

УДК 539.107.422

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ИСКР В МИКРОСТРУКТУРНЫХ ГАЗОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ (обзор)

© 2023 г. В. И. Разин^а, *

^аИнститут ядерных исследований РАН
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7-а

*e-mail: razin@inr.ru

Поступила в редакцию 31.05.2022 г.

После доработки 09.11.2022 г.

Принята к публикации 23.11.2022 г.

Рассмотрены особенности процессов возникновения и развития искрового разряда в микроструктурных газовых детекторах ионизирующих излучений в лабораторных условиях и на пучках заряженных частиц в ускорителях. Детальному анализу подвергнуты такие аспекты, как зарядовый предел Рэтера, вторичная электронная эмиссия, перекрестное наложение лавин, положительная ионная обратная связь, взрывная электронная эмиссия, каскадирование детекторов и зарядовая плотность. Лучшее понимание этих эффектов позволит сделать дальнейший шаг в разработке позиционно-чувствительных газовых детекторов нового типа.

DOI: 10.31857/S0032816223020258, EDN: GTQOAR

1. ВВЕДЕНИЕ

Микроструктурные позиционно-чувствительные газовые детекторы (Micro-Pattern Gas Detector – MPGD) играют важную роль в современных физических экспериментах [1]. Они обладают превосходным пространственным разрешением и обеспечивают быстрый сбор ионов, а также успешно конкурируют с другими детекторами в областях с большим потоком заряженных частиц. Однако при достаточно высоких потоках, 10^6 – 10^7 с⁻¹, в детекторе происходят газоразрядные процессы, связанные с достижением при лавинном размножении электронов критического полного заряда $q_{\max}$ величиной 10^7 – 10^8 электронов или предела Рэтера [2]. Дальнейший переход газового разряда в стримерный режим с последующим искровым разрядом [3] приводит к снижению эффективности детектирования заряженных частиц, даже при отсутствии видимых признаков разрушений внутри детектора.

Несмотря на интенсивные исследования процессов возникновения и развития искрового разряда в MPGD, многие аспекты этого явления остаются неясными до сих пор [4]. В частности, при максимальном значении коэффициента газового усиления $A_{\max}$ в MPGD, равном 10^4 , и числе первичных электронов n_0 при регистрации минимально ионизирующих частиц (МІР) на уровне 10^2 полный заряд в лавине на 2–3 порядка меньше,

чем предел Рэтера. Это означает, что из материала детектора должно освободиться примерно 10^3 первичных электронов.

Такая интерпретация была заложена в программу Geant 4 при проведении расчетов вероятностей процессов возникновения и развития искрового разряда в детекторе MICROMEGAS (Micro Mesh Gas Detector) [5]. Расчеты показали, что источником дополнительного первичного заряда могли стать ядерные фрагменты из соударений частиц пучка и материала детектора. Используя условие возникновения и развития искрового разряда, согласно формуле Рэтера, было найдено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных при определении вероятности возникновения и развития искрового разряда в адронных пучках с энергией до 150 ГэВ, применяя дополнительный параметр в виде зарядовой плотности d_s [6].

2. ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА РАЗМНОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В MPGD

2.1. Предельное значение величины пространственного заряда

Как правило, физики-экспериментаторы рассматривают две основные причины возникновения и развития искрового разряда.

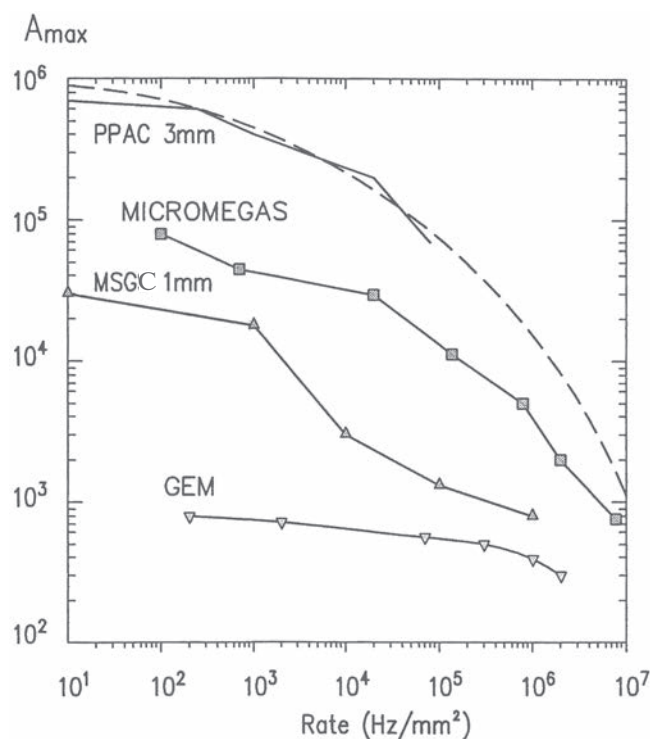


Рис. 1. Зависимость газового усиления $A_{\max}$ от плотности облучения (в секундах минус первой степени-метрах минус второй степени) для газовых детекторов [7] разных типов: плоскопараллельного лавинного счетчика PPAC; микросеточного газового детектора MICROMEGAS; микроструктурного газового счетчика MSGC; газового электронного умножителя GEM.

1. В детекторах низкого качества основной причиной процесса возникновения и развития искрового разряда являются обычные несовершенства на поверхности электродов. Также следует отметить диэлектрические слои, отверстия с острыми краями, грязь на внутренней поверхности электродов, диэлектрические слои по краям электродов, отверстия со слабо проводящими поверхностями. Очистка и сборка в специальных помещениях не дает гарантии полного отсутствия пыли.

