1-k} \bar{n}(x)(x)(\bar{n}(x) - 1) \quad (19)$$

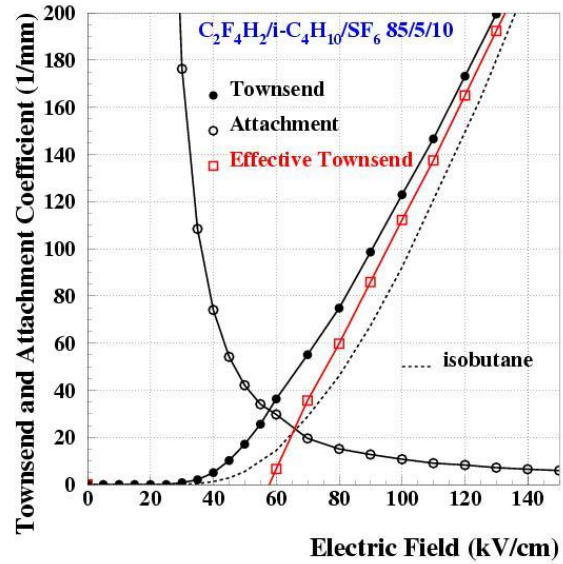
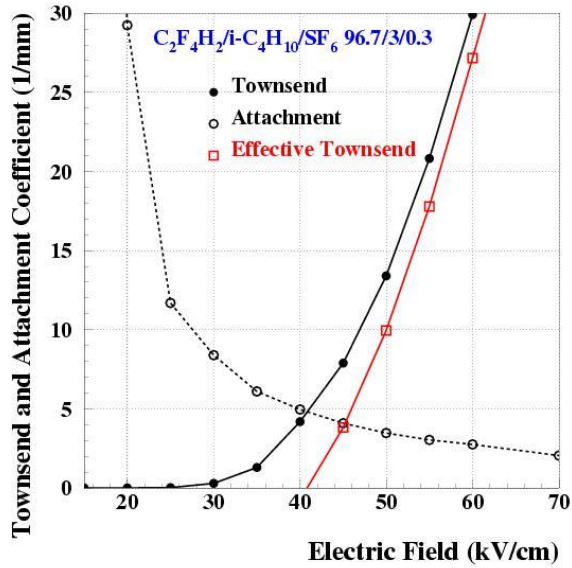
Величината σ^2 е важна при големи n . В такъв случай може да използва централната гранична теорема, което облекчава Монте Карло симулацията. Ако имаме n електрона в x , то броят на електроните $n(x + dx)$ в $x + dx$ може да бъде директно получено чрез използване на случайна стойност от Гаусово разпределение със средна стойност $\mu = n(x)\bar{n}(dx)$ и стандартно отклонение $\sigma_\mu = \sqrt{n(x)\sigma(dx)}$.

5.2 Влияние на пространствения заряд.

При коефициент на Таунсенд около 1400 cm^{-1} , електрично поле $E = 110 \frac{\text{kV}}{\text{cm}^{-1}}$ и типична ширина на газовия процеп $d \sim 0,22 - 0,25 \text{ mm}$, за общия заряд се получава $Q_{ava} \sim e^{\eta d} \sim 10^4 \text{ pC}$. Това е значително повече от експериментално получените резултати, които е няколко pC . Следователно трябва да бъде отчетено влиянието на пространствения заряд. Подробно изследване на влиянието на пространствения заряд върху развитието на лавината е извършено от Риеглер и Липман [7]. На практика прагът на детекторната електрониката е нисък и следователно основните характеристики, като ефективност и времева разделителна способност, се оказва че не зависят от пространствения заряд. Тези характеристики са чувствителни към ранния етап на развитие на лавина, когато пространственият заряд е незначителен. Това позволява използването на приближен метод за пресмятане на пространствения заряд. Допуска се, че лавината се насища при даден брой електрони, които повече не се увеличават. В конкретния случай за ниво на насищане е избрана стойност за броя на електрони в лавината да е $N_e = 1,5 \cdot 10^7$.

