

А. Ф. Бузулуцков

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: A.F.Buzulutskov@inp.nsk.su

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ КАСКАДНЫХ ГАЗОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ (ОБЗОР)

Рассматриваются физические основы работы каскадных газовых электронных умножителей (ГЭУ), их характеристики и некоторые физические эффекты, связанные с их работой. В частности изучаются механизмы электронных лавин в благородных газах, в том числе при больших плотностях и низких температурах, а также эффекты ионного обратного тока, фотонных и ионных обратных связей.

Ключевые слова: газовые электронные умножители, электронные лавины.

Введение

В физике высоких энергий газовые детекторы, работающие в лавинном режиме, составляют самый распространенный класс детекторов излучений. Разработка микроструктурных газовых детекторов (МСГД) [1] привела к существенному улучшению пространственного разрешения и загрузочной способности газовых детекторов, что является совершенно необходимым для работы в условиях центральных трековых систем на строящихся и проектируемых ускорителях частиц на встречных пучках.

Газовый электронный умножитель (ГЭУ), или Gas Electron Multiplier (GEM) [2; 3], относится к классу МСГД и, очевидно, является его наиболее успешным представителем. Он был изобретен Ф. Саули в 1996 г. [4]. В ГЭУ используется новый принцип газового усиления, а именно усиление в отверстиях. Одним из важнейших следствий этого принципа является возможность образования каскадных ГЭУ. В результате трехкаскадные ГЭУ стали самым распространенным типом МСГД.

Интерес к детекторам на основе каскадных ГЭУ постоянно растет, а возможности их применения давно вышли за рамки собственно физики высоких энергий (см. обзор [3]). В частности, каскадные ГЭУ находят применение в трековых детекторах [5; 6; 7],

быстрых детекторах для триггерных систем [8], торцевых детекторах для время-проекционных камер [9; 10], черенковских детекторах [11], нейтронных детекторах [12], детекторах синхротронного излучения [13], газовых фотодетекторах [14]. Криогенные лавинные детекторы на основе каскадных ГЭУ [15; 16; 17] предполагается применить для регистрации нейтрино [18; 19], темной материи [20; 21] и когерентного рассеяния нейтрино на ядрах [22; 23].

В связи с этим актуальной является задача изучения физических основ работы каскадных ГЭУ. По многообразию физических эффектов, лежащих в основе работы и обнаруженных в процессе исследований, каскадные ГЭУ превзошли все предшествующие газовые детекторы. Например, было открыто уникальное свойство каскадных ГЭУ эффективно работать в чистых благородных газах [24], в том числе при низких температурах [15]. Это, в частности, позволило измерить ионизационные коэффициенты благородных газов в ранее недоступных диапазонах плотностей и температур [3].

В настоящей работе, рассматриваются принципы и физические основы работы каскадных ГЭУ, их характеристики, а также некоторые физические эффекты, связанные с их работой, – такие, как электронные лавины в благородных газах, фотонные и ионные обратные связи, ионный обратный ток.

Принципы работы каскадных ГЭУ

Газовый электронный умножитель [2; 4] в «стандартном» исполнении представляет собой тонкую диэлектрическую полиамидную (каптоновую) пленку, толщиной 50 мкм, покрытую с обеих сторон медной фольгой толщиной 5 мкм, в которой проделано множество отверстий (рис. 1). Отверстия имеют форму двойного конуса и расположены в виде гексагональной матрицы; их шаг составляет 140 мкм, а диаметр 60–80 мкм по металлу и 40–60 мкм в центре пленки. ГЭУ изготавливается с помощью фотолитографии путем химического травления металла и диэлектрика с обеих сторон пленки.

При подаче разности потенциалов между металлическими электродами в отверстиях образуется сильное электрическое поле – порядка 60 кВ/см (см. рис. 1). Существенно, что силовые линии поля фокусируются в отверстиях. На рис. 2 показано распределение напряженности поля вдоль оси отверстия для различных его диаметров [25]. Видно, что чем меньше диаметр отверстия, тем больше электрическое поле в отверстии приближается к полю плоскопараллельного промежутка.

Первичные электроны, рожденные излучением в газовом промежутке перед ГЭУ (называемом дрейфовым промежутком), дрейфуют вдоль силовых линий и фокусируются в отверстиях, в которых под действием сильного электрического поля развиваются электронные лавины. Таким образом, каждое отверстие

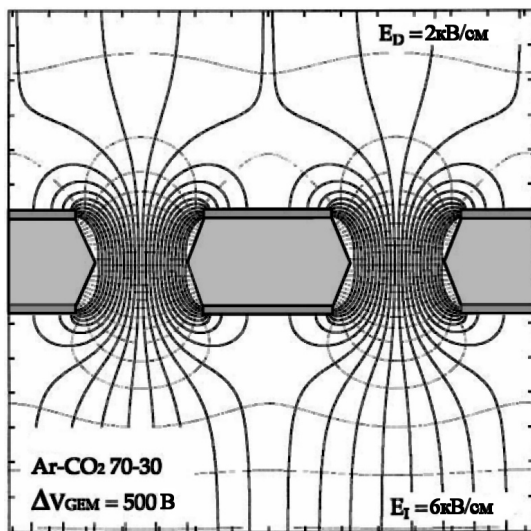


Рис. 1. Картина электрического поля в ГЭУ для типичных условий работы [25]

представляет собой независимый пропорциональный счетчик. Заметная часть электронов лавины может выйти из отверстия в газовый промежуток для усиления в последующих усилительных каскадах или для регистрации на анодном (считывающем) электроде. Именно уникальная способность ГЭУ работать в каскадной конфигурации [24; 26] является его главным преимуществом перед другими газовыми детекторами.