2. В детекторах высокого качества, механические недостатки которых вносят малый вклад в развитие искрового разряда, последний возникает и развивается вследствие достижения предела Рэтера:

$$A_{\max} = q_{\max}/n_0, \quad (1)$$

где $q_{\max} = 2 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$ электронов, n_0 — число первоначальных электронов, $A_{\max}$ — максимальный коэффициент газового усиления.

На рис. 1 из работы [7] приведена зависимость максимального коэффициента газового усиления $A_{\max}$ от плотности облучения (в секундах минус

первой степени-метрах минус второй степени) для газовых координатных детекторов различных типов.

Следует отметить, что в случае применения плоскопараллельных лавинных счетчиков (Plate Parallel Avalanche Counter — PPAC) предел Рэтера до процесса возникновения и развития искрового разряда составляет $An_0 = 10^8$ электронов, откуда

$$A_{\text{крит}} = 10^8/n_0. \quad (2)$$

Для детекторов MICROMEGAS, MSGC (Micro Structure Gas Counter), GEM (Gas Electron Multiplier) эта величина на 2–3 порядка меньше, чем для PPAC. Следовательно, приходится считаться с критическим зарядом $q_{\max}$ в лавине, который изменяет электрическое поле вокруг лавины и вызывает формирование стримерного или искрового разряда. При этом величина $q_{\max}$ зависит от геометрии усильтельной области и свойств наполняющего газа, особенно его плотности и состава. Обычно MPGD работают в смесях инертного (He, Ne, Ar, Kr, Xe) с 10–30% молекулярного (CH_4 , CO_2 и др.) газов. Для каждого инертного газа имеется оптимальная концентрация и состав смеси с молекулярным газом, обеспечивающие наивысшую величину $A_{\max}$. Оптимизированные по составу газовые смеси на основе He и Ne имеют более высокое значение $A_{\max}$, чем базовые смеси на основе Kr и Xe, при прочих равных условиях.

2.2. Зависимость предела Рэтера от плотности облучения в MPGD

Одним из самых привлекательных достоинств MPGD является их высокое пространственное разрешение, обусловленное малым расстоянием между электродами. Это связано с тем, что положительные ионы в лавинном процессе удаляются очень быстро из микропромежутка между анодом и катодом и не могут создать сильный статический положительный пространственный заряд при умеренной загрузке (менее $10^3 \text{ с}^{-1} \cdot \text{мм}^{-2}$). На рис. 2 показана зависимость полного заряда $q_{\max}$ в лавине от плотности облучения MPGD [8]. Приведенная на этом рисунке кривая разделяет две области: нижнюю или разрешающую зону, где MPGD могут работать без возникновения и развития искрового разряда, и верхнюю или запрещающую зону, в которой MPGD могут иметь большую вероятность возникновения и развития искрового разряда.

Проявление предела Рэтера в случае повышенной загрузки (более $10^4 \text{ с}^{-1} \cdot \text{мм}^{-2}$) обусловлено перекрытием лавин во времени и пространстве, а также возможно за счет диффузии зарядов обоих знаков, полевой взрывной эмиссии, обратной зарядовой связи и стримерного разряда при

определенных условиях, например, при работе с чистыми инертными газами в комбинации с фотокатодами.

Одним из возможных путей увеличения предела Рэтера является применение ступенчатых или каскадных детекторов. Однако в этом случае могут возникнуть другие нежелательные эффекты, такие как возникновение и развитие искрового разряда от одного детектора к другому за счет жесткого ультрафиолета.

Ниже рассмотрены другие источники, вносящие существенный вклад в процесс возникновения и развития искрового разряда в MPGD, а именно: статистическое лавинное наложение электронных лавин во времени и пространстве, а также взрывная полевая эмиссия.

2.3. Наложение электронных лавин в пространстве и времени

Представляется очевидным, что с увеличением плотности облучения вероятность наложения электронных лавин будет нарастать. Для заданного значения коэффициента газового усиления $A < A_{\max}$ внутри перекрывающихся лавин предел Рэтера может быть достигнут с высокой долей вероятности образования стримера. Расчеты вероятности перекрытия лавин, приведенные в работе [9], хорошо воспроизводят измеренную величину $A_{\max}$. Кроме того, при очень высоких плотностях облучения, например более $10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{мм}^{-2}$, могут проявиться эффекты, связанные с существованием плазменных состояний. К ним относятся модификация электрического поля в катодной области вследствие образования статического остаточного заряда, а также многоступенчатая ионизация за счет возбужденных атомов и молекул наполняемого газа. Эти эффекты могут привести к резким колебаниям структуры пространственного заряда, которые инициируют искровые пробои случайного характера.

2.4. Взрывная электронная эмиссия

Механизм электронной эмиссии из металлических поверхностей тщательно изучался в течение длительного периода времени. Считалось, что такая эмиссия происходит посредством классического, так называемого туннельного эффекта Мальтера [10]. При этом происходит эмиссия одиночных электронов из тонкой диэлектрической пленки на металлической поверхности, например, из оксидного слоя, который бомбардируется положительными ионами. Последние собираются на диэлектрической поверхности катода и случайным образом создают высокое электрическое поле между диэлектрической внешней поверхностью и металлической под-