5.3 Използвани данни

При симулацията са използвани следните данни за електрично поле, коефициент на Таунсенд и коефициент на електронно захващане получени от Риеглер и Липман за тригерна камера с разстояние между плоскостите 2 mm и газова смес $C_2F_4H_2/i - C_4H_{10}/SF_6 96.7/3/0.3$ и времева камера с разстояние между плоскостите от $0,2 \text{ mm}$ и газова смес $C_2F_4H_2/i - C_4H_{10}/SF_6 85/5/10$. [7] (фиг.6, таблица 1):



Фиг.6: Данни от Риеглер и Липман

Тригерна камера			Камера за TOF измерване		
E[kV/cm]	α [1/mm]	β [1/mm]	E[kV/cm]	α [1/mm]	β [1/mm]
45	8	4	80	75	15
50	13,5	4	90	100	13
55	21	3	100	125	13
60	30	3	110	145	12

Таблица 1: Иползвани данни за симулация на лавина

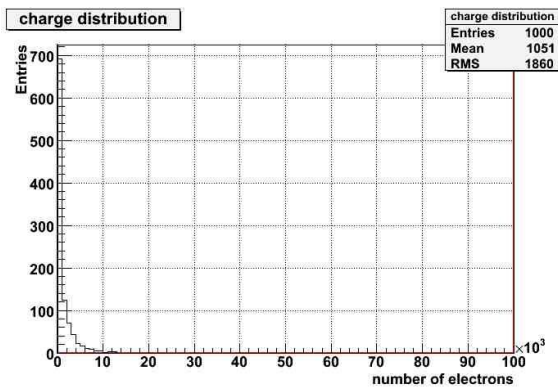
6. Резултати

Бяха извършени симулации за два типа камери – тригерна камера с размер на газовия процеп 2 mm и газова смес $C_2F_4H_2/i - C_4H_{10}/SF_6 96.7/3/0.3$ и камера за измерване на време на прелитане с размер на газовия процеп $0,2\text{ mm}$ и газова смес $C_2F_4H_2/i - C_4H_{10}/SF_6 85/5/10$.

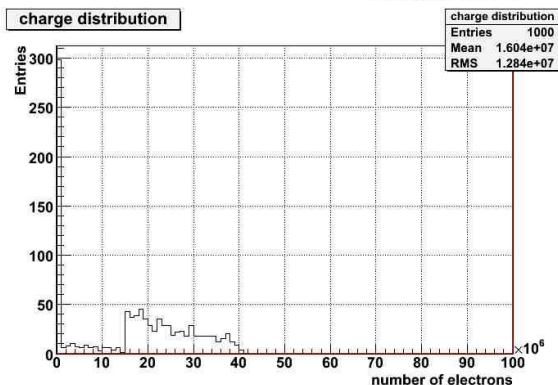
Симулирана бе тяхната работа при различни характерни стойности на приложеното електричното поле $45, 50, 55$ и 60 kV/cm за тригерната камера и $80, 90, 100$ и 110 kV/cm за камерата, предназначена за измерване на време на прелитане. Бяха получени зарядови спектри, чрез симулиране на 1000 лавини, инициирани от един първичен електрон, разположен до катода.

Резултати за тригерна камера.

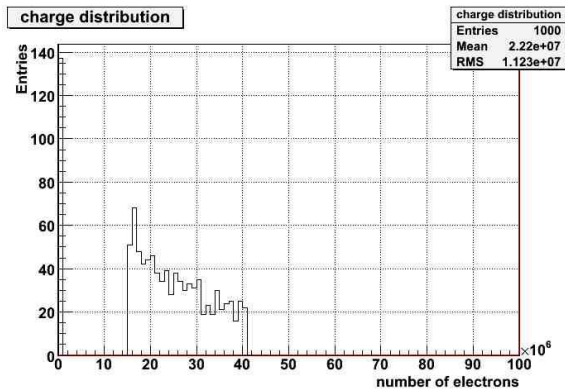
Зарядовите спектри са представени на фиг.7, фиг.8, фиг.9 и фиг.10