Другим замечательным свойством детекторов на основе ГЭУ является возможность пространственного разделения процессов усиления и считывания за счет использования считывающего электрода [27], сигнал на котором наводится движением электронов в так называемом индукционном промежутке. В этом случае сигнал получается быстрым, так как ионы не принимают участия в его формировании, а считывающая электроника не подвергается пробоям. При измерении координат трека частиц в качестве анода обычно используется однослойная или двухслойная полосковая структура [27; 28], позволяющая осуществлять соответственно одномерный или двумерный съем информации. В некоторых случаях анод ГЭУ выполняется в виде площадок [10; 29], чтобы обеспечить максимальное разрешение для многотрековых событий.

Так как часть силовых линий поля в отверстии замыкается на «нижнем» электроде ГЭУ (см. рис. 1), значительная часть электронов лавины (от $\frac{1}{2}$ до $\frac{2}{3}$) будет собираться на нем и, следовательно, будет потеряна для

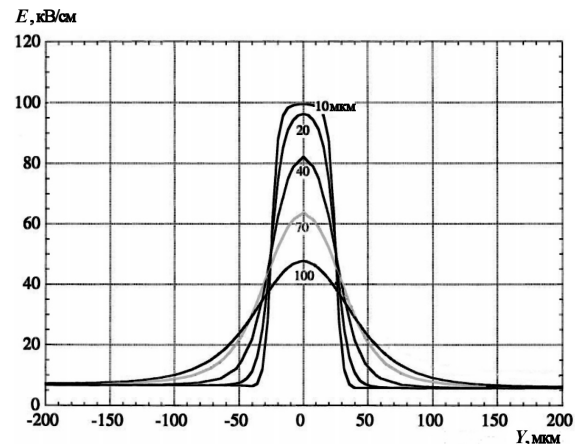


Рис. 2. Напряженность электрического поля в зависимости от координаты вдоль оси отверстия ГЭУ для различных диаметров отверстия по металлу [25]. $\Delta V_{\text{GEM}} = 500$ В, толщина диэлектрика (каптона) 50 мкм, толщина медных электродов 5 мкм

регистрации на считывающем электроде. Поэтому различают «реальное» усиление ГЭУ, соответствующее полному заряду в лавине, и «эффективное» усиление, соответствующее заряду, измеряемому на считывающем электроде [25]. Очевидно, что эффективное усиление всегда меньше реального. Оно зависит от диаметра и шага отверстий, а также от поля в промежутке, следующем за ГЭУ. Это поле называется транспортным полем (E_T), если промежуток ограничивается следующим ГЭУ в каскаде, или индукционным полем (E_I), если промежуток ограничивается считывающим электродом.

На рис. 3 показано, как зависит реальное и эффективное усиление ГЭУ от диаметра отверстий при фиксированном шаге отверстий и напряжении на ГЭУ [25]. С уменьшением диаметра поле в отверстии растет (см. рис. 2) и соответственно растет усиление (см. рис. 3). Рост эффективного усиления останавливается при диаметре отверстия 70 мкм, что обусловлено падением эффективности фокусировки электронов в отверстия из дрейфового промежутка. Поэтому оптимальным значением диаметра отверстий считается 70–80 мкм.

Достоинствами ГЭУ являются высокое пространственное разрешение (до 40 мкм [26; 30]), высокое временное разрешение (до 4 и 2 нс для минимально ионизирующих частиц [8] и одиночных электронов [31]), соответственно высокая загрузочная способность (свыше 3×10^6 частиц/с мм² [32]), пониженная скорость старения, соответствующая прошедшему заряду более 20 мКл/мм² [33; 34].

Как уже отмечалось, одним из главных достоинств ГЭУ является возможность их каскадирования. Наибольшее распространение в качестве детекторов излучений получили трехкаскадные ГЭУ [24; 28]. Типичный трехкаскадный ГЭУ, используемый, в частности, в трековых детекторах, включает в себя катод, три ГЭУ и анод (считывающий электрод). На рис. 4 приведены общепринятые названия промежутков и электрических полей в каскадных ГЭУ. Размеры дрейфового промежутка (между катодом и первым ГЭУ), транспортных промежутков (между ГЭУ) и индукционного промежутка (между последним ГЭУ и анодом) составляют 3, 1–2 и 1–2 мм соответственно. Высокое напряжение на электродах подается через делитель напряжения.

Наряду с сохранением таких достоинств ГЭУ, как хорошее пространственное и временное разрешение, высокая загрузочная способность и пониженная скорость старения, каскадные ГЭУ обладают рядом дополнительных преимуществ, вытекающих из принципов их работы. Например, увеличивая число каскадов, можно достичь очень больших усилений. В частности, максимальное усиление трехкаскадного ГЭУ на порядок превышает максимальное усиление двухкаскадного ГЭУ, достигая 10^5 в большинстве газовых смесей с молекулярными добавками [24; 31]. К другим преимуществам относятся: подавление пробоев при работе в интенсивных пучках частиц [28; 36], работа с высокими усилениями в чистых благородных [24; 37] и чистых мо-

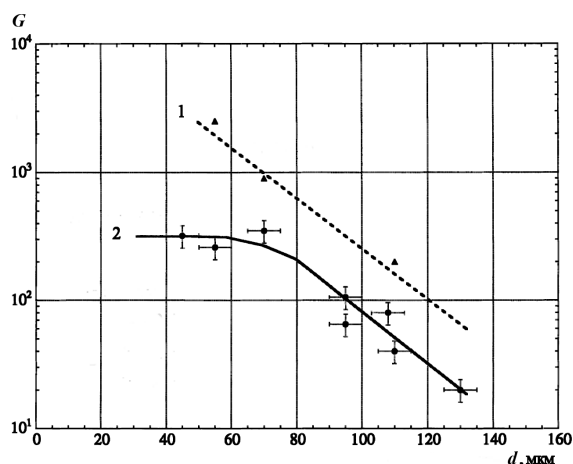


Рис. 3. Реальное (1) и эффективное (2) усиление однокаскадного ГЭУ в зависимости от диаметра отверстий по металлу в $\text{Ag} + 30\% \text{CO}_2$ [25]. $\Delta V_{\text{GEM}} = 500 \text{ В}$; $E_D = 1 \text{ кВ/см}$; $E_I = 3 \text{ кВ/см}$