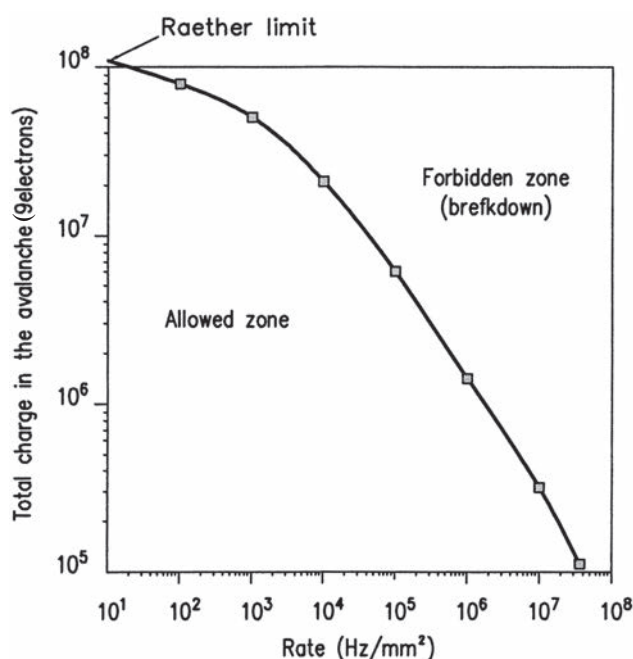


Рис. 2. Зависимость величины полного заряда $q_{\max}$ в лавине от плотности облучения (в секундах минус первой степени-метрах минус второй степени) [8]. Forbidden zone — область возникновения и развития искрового разряда; Allowed zone — область работы газовых детекторов без искрового разряда.

ложкой катода. Под действием электрического поля происходит туннельный выход электрона из металла к диэлектрику, а также приобретение электроном достаточной энергии для проникновения через диэлектрическую пленку и выхода из нее.

Позже исследования показали важность другого явления, а именно появление спонтанных струй электронов из микроточек и диэлектрических микровключений. Это явление имеет различные названия. Одно из самых известных в настоящее время — взрывная электронная эмиссия, особенно в условиях вакуума. Во многих плазменных устройствах электронная эмиссия из холодных катодов также имеет место. Взрывная электронная эмиссия наблюдается во всех газовых детекторах, включая MPGD. Импульсы большой амплитуды (порядка нескольких вольт) и малой длительности (порядка десятков наносекунд) наблюдались в PPAC, GEM, TGEM (Thick Gas Electron Multiplier) и др. при облучении устойчивым потоком X-лучей. Обычно они появляются при потоках, близких к пределу Рэтера. Эти хаотичные импульсы производятся большим количеством вторичных электронов и регистрируются токовыми усилителями, накладываясь на устойчивый первичный ток электронов от внешнего облучения. Подобные явления наблюдались перед каждым случаем возникновения и развития

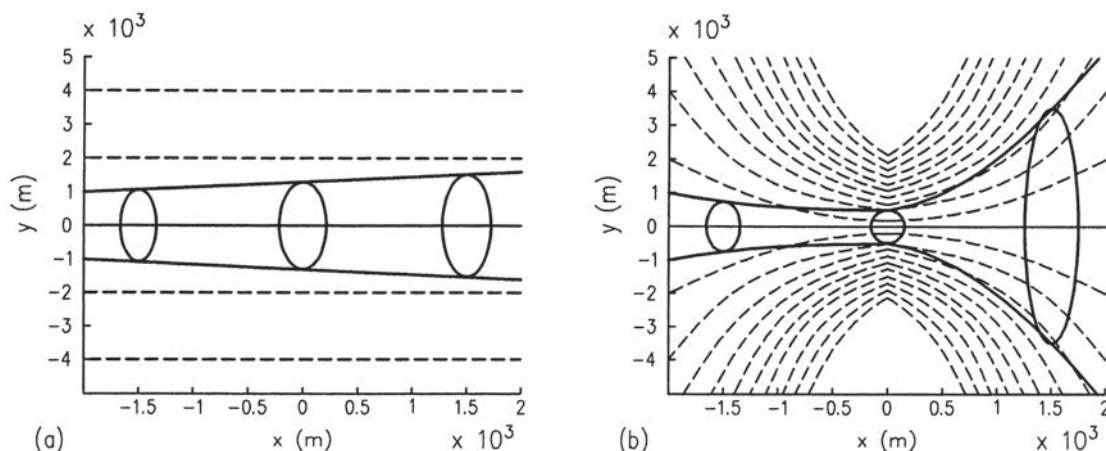


Рис. 3. Расчетные данные по изменению формы дрейфующего электронного облака [12]: **а** – в постоянном электрическом поле плоскопараллельного газового счетчика; **б** – в фокусирующем/дефокусирующем поле, характерном для GEM-детектора. Сплошные линии – силовые линии электрического поля, линия при $y = 0$ – центр дрейфующего электронного облака; эллипсные линии – граница диффундирующего электронного облака; штриховые линии – дрейфовый электрод.

искрового разряда и производили дефекты на поверхности электродов. Считается, что каждая струя от взрывной электронной эмиссии содержит более 10^5 электронов и может достигать предела Рэтера, инициируя возникновение и развитие искрового разряда в детекторе [11].

Взрывная электронная эмиссия может сыграть свою роль также в случае очень низких величин первичной ионизации n_0 , например, от космического излучения. В этом случае лавинный процесс также запускается, но не имеет достаточно большой величины, чтобы достигнуть предела Рэтера и вызвать возникновение и развитие искрового разряда. Однако положительные ионы из этой лавины могут быть локализованы на диэлектрических микроплощадках и вызвать спонтанную взрывную эмиссию электронов. Этим эффектом объясняется происхождение спонтанных больших импульсов, хаотично наблюдаемых в газовых детекторах, которые не облучаются большими потоками частиц.

3. КАСКАДНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ GEM

Максимальное электронное размножение в газовых детекторах типа MPGD может быть получено при каскаде из нескольких GEM или TGEM, работающих в тандемном режиме. Такой процесс можно осуществить при следующих условиях.

1. Каждый детектор в каскаде работает при низком напряжении, так что влияние дефектов на возникновение и развитие искрового разряда сказывается в меньшей степени.