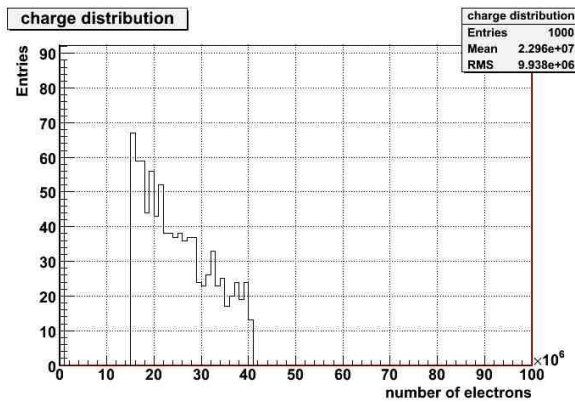
Фиг.7. Зарядов спектър на тригерна камера при $E = 45\text{ kV/cm}$



Фиг.8. Зарядов спектър на тригерна камера при $E = 50\text{ kV/cm}$



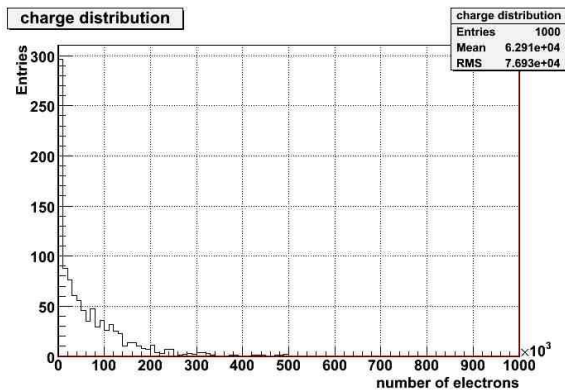
Фиг.9. Зарядов спектър на тригерна камера при $E = 55kV/cm$



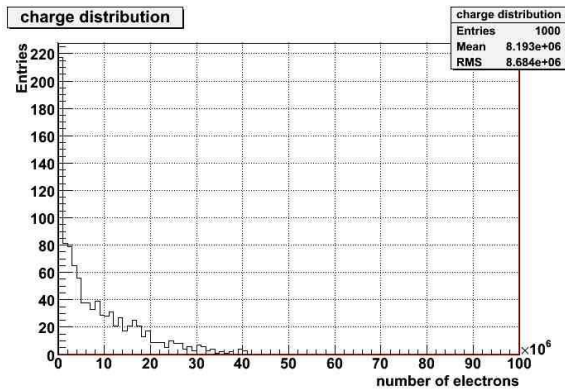
Фиг.10. Зарядов спектър на тригерна камера при $E = 60kV/cm$

Резултати за камера за TOF измервания.

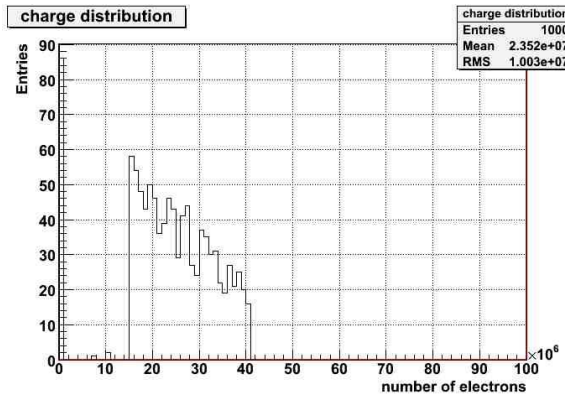
Зарядовите спектри са представени на фиг.11, фиг.12, фиг.13 и фиг.14.