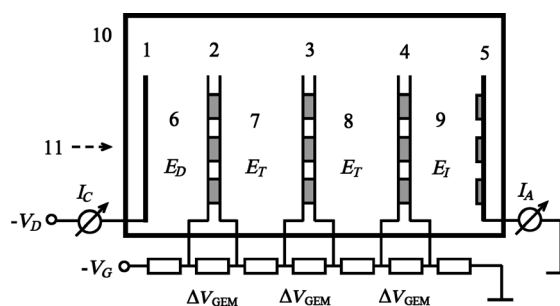


Рис. 4. Типичная схема трехкаскадного ГЭУ [35]: 1 – катод; 2 – первый ГЭУ; 3 – второй ГЭУ; 4 – третий ГЭУ; 5 – анод (считывающий электрод); 6 – дрейфовый промежуток; 7, 8 – транспортные промежутки; 9 – индукционный промежуток; 10 – корпус детектора; 11 – излучение; ΔV_{GEM} – напряжение на одном ГЭУ; E_D – дрейфовое поле; E_T – транспортное поле; E_I – индукционное поле; V_G – напряжение на делителе; V_D – напряжение на катоде; I_C – катодный ток; I_A – анодный ток

лекулярных [31] газах, эффективное подавление фотонных [24; 31] и ионных [25; 35; 38] обратных связей, способность работать в отпаянных детекторах [39; 40]. Остановимся на некоторых из этих характеристик подробнее. Все характеристики, представленные в настоящем разделе, получены при атмосферном давлении.

На рис. 5 показаны усилительные характеристики трехкаскадного ГЭУ в различных газовых смесях благородных газов с молекулярными добавками [30; 31; 35]. Видно, что в этих смесях максимальные усиления не сильно зависят от состава, достигая нескольких сот тысяч. Этого усиления уже достаточно для эффективной работы трекового детектора, в том числе с двумерным считыванием координат. Еще более высокие усиления были получены в чистом CF_4 – вплоть до 10^7 [31].

Рис. 6 иллюстрирует форму анодного сигнала в трехкаскадном ГЭУ в типичной газовой смеси – $\text{Ar} + 10\% \text{CH}_4$ [24]. Форма сигнала определяется диффузией электронов при их движении через детектор, а также наведением сигнала при их движении через индукционный промежуток. Очевидно, что решающим фактором, влияющим на форму сигнала, является скорость дрейфа электронов. Поэтому в «быстрых» газовых смесях сигнал получается коротким; в частности, в данном случае ширина импульса на полувысоте составляет

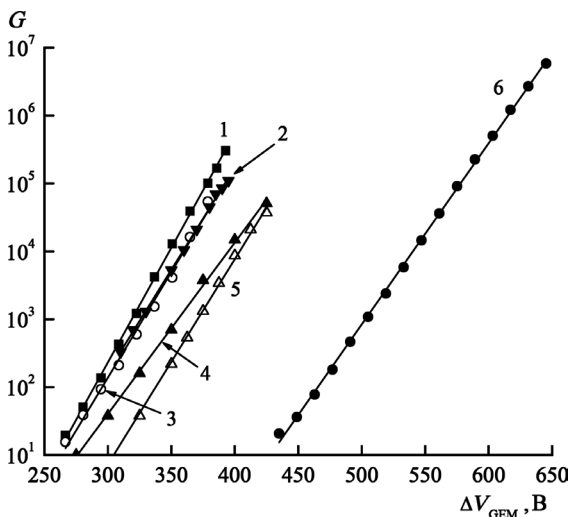


Рис. 5. Усиление трехкаскадного ГЭУ в зависимости от напряжения на одном ГЭУ в различных газовых смесях при атмосферном давлении. Максимальные усиления ограничены пробоями: 1 – $\text{Ar} + 5\% \text{CH}_4$ [31]; 2 – $\text{Ar} + 30\% \text{CO}_2$ [30]; 3 – $\text{Ar} + 2\% \text{N}_2$ [31]; 4 – $\text{Ar} + 10\% \text{CF}_4$ [35]; 5 – $\text{Xe} + 10\% \text{CH}_4$ [35]; 6 – CF_4 [31]

всего 25 нс. Еще более быстрые сигналы наблюдались в смеси Ar с N_2 [24] и в чистом CF_4 [31] – с шириной импульса менее 10 нс.

«Быстрые» газовые смеси обеспечивают не только быстрый сигнал, но и довольно высокое временное разрешение каскадных ГЭУ. Наиболее высокое временное разрешение было получено в газовом фотодетекторе на основе трехкаскадного ГЭУ при работе в чистом CF_4 [31]: оно составило 2 нс для одиночных фотоэлектронов и 0,33 нс для 150 фотоэлектронов, что, по-видимому, является рекордом для газовых детекторов, работающих в пропорциональном режиме.