2. Предел Рэтера определяется зарядовой плотностью в лавине. Расчеты и измерения элек-

тронной структуры в GEM показали, что зарядовое лавинное облако имеет тенденцию к расширению/диффузии вследствие веерной формы электрического поля на границах отверстия (рис. 3) [12].

Эффект в виде быстрой диффузии приводит к тому, что электроны из лавины покидают отверстие из области размножения равномерно во всех направлениях. При этом они имеют более высокую температуру, чем первичные электроны. Так как положение электронного облака на считывающей плате определяется обычным методом нахождения центра тяжести этого облака, то данная диффузия практически не влияет на пространственное разрешение одиночного или каскадного GEM-детектора.

Результаты измерений предела Рэтера в случае каскадного детектора при небольшом значении числа первичных электронов n_0 оказываются всегда завышенными. Это объясняется именно тем фактом, что силовые линии электрического поля имеют расходящийся вид на границах GEM, в результате чего зарядовая плотность на выходе из отверстий каскадных GEM снижается по сравнению с электрическим полем в одиночных GEM, заметно уменьшая вероятность возникновения и развития искрового разряда.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В КАСКАДНЫХ MPGD

Несмотря на то что в каскадных MPGD предел Рэтера существенно выше, чем в однокаскадных детекторах, распространение искрового разряда от одного детектора к другому может произойти за счет жестких ультрафиолетовых лучей, так что

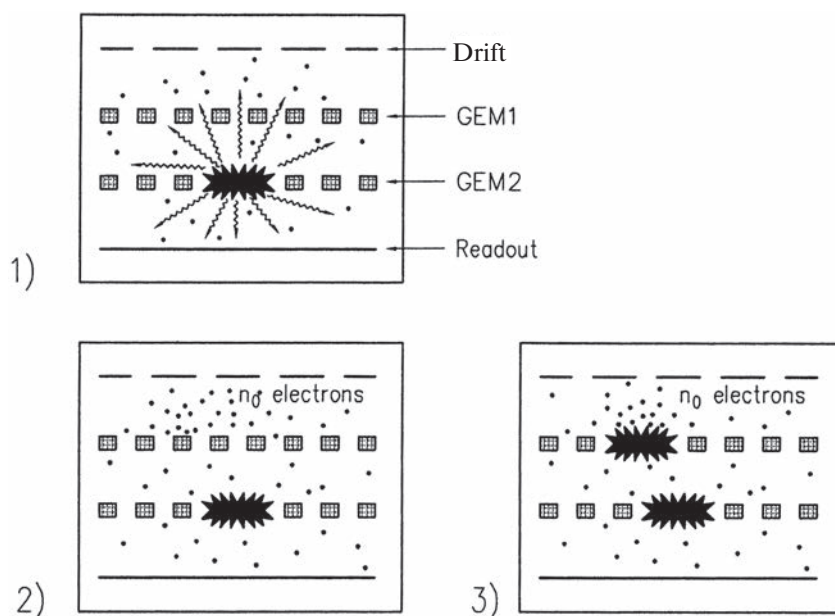


Рис. 4. Схема распространения искрового разряда в каскаде газоплазменных умножителей от GEM_2 к GEM_1 [13]: шаг 1 — ультрафиолетовые фотоны от искрового разряда в GEM_2 фотоионизируют газ во входном детекторе GEM_1 , включая дрейфовую область; шаг 2 — вторичные электроны запускают лавинный процесс в GEM_1 ; шаг 3 — возникновение и развитие искрового разряда при достижении предела Рэтера. Drift — дрейфовый электрод, Readout — считывающий электрод.

применение таких устройств при высоких нагрузках ограничено.

На рис. 4 показана схема с каскадом из двух GEM, облучаемых рентгеновскими лучами [13]. Газовые усиления, поток X-лучей и расстояния между GEM определяют предел Рэтера в данном случае.

Максимальная величина усиления $A_{\max}$ для GEM_1 является всегда более высокой, чем для GEM_2 . В этом смысле GEM_2 считается слабым звеном в каскаде по отношению к возникновению и развитию искрового разряда из-за того, что полный заряд в лавине в GEM_2 всегда выше, чем в GEM_1 . При этом распространение искрового разряда не зависит от величины напряженности поля между GEM_1 и GEM_2 . Искровой разряд можно прекратить только при расстоянии между этими умножителями ≥ 25 мм. Также установлено, что временная задержка в появлении разрядных импульсов на электродах GEM_1 относительно GEM_2 не зависит от расстояния между ними и составляет приблизительно 10 нс. Этот факт свидетельствует о том, что фотонная обратная связь является основным эффектом, ответственным за распространение искрового разряда, поскольку дрейфовая ионная составляющая гораздо медленнее преодолевает переходный промежуток в

3 мм между GEM_1 и GEM_2 (60–130 мкс), а для электронов эта величина составляет 50–70 нс.

При определенных обстоятельствах искровой разряд в GEM_2 может распространиться по всем направлениям, включая движение вниз к считывающей плате/коллектору, и, следовательно, разрушить считывающую электронику.

Все-таки каков наиболее вероятный механизм такого распространения? Возможно, что разряд из GEM_2 распространяется посредством стримерного разряда. Но поскольку электрическое поле между GEM_1 и GEM_2 является очень слабым и даже реверсным в некоторых случаях, то вероятность стримерного распространения разряда очень мала, поскольку в этом случае требуется достаточно сильное электрическое поле.

Таким образом, главным источником распространения искрового разряда являются созданные фотоэлектронами вторичные электроны в зоне дрейфа каскадной конструкции выше отверстий GEM_1 (шаг 1), которые запускают лавинное размножение в GEM_1 (шаг 2). В результате при удовлетворении предела Рэтера возникает и развивается искровой разряд (шаг 3).