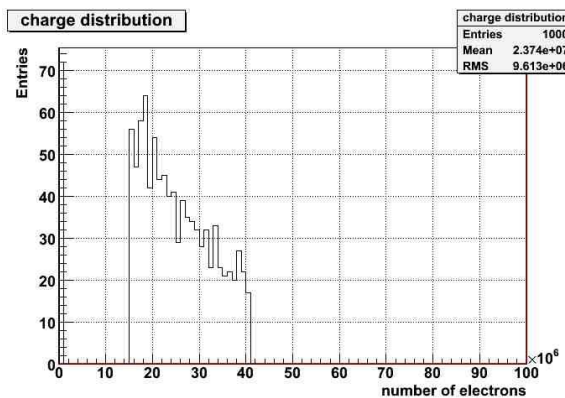
Фиг.11. Зарядов спектър на камера за TOF измерване при $E = 80kV/cm$



Фиг.12. Зарядов спектър на камера за TOF измерване при $E = 90kV/cm$



Фиг.13. Зарядов спектър на камера за TOF измерване при $E = 100kV/cm$



Фиг.14. Зарядов спектър на камера за TOF измерване при $E = 110kV/cm$

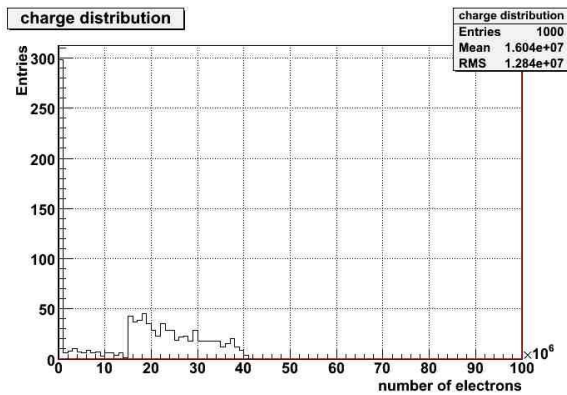
От спектрите се вижда, че значителна част от лавините се развиват, но има и лавини, които “изгасват”. “Изгасналите” лавини не могат да се регистрират от детекторната електроника и следователно са отговорни за неефективността на камерите. Както се очаква при по-големи стойности на приложеното поле, все по-малко лавини “изгасват”, т.е. детекторите са по ефективни при по-голяма стойност на приложеното работно напрежение. Друг ефект, който се наблюдава е и увеличаване на средната стойност на заряда с нарастване на приложеното поле.

Бе изследван и случая когато първичният електронен клъстер в газа се състои от 1, 2, 3, 5 и 10 електрона, при характерните работни стойности на

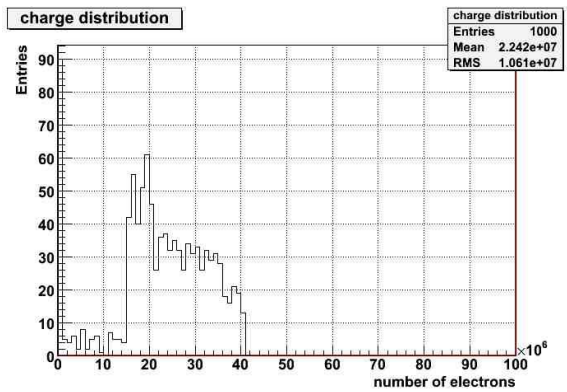
електричното поле за тригерна камера от 50 kV/cm и 100 kV/cm за камерата за TOF измерване.

Резултати за тригерна камера.