Одной из важнейших характеристик трековых детекторов на основе ГЭУ является устойчивость к пробоям в интенсивных пучках частиц. В отличие от многопроволочных камер, частые пробои в микроструктурных газовых детекторах ведут к необратимым последствиям – таким, как выгорание анодных полосок в микрополосковых камерах и короткое замыкание через отверстия в ГЭУ. Именно неустойчивость однокаскадных детекторов к пробоям, вызванным прохождением сильно ионизирующих частиц – таких, как альфа-частицы и фрагменты ядер, сделала невозможным их применение в физике высоких энергий [1; 41; 42].

Решением проблемы стал переход к многокаскадным структурам, а точнее к трехкаскадным ГЭУ [24; 28]. На рис. 7 представлены результаты, на основании которых был сделан выбор в пользу трехкаскадного ГЭУ [3; 28]: сравниваются вероятности пробоев на одну падающую частицу для трехкаскадного ГЭУ

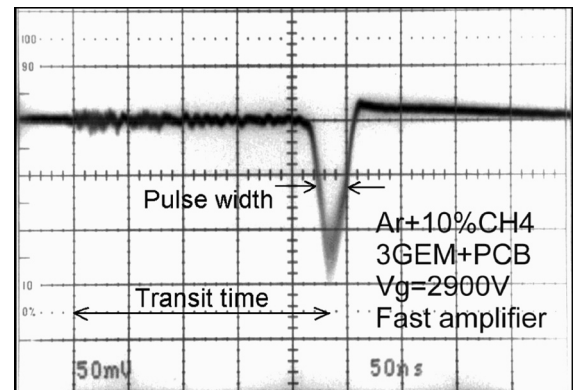


Рис. 6. Анодные сигналы в газовом фотодетекторе на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI фотокатодом в смеси $\text{Ar} + 10\% \text{CH}_4$ при усилении 2×10^4 [24]. Сигнал усилен токовым усилителем

и двухкаскадных структур, а именно двухкаскадного ГЭУ и комбинации ГЭУ с камерой с микроканавками (КМК). Безопасный уровень вероятности пробоев оценивается в величину менее 10^{-11} на частицу [43]. В трехкаскадном ГЭУ он достигается при усилении менее 2×10^4 , в то время как в двухкаскадном ГЭУ и комбинации ГЭУ с КМК – менее 10^3 и 2×10^3 соответственно.

Учитывая данные по эффективности работы детекторов [28], был сделан следующий фундаментальный вывод: двухкаскадные структуры не обеспечивают эффективной работы до начала пробоев, и только трехкаскадные ГЭУ удовлетворяют этому критерию. Считается, что большая устойчивость трехкаскадного ГЭУ к пробоям связана с уменьшением рабочего напряжения на каждом ГЭУ по сравнению с двухкаскадным ГЭУ [36]. По-видимому, именно от величины этого напряжения зависит вероятность пробоя ГЭУ в газовых смесях с молекулярными добавками.

Физические эффекты в каскадных ГЭУ

В процессе изучения характеристик каскадных ГЭУ было обнаружено, что в основе их работы лежат различные физические эффекты [3]. Особенно большое их число наблюдается в детекторах, содержащих каскадный ГЭУ и фотокатод и работающих в чистых благородных газах [24; 44]. Часть из них характерна для газовых детекторов вообще, а часть наблюдалась впервые.

На рис. 8 схематично показаны некоторые из этих эффектов:

1) обратное рассеяние фотоэлектронов на фотокатод, которое приводит к уменьшению квантового выхода фотокатода в газе по сравнению с вакуумом [24; 31; 14; 45];

2) фотонная обратная связь на фотокатод вследствие сцинтилляций лавины в отверстиях ГЭУ и пропорциональных сцинтилляций в дрейфовом промежутке, которая приводит к вторичным импульсам [24; 31];

3) ионная обратная связь с ГЭУ на предыдущие ГЭУ и на фотокатод, вызывающая ион-электронную эмиссию, которая приводит к вторичным импульсам и ограничивает, таким образом, максимальное усиление [24; 37; 44];

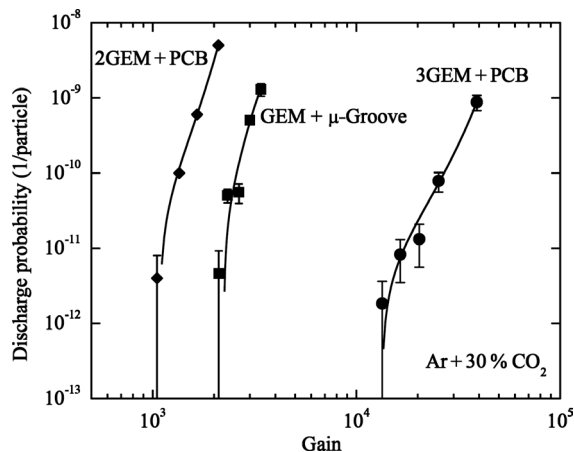


Рис. 7. Вероятность пробоя на одну падающую частицу в зависимости от усиления в трехкаскадном ГЭУ (3GEM + PCB) и в двухкаскадных структурах – двухкаскадном ГЭУ (2GEM + PCB) и комбинации ГЭУ с камерой с микроканавками (GEM + μ-Groove) [3; 28]. Измерения проводились на пучке положительных пи-мезонов с импульсом 350 МэВ/с в смеси Ar + 30 % CO₂

4) ионный обратный ток на предыдущие ГЭУ и на фотокатод [25; 35; 38; 46; 47], приводящий к зарядке диэлектрической поверхности отверстий ГЭУ и поверхности фотокатода при больших плотностях анодного тока и, таким образом, к нестабильности усиления [24; 44; 48];

5) ограничение пространственного развития лавины в отверстиях ГЭУ (так называемый «конфайнмент» лавины), приводящее к отсутствию оптических связей между отверстиями и к насыщению лавины при сравнительно умеренных усилениях [24; 44], что позволяет ГЭУ работать в чистых благородных газах с высокими усилениями;

6) расширение лавины из отверстия или внутри него при больших усилениях [24; 44], приводящее к уменьшению ионного обратного тока [35; 37] и к ограничению на минимальное расстояние между ГЭУ.