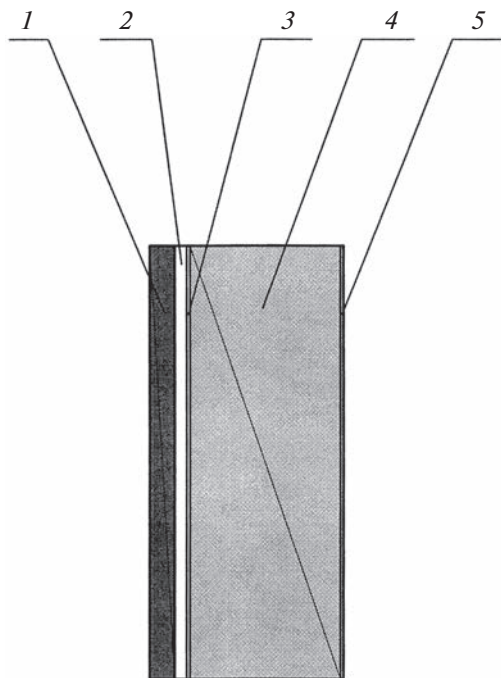


Рис. 5. Структура детектора MICROMEGAS [14]. 1 — печатная плата из стеклотекстолита толщиной 0.4 мм; 2 — газовый усилительный зазор шириной 100 мкм; 3 — микросетка из никеля толщиной 4 мкм; 4 — дрейфовый газовый зазор шириной 2.5 мм; 5 — дрейфовый электрод из никеля толщиной 7 мкм.

5. РАСЧЕТЫ И ИЗМЕРЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В MICROMEGAS И GEM В АДРОННЫХ ПУЧКАХ

5.1. Взаимодействие пионов с материалом детекторов MPGD

Как было показано выше, при облучении MPGD рентгеновским излучением различных энергий, а также α - или β -источником полный заряд в лавинном размножении электронов может превышать предел Рэтера детектора.

Исследование характеристик MICROMEGAS и GEM — наиболее продвинутых детекторов — в высокоинтенсивных пучках пионов показало, что даже при относительно низком коэффициенте газового усиления A имела некоторая вероятность возникновения и развития искрового разряда в этих детекторах, несмотря на малое число первичных электронов.

Такое явление было впервые объяснено расчетным путем с использованием программы Geant 4 в работе [14]. Главное условие заключалось в том, что процесс возникновения и развития искрового разряда происходит при достижении предела Рэтера, когда число первичных электронов n_0 превышает $q_{\max}/A$ (см. формулу (1)). Вопрос заключался в следующем: каким образом

процесс возникновения и развития искрового разряда происходит при низком значении A ?

Расчеты по Geant 4 показали, что адроны с достаточно высоким моментом посредством ядерного взаимодействия с газом или материалом детектора производят некоторые другие тяжело ионизирующие частицы, в отличие от минимально ионизирующих частиц.

На рис. 5 приведена структура детектора MICROMEGAS, принятая за основу в данных расчетах. Детектор состоит из следующих элементов, через которые проходят пионы: печатной платы PCB (1) из стеклотекстолита толщиной 0.4 мм с медными считывающими полосами толщиной 7 мкм, шириной 250 мкм и шагом 317 мкм; газового усилительного зазора 2 шириной 100 мкм; микросетки 3 из никеля толщиной 4 мкм с квадратными отверстиями со стороной 37 мкм и шагом 50 мкм; дрейфового газового зазора 4 шириной 2.5 мм; дрейфового электрода 5 в виде микросетки из никеля толщиной 7 мкм с отверстиями диаметром 40 мкм с шагом 100 мкм. Газовая смесь состояла из аргона и изобутана (в соотношении 89:11) при атмосферном давлении. Спейсеры между анодными полосами и микросеткой не устанавливались во избежание электрических утечек.

На рис. 6 приведена вероятность возникновения и развития искрового разряда для разного типа вторичных частиц, образующихся при столкновении пионов с энергией 15 ГэВ с материалом MICROMEGAS.

Количество вторичных электронов составляет 1.26% от общего числа вторичных частиц. Вероятность создания частиц других типов варьируется от 10^{-8} до 10^{-4} , что свидетельствует о возможности их появления в больших количествах при высокой светимости. Они имеют обычно небольшой момент, сравнимый с моментом тяжело ионизирующих α -частиц, и поэтому могут внести существенный вклад в вероятность возникновения и развития искрового разряда.

5.2. Влияние газовой смеси на возникновение и развитие искрового разряда

Расчеты по Geant показали, что вероятность возникновения и развития искрового разряда для аргоновых и неоновых газовых смесей подчиняется практически одинаковому энергетическому закону. Отличие заключается лишь в том, что на создание свободного электрона в неоне требуется 36.3 эВ, а в аргоне — 26 эВ, и поэтому вероятность возникновения искрового разряда в неоне существенно меньше, чем в аргоне, с учетом разницы в диэлектрической прочности в данных газах. После нормализации полученных амплитудных распределений по отношению к известной характеристике для α -частицы ^{241}Am (5.5 МэВ) можно