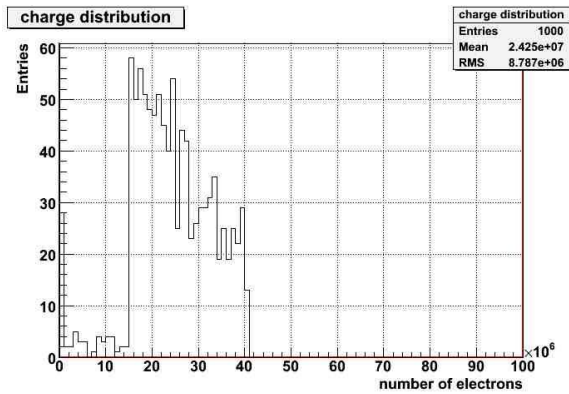
Зарядовите спектри са представени на фиг.15, фиг.16, фиг.17, фиг.18 и фиг.19



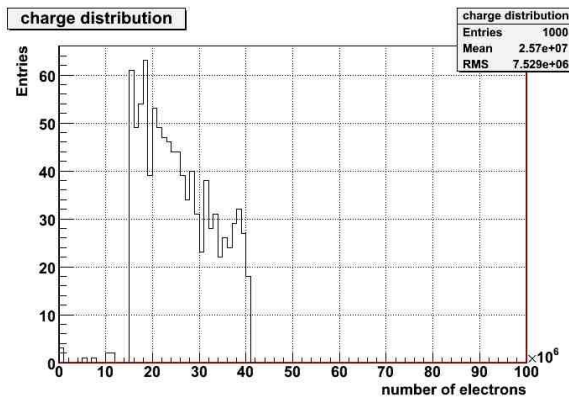
Фиг.15 Зарядов спектър на тригерна камера при $E = 50\text{ kV/cm}$ при първичен клъстер, състоящ се от 1 електрон



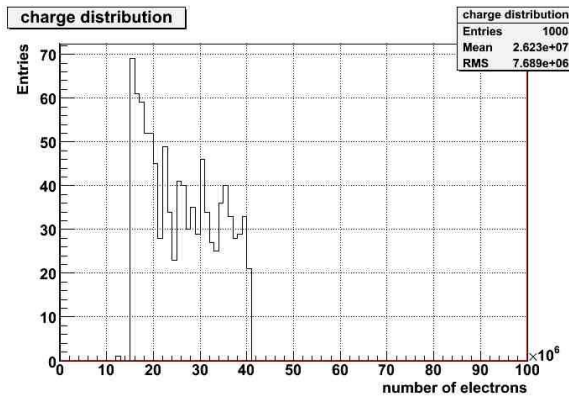
Фиг.16 Зарядов спектър на тригерна камера при $E = 50\text{ kV/cm}$ при първичен клъстер, състоящ се от 2 електрона



Фиг.17 Зарядов спектър на тригерна камера при $E = 50kV/cm$ при първичен клъстер, състоящ се от 3 електрон



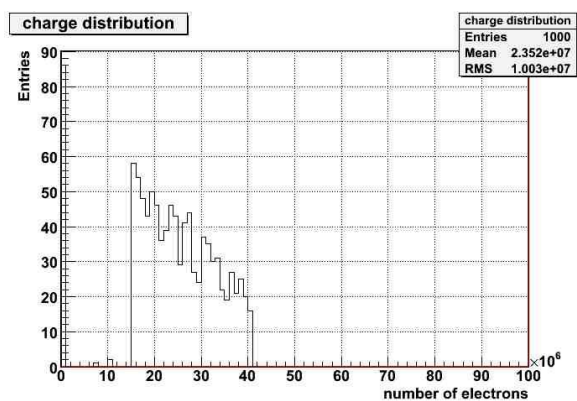
Фиг.18 Зарядов спектър на тригерна камера при $E = 50kV/cm$ при първичен клъстер, състоящ се от 5 електрона



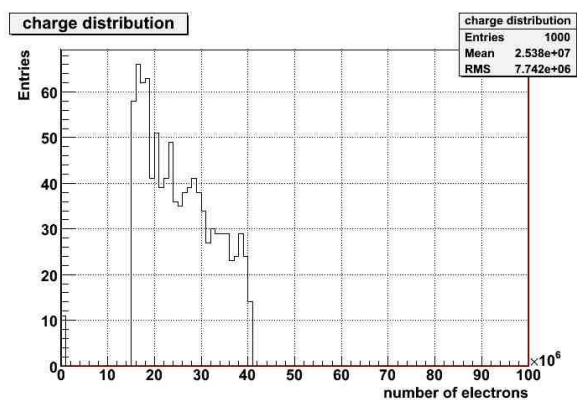
Фиг.19 Зарядов спектър на тригерна камера при $E = 50kV/cm$ при първичен клъстер, състоящ се от 10 електрона

Резултати за камера за TOF измервания.