Следует упомянуть также другие эффекты, имеющие отношение к работе каскадных ГЭУ: механизмы пробоя в каскадных ГЭУ [28; 36]; пропускание электронов каскадными ГЭУ [25]; влияние магнитного поля на усиление и ионную обратную связь ГЭУ [49]; механизмы электронных лавин в плотных благородных газах [3; 37]; и др. Часть из этих эффектов будет более подробно рассмотрена в последующем. Можно сказать, что по разнообразию физических явлений, происходящих в каскадных ГЭУ, им нет равных среди

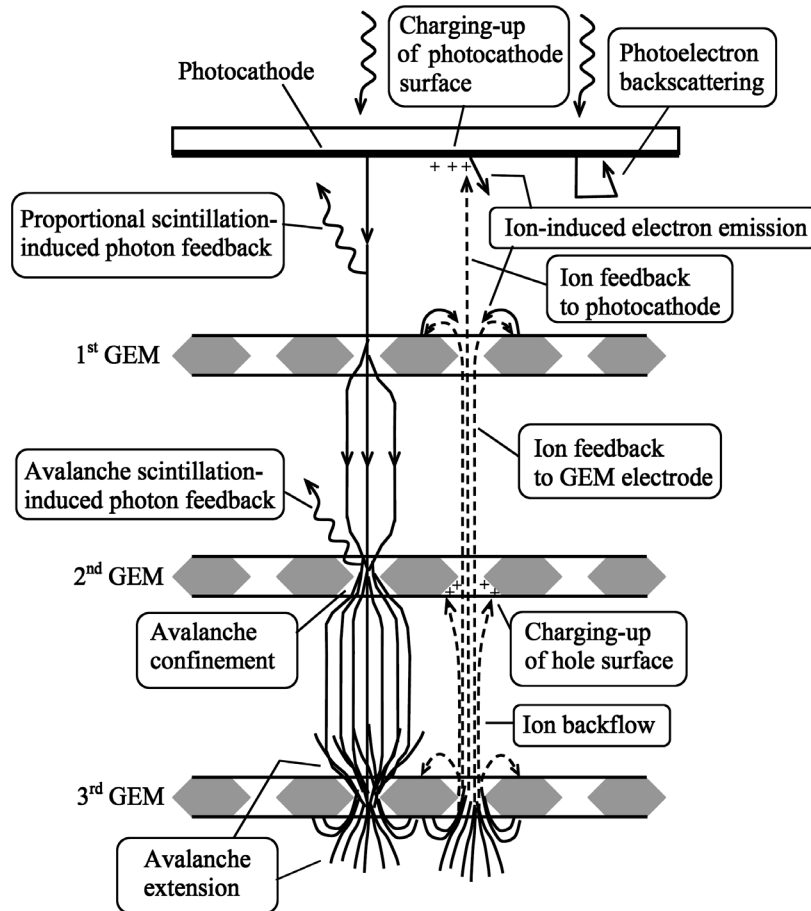


Рис. 8. Физические эффекты и принципы работы газового детектора, содержащего каскадный ГЭУ и полупрозрачный фотокатод и работающего в чистом благородном газе [3; 37; 14]

газовых детекторов. Это позволяет им служить наглядным пособием для изучения физики газовых детекторов.

Работа каскадных ГЭУ в чистых благородных газах

Работа газовых лавинных детекторов в чистых благородных газах представляет интерес прежде всего для разработки криогенных лавинных детекторов, в которых использование молекулярных гасящих добавок невозможно из-за низкой температуры. Она также представляет интерес для отпаянных детекторов с химически инертными газовыми смесями (в частности, для газовых фотодетекторов с химически активными фотокатодами, чувствительными в видимой области) и для детекторов высокого давления.

Работа ГЭУ в чистых благородных газах с высоким газовым усилением сначала наблюдалась в Ag [24; 48], а затем и в остальных благородных газах [3; 37; 50; 51] включая ра-

боту при высоких давлениях. Усилительные характеристики трехкаскадного ГЭУ в чистом Ag показаны на рис. 9. Показаны также усилительные характеристики в смесях Ag с другими благородными газами, а также с некоторыми молекулярными газами [24]. Если максимальные усиления однокаскадного ГЭУ в Ag составляют всего несколько сотен, а двухкаскадного ГЭУ – пару тысяч [48], то усиления трехкаскадных ГЭУ могут уже достигать довольно высоких значений, порядка нескольких десятков тысяч и выше (см. рис. 9). Это на два и более порядка превосходит максимальные усиления, достигаемые в Ag другими газовыми детекторами, в частности пропорциональными счетчиками [52], что является уникальным преимуществом каскадных ГЭУ.

В каскадных ГЭУ, работающих в чистых благородных газах и их смесях, существенную роль играют вторичные процессы, в частности фотонная обратная связь на катод (фотокатод). Действительно, благородные газы являются эффективными сцинтилляторами

в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ) [53], где квантовый выход металлов и их окислов (из которых состоят электроды), а также собственно фотокатодов, может быть достаточно высок.

Фотонная обратная связь вызывается излучением лавины в отверстиях ГЭУ и вторичными сцинтилляциями под действием электрического поля в дрейфовом, транспортном или индукционном промежутке. Последний вид излучения называется пропорциональными сцинтилляциями или электролюминесценцией [53]; в Аг при атмосферном давлении он возникает при напряженности поля свыше 2 кВ/см. Эти эффекты изображены на рис. 8.