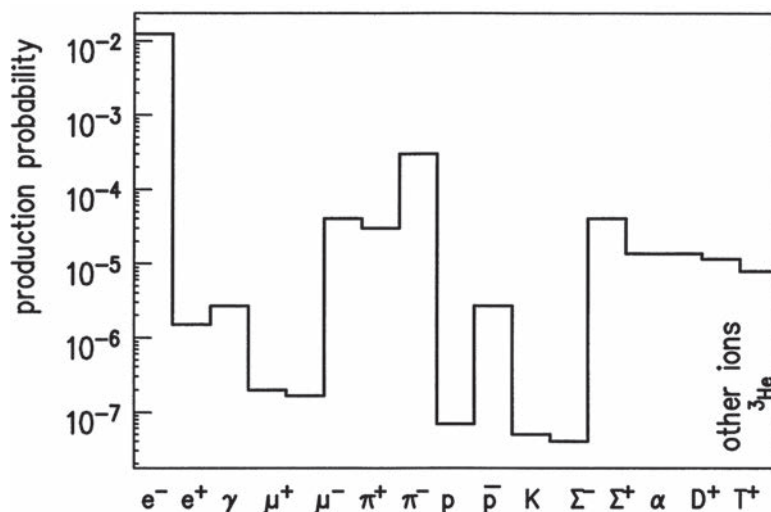


Рис. 6. Вероятность возникновения и развития искрового разряда для разного типа вторичных частиц, образующихся при столкновении пионов с энергией 15 ГэВ с материалом MICROMEGAS [14]. По оси ординат отложены значения вероятности возникновения искрового разряда; по оси абсцисс — ряд вторичных частиц в порядке возрастания массы, полученных в результате взаимодействия с материалом детектора.

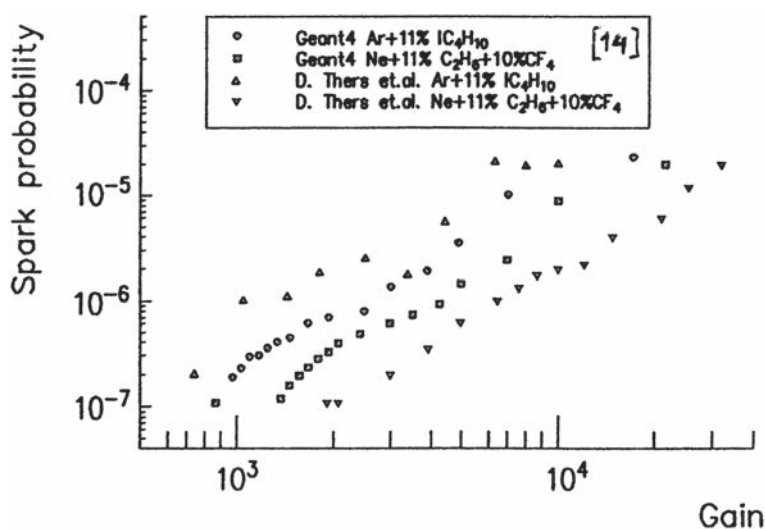


Рис. 7. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по вероятности возникновения искрового разряда в неоновых и аргоновых газовых смесях в зависимости от величины газового усиления по результатам работы [14]. По оси ординат — вероятность возникновения искрового разряда в MICROMEGAS; по оси абсцисс — коэффициент газового усиления.

утверждать, что предел Рэтера в данных газах достигается независимо от выбора газа.

На рис. 7 приведены расчетные и экспериментальные данные из работы [14] по вероятности возникновения и развития искрового разряда в аргоновых и неоновых газовых смесях в зависимости от величины газового усиления.

Наблюдаемый эффект увеличения вероятности процесса возникновения и развития искрового разряда, согласно расчетам, скорее всего, связан не с ядерными столкновениями в газах, а вы-

зван в основном повышением выделения энергии из материала детектора в объеме прямоугольного бокса с размерами $0.30 \times 0.30 \times 2.5$ мм в дрейфовой области. Поперечный размер выбран исходя из опытных данных по наведенному заряду на одном анодном стрипе шириной 250 мкм.

Следует также отметить, что толщина и способ изготовления микросетки (плоская толщиной 7 мкм или витая проволока диаметром 30 мкм) мало влияют на вероятность возникновения ис-

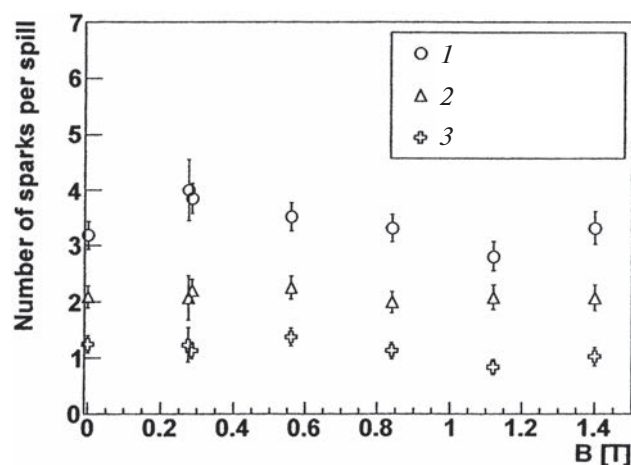


Рис. 8. Зависимость числа искровых разрядов за сброс пучка пионов от величины напряженности поперечного магнитного поля B в трех детекторах MICROMEGAS с различной толщиной микросетки [15]: 1 – детектор № 1 с толщиной микросетки 30 мкм; 2 – детектор № 2 с толщиной сетки 14 мкм; 3 – детектор № 3 с толщиной сетки 4 мкм.

крового разряда по сравнению с анодной плоскостью из стеклотекстолита толщиной 0.4 мм.

Тесты с двумя различными конструкциями входного окна (майлар толщиной 7 мкм или витая никелевая проволока диаметром 30 мкм) показали, что значительно меньшая (на два порядка) вероятность возникновения искрового разряда характерна для случая с применением майлара.