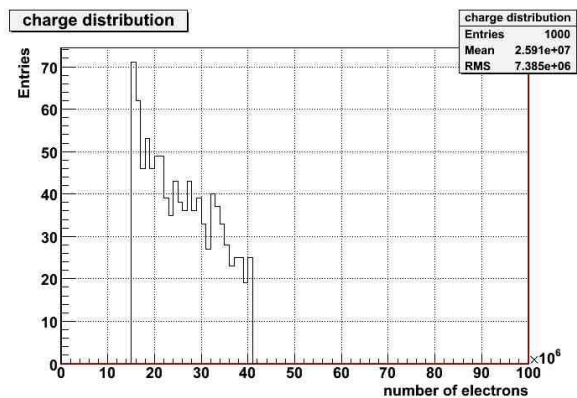
Зарядовите спектри са представени на фиг.20, фиг.21, фиг.22, фиг.23 и фиг.24.



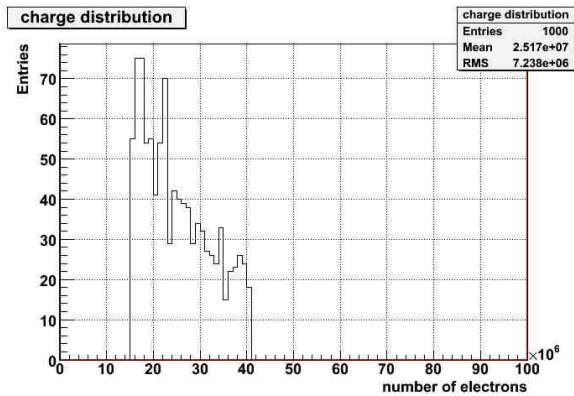
Фиг.20 Зарядов спектър на камера за TOF измервания при $E = 100kV/cm$ при първичен клъстер, състоящ се от 1 електрон



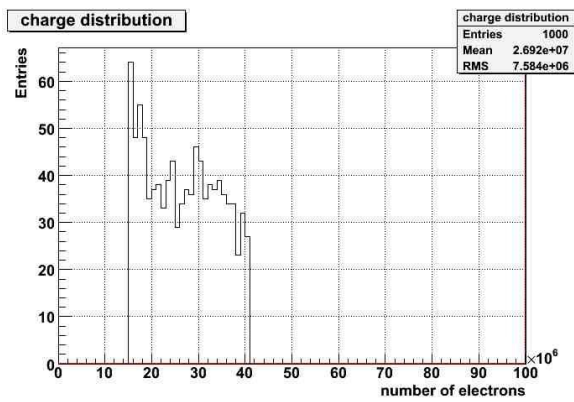
Фиг.21 Зарядов спектър на камера за TOF измервания при $E = 100kV/cm$ при първичен клъстер, състоящ се от 2 електрона



Фиг.22 Зарядов спектър на камера за TOF измервания при $E = 100kV/cm$ при първичен клъстер, състоящ се от 3 електрона



Фиг.23 Зарядов спектър на камера за TOF измервания при $E = 100kV/cm$ при първичен клъстер, състоящ се от 5 електрона



Фиг.24 Зарядов спектър на камера за TOF измервания при $E = 100kV/cm$ при първичен клъстер, състоящ се от 10 електрона

От спектрите се вижда, че при по-голям брой на електроните в началния кластер е по-малко вероятно лавината да “изгасне”. Т.е. с цел повишаване на ефективността на детекторите е добре е да се използват газове смеси, в които йонизиращото лъчение създава повече първични електрони.