В анодных сигналах, усиленных зарядовым усилителем, фотонная обратная связь приводит к увеличению амплитуды сигнала и к характерному закруглению его переднего фронта. Это видно из рис. 10, на котором показаны анодные сигналы с трехкаскадного ГЭУ в газовом фотодетекторе с полупрозрачным CsI фотокатодом в смеси Аг с Хе [24]. Сигналы имеют быструю (первичную) и медленную (вторичную) компоненты, с постоянной времени несколько сот наносекунд и несколько микросекунд соответственно. Временной масштаб медленной компоненты соответствует типичным временам высвечивания сцинтилляций в Аг [53]. Очевидно, что быстрая компонента обусловлена лавинным механизмом, а медленная – фотонной обратной связью. Поэтому на рис. 9 представлены два набора данных: в первом учтена только быстрая компонента анодного сигнала, обусловленная лавинным усилением. Во втором наборе показано суммарное усиление с учетом еще и медленной компоненты сигнала, обусловленной фотонной обратной связью. Видно, что суммарное усиление в Аг и его смесях с Хе и Не в несколько раз выше «первичного» (лавинного) усиления и достигает 10^6 . С другой стороны, даже незначительная добавка молекулярного газа, CH_4 или N_2 , практически полностью подавляет фотонную обратную связь вследствие гашения сцинтилляций в ВУФ области. Очевидно, что практическое значение имеет первичное, лавинное усиление.

Связь между лавинным и суммарным усилением выражается следующим образом. Если постоянная времени зарядового усилителя больше, чем характерное время вторичных

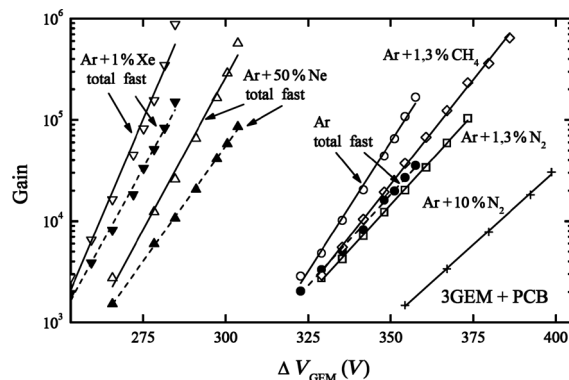


Рис. 9. Усиление трехкаскадного ГЭУ в зависимости от напряжения на одном ГЭУ в смесях на основе Аг, включая смеси чистых благородных газов, при атмосферном давлении [44]. Данные представлены для быстрой (первичной) компоненты анодного сигнала и для суммы быстрой и медленной (вторичной) компонент. Данные получены в газовом фотодетекторе с полупрозрачным CsI фотокатодом при облучении УФ излучением. Максимальные усиления ограничены пробоями

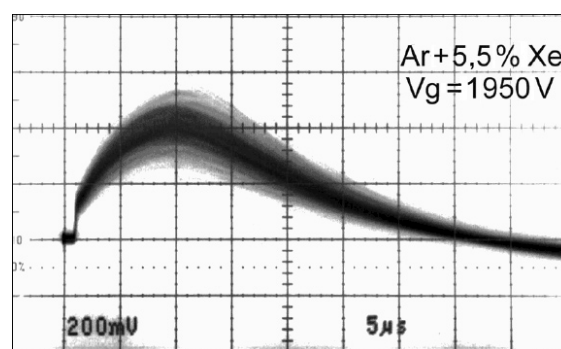


Рис. 10. Анодные сигналы в газовом фотодетекторе на основе трехкаскадного ГЭУ в конфигурации 3GEM + PCB с полупрозрачным CsI фотокатодом в смеси благородных газов Аг + 5,5% Хе при суммарном усилении около $(2-3) \times 10^5$ [24]. Сигналы усилены зарядовым усилителем. Видна быстрая (первичная) и медленная (вторичная) компоненты сигнала; последняя вызвана фотонной обратной связью

процессов, то в суммарном усилении (G) будет учитываться и вклад вторичных процессов. В этом случае оно выражается через первичное (лавинное) усиление (G_0) и коэффициент обратной связи (γ) с помощью хорошо известной формулы:

$$G = \frac{G_0}{(1 - \gamma G_0)}.$$

Так как обычно G_0 экспоненциально зависит от напряжения, $G_0 = K \exp(V)$, что хорошо видно из рис. 9, то зависимость G от напряжения будет уже не экспоненциальной. В этом случае отклонение от экспоненциальной функции в большую сторону будет тем больше,

чем больше первичное усиление, что и наблюдается на рис. 9.

Максимальные усиления каскадных ГЭУ в Ar и его смесях с N_2 ограничиваются пробоями, вызванными ионной обратной связью. Это видно из рис. 11, на котором показаны анодные сигналы с трехкаскадного ГЭУ в газовом фотодетекторе с полупрозрачным CsI фотокатодом [24]. При суммарном усилении свыше 10^5 первичный сигнал сопровождается вторичными сигналами, возникающими через регулярные интервалы, вызванными ионной обратной связью. Ионная обратная связь возникает вследствие ионного обратного тока из области лавины в отверстиях ГЭУ на предыдущие ГЭУ или на катод, который, в свою очередь, вызывает ион-электронную эмиссию из электродов ГЭУ или катода; эти эффекты изображены на рис. 8.

Причина успешной работы ГЭУ в чистых благородных газах пока до конца не понята. Очевидно, одна из причин – это возможность каскадирования ГЭУ. По-видимому, другая причина связана с тем, что электронные лавины ограничены внутри отверстий, и как следствие между ними отсутствуют фотонные обратные связи.