5.3. Исследование вероятности возникновения и развития искрового разряда в сборке детекторов MICROMEGAS–GEM

При работе в ЦЕРН на пучках заряженных частиц с энергией в диапазоне 10–150 ГэВ отмечено, что вероятность возникновения и развития искрового разряда в сборке MICROMEGAS–GEM существенно меньше, чем в каждом из этих детекторов в отдельности. Влияние фольги детектора GEM на процесс возникновения и развития искрового разряда в детекторе MICROMEGAS можно объяснить, используя дополнительный фактор в виде зарядовой плотности в локальном объеме вблизи микросетки детектора MICROMEGAS. Исходя из расчетов по Geant 4 можно утверждать, что зарядовая плотность может быть более удобным параметром при определении вероятности возникновения и развития искрового разряда, чем полное число электронов в отдельном лавинном процессе в случае применения порога Рэтера. В связи с этим становится более понятной роль металлических электродов GEM, в которых электрическое поле в зоне усиления становится расходящимся (см. рис. 3), что приводит к значи-

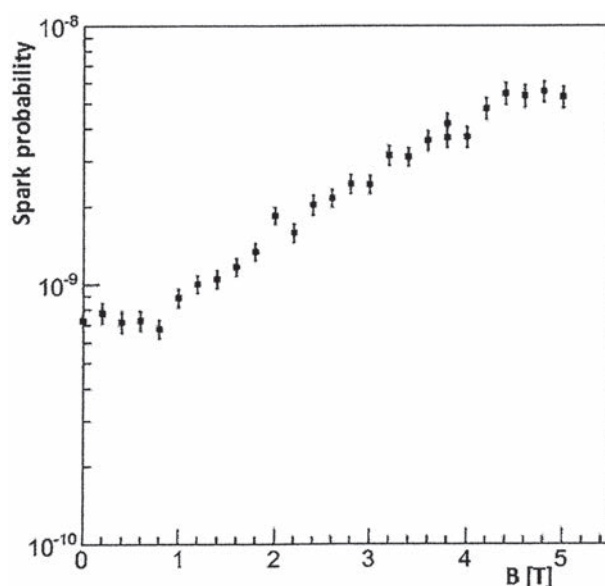


Рис. 9. Зависимость вероятности возникновения искрового разряда в детекторе MICROMEGAS от величины продольного магнитного поля [15]. По оси ординат — вероятность возникновения искрового разряда; по оси абсцисс — величина продольного магнитного поля.

тельному уменьшению зарядовой плотности и снижению вероятности возникновения и развития искрового разряда вблизи микросетки MICROMEGAS независимо от энергии пучка.

Проверка расчетных данных по снижению вероятности возникновения и развития искрового разряда осуществлялась при работе сборки MICROMEGAS–GEM на пучках с магнитным полем, направленным перпендикулярно или параллельно внешнему электрическому полю в детекторах. В случае поперечного магнитного поля не наблюдалось сколь-нибудь заметного возникновения и развития искрового разряда вплоть до угла наклона Лоренца, равного 20° (рис. 8).

В случае приложения параллельного магнитного поля электроны фокусировались вокруг магнитных силовых линий, что приводило к уменьшению поперечной диффузии и увеличению зарядовой плотности с возрастанием числа искровых разрядов (рис. 9).

Результаты испытаний по вероятности возникновения и развития искрового разряда как функции полного газового усиления $A_{\max}$ в сборке MICROMEGAS–GEM при разных зазорах между ними (1–2 мм) в зависимости от напряжения на GEM позволяют сделать следующие выводы:

а) значительное снижение вероятности возникновения искрового разряда наблюдается при наименьшем усилении (≤ 10) в GEM;

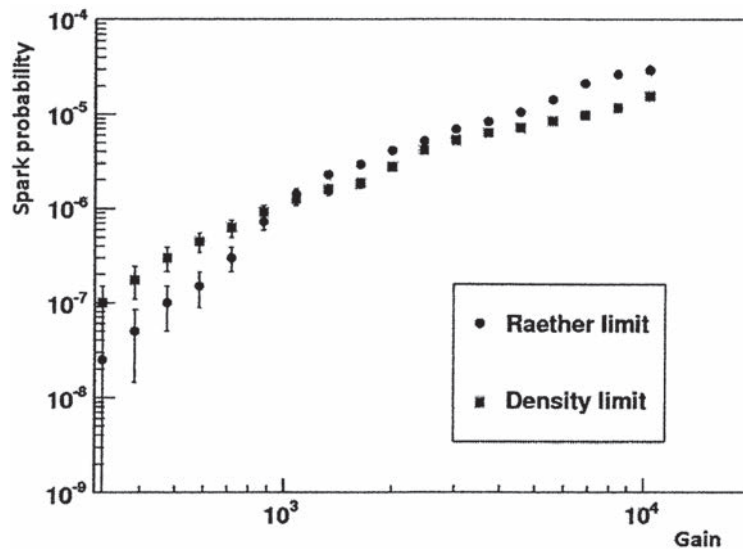


Рис. 10. Зависимости вероятности возникновения искрового разряда в детекторе MICROMEGAS, согласно расчетам по Geant 4, с применением как предела Рэтера, так и предела зарядовой плотности при облучении пучком π^- с энергией 10 ГэВ. По оси ординат — вероятность искрового разряда; по оси абсцисс — коэффициент газового усиления [15].

б) при среднем значении усиления (≤ 100) в GEM вероятность возникновения и развития искрового разряда не зависит от ширины зазора;

в) при больших значениях усиления (≥ 1000) в GEM длина транспортного зазора играет заметную роль: чем больше зазор, тем меньше вероятность возникновения и развития искрового разряда;

г) при высоких значениях усиления в GEM наступает насыщение вероятности возникновения и развития искрового разряда.