Как показано выше, в Ar максимальное усиление каскадных ГЭУ ограничивается ионной обратной связью вследствие ион-электронной эмиссии из электродов. Существует очевидный способ подавить ион-электронную эмиссию и таким образом увеличить усиление: надо уменьшить энергию ионов. Энергия ионов зависит от отношения электрического поля к давлению, E/p . Поэтому она меньше в

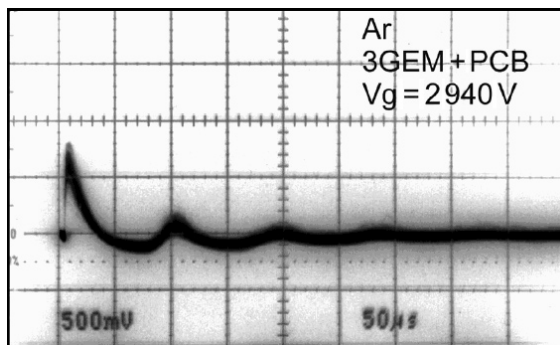
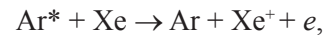


Рис. 11. Анодные сигналы в газовом фотодетекторе на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI фотокатодом в Ar при суммарном усилении около 10^5 [24]. Сигналы усилены зарядовым усилителем. Вторичные сигналы вызваны ионной обратной связью

смесях с меньшими рабочими напряжениями. В [24] было предложено два типа таких смесей: смесь частично «прозрачная» для электронных лавин, например Ar + Ne, и смесь с повышенной ионизационной эффективностью, например Ar + Xe.

Основное свойство смеси первого типа состоит в том, что одна из ее компонент (Ne или Xe) имеет гораздо меньшее сечение столкновений электронов с атомами, чем другая (Ar, Kr или Xe) [54]. Однако, что касается ионов, их энергия соответствует атмосферному давлению. В результате усилительные характеристики в смесях Ar + Ne с ростом концентрации Ne смещаются к меньшим рабочим напряжениям и большим максимальным усилениям.

Еще более низкие рабочие напряжения получаются при добавлении к Ar небольшого количества Xe (см. рис. 9). При таких низких напряжениях ион-электронная эмиссия полностью подавлена и вторичные импульсы, индуцированные ионами, не наблюдаются. Поэтому достигаются и более высокие первичные усиления, свыше 10^5 . Высокая ионизационная эффективность смесей Ar + Xe обусловлена столкновениями атомов Xe с резонансно возбужденными атомами Ar:



а также ассоциативной ионизацией:



которая может идти еще эффективнее за счет меньшего энергетического порога [55].

В заключение этого раздела остановимся на смеси Ar с N_2 . Хотя N_2 и не относится к благородным газам, он является достаточно инертным и к тому же имеет более низкую температуру сжижения, чем Ar. Следовательно, он идеально подходит в качестве добавки к тяжелым благородным газам для применений в отпаянных детекторах и в криогенных лавинных детекторах. Добавка одного процента N_2 к Ar позволяет увеличить максимальное лавинное усиление в несколько раз (см. рис. 9). Кроме того, существенно сокращается длительность анодного сигнала, вероятно, вследствие увеличения скорости дрейфа и уменьшения диффузии электронов [56], что может найти применение во временных измерениях.

Измерение ионизационных коэффициентов с помощью ГЭУ и лавинные механизмы в плотных благородных газах

Следует отметить, что практически все ионизационные коэффициенты благородных газов, имеющиеся в литературе, были измерены при низких давлениях и комнатной температуре [54; 57; 58; 59]. Именно успешная работа ГЭУ в плотных благородных газах позволила оценить ионизационные коэффициенты при больших плотностях [3; 37], в том числе при низких температурах [16; 60; 61].

Чтобы понять особенности лавинного механизма в плотных благородных газах, можно оценить первый ионизационный коэффициент Таунсенда, используя усилительные характеристики ГЭУ, и затем сравнить его с данными, имеющимися в литературе. При этом применяется подход, в котором каждое отверстие ГЭУ представляется плоскопараллельным счетчиком [3; 16; 37]. Так как усиление плоскопараллельного счетчика M связано с его толщиной h соотношением

$$M = \exp(\alpha h),$$

то тогда в этом приближении имеем для однокаскадного ГЭУ

$$\alpha / p = \ln M / (ph) \quad (1)$$

или

$$\alpha / N = \ln M / (Nh). \quad (2)$$

Здесь α – ионизационный коэффициент при высоких давлениях; p – давление; N – атомная плотность; M – «реальное» усиление однокаскадного ГЭУ; h – высота отверстия.

Формула (1) используется обычно при комнатной температуре, а (2) – при криогенных температурах. Электрическое поле внутри отверстия считается однородным, причем его величина берется равной величине поля в центре отверстия, полученной численным методом [25]. Очевидно, это приближение работает лучше для более узких отверстий (см. рис. 2). В частности, для отверстий диаметром 40 мкм оно дает оценку ионизационного коэффициента, всего на 20 % отличающуюся от оценки, полученной численным методом [62].

В случае трехкаскадного ГЭУ с усилением G , в режиме считывания сигнала с последнего электрода последнего ГЭУ, реальное

усиление однокаскадного ГЭУ вычисляется по формуле

$$G = M^3 \varepsilon^2,$$

где ε есть эффективность выхода электронов из отверстий данного ГЭУ к следующему ГЭУ [16; 37].