5.4. Новый способ описания модели возникновения и развития искрового разряда посредством критической плотности поверхностного заряда

Отмеченные выше особенности не могут быть достаточно полно объяснены в рамках той модели, в которой искровой разряд инициируется только созданием критического числа электронов в одной лавине. Новая модель уже упоминалась в расчетах по Geant 4 [6] при рассмотрении выделения больших энергий, происходящих в небольших объемах детектора. Эти выделения конвертировались в число электронов N , что приводило к процессу возникновения и развития искрового разряда в случае, когда произведение AN (где A — коэффициент газового усиления) превышает предел Рэтера или равно ему: $AN \geq N_R$, где $N_R \geq 10^7$. Однако такой расчет не учитывал доли потерь энергии в различных частях объема детектора. С учетом поперечной диффузии электронов при дрейфе в детекторе MICROMEGAS выделение энергии и искровой разряд должны иметь место вблизи мик-

росетки. Оценивая размер электронного облака равным ширине анодного стрипа и считая его точечным, можно выразить поверхностную плотность в следующем виде:

$$d_s = 4AE_{\text{отл}}/(\pi w_i[a(EB)Z]^2), \quad (3)$$

где $E_{\text{отл}}$ — энергия, выделенная из материала детектора, 0.1–1 МэВ [15]; w_i — потенциал ионизации газа; $A(EB)$ — расчетный параметр, оценивающий поперечную диффузию в газе при заданных величинах напряженностей электрического и магнитного полей; Z , мкм — расстояние от микросетки до считывающего стрипа.

В случае применения сборки MICROMEGAS — GEM полное усиление A берется с учетом того факта, что выделение энергии происходит в дрейфовом промежутке конверсии перед GEM. Условие возникновения и развития искрового разряда теперь можно представить как

$$d_s \geq d_s^{\text{lim}}, \quad (4)$$

где d_s^{lim} — критическая зарядовая плотность.

На рис. 10 показаны зависимости вероятностей возникновения и развития искрового разряда от полного усиления в сборке, полученные с помощью как предела Рэтера, так и зарядовой плотности, которые почти совпадают при едва заметном меньшем наклоне в случае с зарядовой плотностью.

Таким образом, численное значение зарядовой плотности после подстановки всех коэффициентов составит

$$d_s^{\text{lim}} = 2 \cdot 10^9 \text{ электронов/мм}^2. \quad (5)$$

Это означает, что данные, воспроизводимые с помощью предела Рэтера, могут быть описаны альтернативным путем через параметр критической зарядовой плотности, позволяющий оценить роль материала детекторов как в сборках, так и раздельно при расчетах и измерениях вероятности образования искр.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено детальное исследование особенностей процесса возникновения и развития искрового разряда в MPGD в лабораторных условиях и на пучках заряженных частиц в ускорителях. Можно сделать вывод о том, что зарядовый предел Рэтера, вторичная электронная эмиссия, перекрестное наложение лавин, положительная ионная обратная связь, взрывная электронная эмиссия, каскадирование детекторов в той или иной мере объясняют причины процесса возникновения и развития искрового разряда. Введение дополнительного параметра в виде зарядовой плотности $d_s^{\text{lim}} = 2 \cdot 10^9$ электронов/мм², согласно результатам, полученным при работе сборки GEM–MICROMEGAS на пучке пионов с энергией 150 ГэВ, дает основание для лучшего понимания процесса возникновения и развития искрового разряда, что позволит сделать следующий шаг в разработке MPGD в ближайшие годы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sauli F.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 1997. V. 386. № 2–3. P. 531.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)01172-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01172-2)
2. *Raether H.* // Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworths, 1964.
3. *Разин В.И.* // ПТЭ. 2021. № 6. С. 5.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221060057>
4. *Francke T., Peskov V.* Innovative Applications and Developments of Micro-Pattern Gaseous Detectors. IGI global, 2014. <http://doi.org/10.4018/978-1-4666-6014-4>
5. *Thers D., Abbon P., Ball J., Bedfer Y., Bernet C., Carasco C., Delagnes E., Durand D., Faivre J.-C., Fonvieille H., Giganon A., Kunne F., Le Goff J.-M., Lehar F., Magnon A. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2001. V. 416. P. 23.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00769-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00769-0)
6. *Procureur S., Ball J., Konczykowski P., Moreno B., Moutarde H., Sabatie F.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2010. V. 621. P. 177.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.05.024>
7. *Sauli F.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2002. V. 477. P. 1.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01903-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01903-9)
8. *Fonte P., Peskov V., Ramsey B.D.* // IEEE Trans. Nucl. Scie. 1999. V. 46. P. 321. doi 775537.
<https://doi.org/10.1109/23>
9. *Nappi E., Peskov V.* Imaging gaseous detectors and their applications. Hoboken. NY: Wiley, 2013.
<https://doi.org/10.1002/9783527640294>
10. *Malter L.* // Phys. Rev. 1936. V. 50. P. 48.
<https://doi.org/10.1103/Phys.Rev.50.48>
11. *Jacobaeus C., Danielsson M., Fonte P., Francke T., Ostling J., Peskov V.* // IEEE Transactions on NS. 2002. V. 49. № 4. P. 1622.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2002.801480>
12. *Fonte P., Peskov V., Ramsey B.D.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 1998. V. 416. P. 23.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00649-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00649-4)
13. *Bachmann S., Bressan A., Capeans M.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2002. V. 479. P. 294.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00931-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00931-7)
14. *Procureur S., Aune S., Ball J., Charles G., Moreno B., Moutarde H.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2011. V. 659. № 1. P. 91.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.08.033>
15. *Procureur S., Aune S., Ball J., Charles G., Moreno B., Moutarde H., Sabatie F.* // JINST. 2012. V. 7 № 6. P. C06009.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/06/C06009>