Типичными представителями легкого и тяжелого благородного газа соответственно являются He и Kr. На рис. 12 сравниваются их ионизационные коэффициенты при высоких давлениях (α_H / p), полученные из усилительных характеристик ГЭУ, с коэффициентами при низких давлениях (α_L / p), взятых из литературы [54; 59]. Видно, что в Kr наблюдается хорошее согласие между данными при высоких и низких давлениях. Аналогичное согласие наблюдается и для других тяжелых благородных газов – Xe и Ar [37]. В то же время ионизационные коэффициенты в He и Ne,

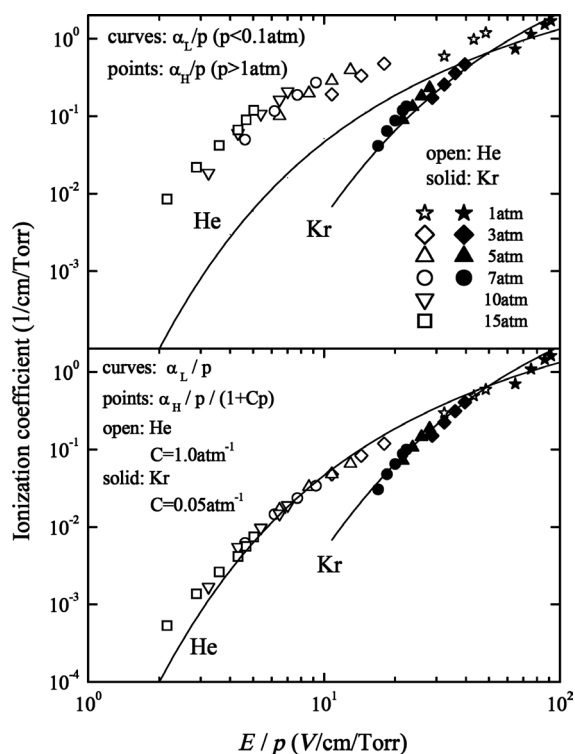


Рис. 12. Верхний рисунок [3]: сравнение зависимости ионизационных коэффициентов при высоких давлениях α_H / p от электрического поля E / p в He и Kr, полученных с помощью анализа усилительных характеристик однокаскадных ГЭУ с диаметром / шагом отверстий 40 / 100 мкм, с аналогичной зависимостью ионизационных коэффициентов при низких давлениях α_L / p ($p < 0,1$ атм, кривые), взятых из литературы [54; 59]. Нижний рисунок: подгонка величины $\alpha_H / p / (1 + Cp)$ (точки) к α_L / p (кривые). Параметр C описывает вклад дополнительного механизма ионизации

полученные при высоких давлениях с помощью ГЭУ, значительно превосходят коэффициенты при низких давлениях, взятых из литературы [3; 37]. Причем чем выше давление, тем больше расхождение (см. рис. 12). Следовательно, в легких благородных газах, в данных измерениях, существует какой-то дополнительный механизм усиления, отличный от «стандартного» механизма ионизации.

В благородных газах стандартным лавинным механизмом при малых плотностях считается механизм ударной ионизации [54]:



В [37] было показано, что ионизационные коэффициенты при низких (α_L) и высоких (α_H) давлениях становятся совместимы, если вклад дополнительного механизма пропорционален давлению:

$$\alpha_H \approx (1 + Cp)\alpha_L, \quad (4)$$

где параметр C описывает вклад дополнительного механизма. Это также видно из рис. 12: подгоняя параметр C , можно полностью совместить данные, измеренные при разных давлениях. Для He и Ne получается $C = 1,0 \text{ атм}^{-1}$ (см. рис. 12 и [37]). Это означает, что вклад дополнительного механизма в ионизацию в этих газах составляет 50 % уже при атмосферном давлении и становится доминирующим при более высоких давлениях. В то же

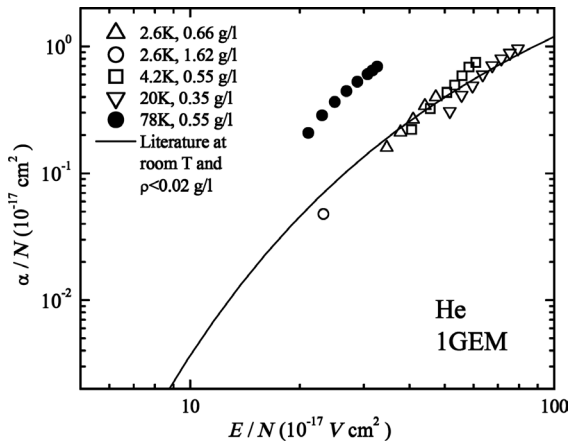
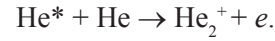


Рис. 13. Сравнение зависимости ионизационных коэффициентов (α / N) от электрического поля (E / N) в He при криогенных температурах (2,6–78 К) и больших плотностях (0,35–1,6 г/л, точки), полученных с помощью анализа усилительных характеристик однокаскадных ГЭУ с диаметром отверстий 70 мкм [16], с зависимостью ионизационных коэффициентов при комнатной температуре и малых плотностях ($< 0,02 \text{ г/л}$, кривая), взятых из литературы [59]

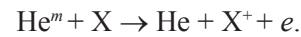
время в тяжелых благородных газах этот вклад пренебрежимо мал в исследованном диапазоне давлений [37]: в частности, для Kг параметр $C = 0,05 \text{ атм}^{-1}$ (см. рис. 12), т. е. даже при 10 атм вклад дополнительного механизма составит всего 30 %. Таким образом, механизмы электронных лавин в легких и тяжелых благородных газах сильно отличаются при больших плотностях.

В [37] было предположено, что таким дополнительным механизмом является ассоциативная ионизация, в которой резонансно возбужденный атом ассоциируется с атомом в основном состоянии с образованием молекулярного иона и электрона [54; 55]:



Эта гипотеза основывалась на том факте, что скорость ударной ионизации пропорциональна давлению, в то время как скорость ассоциативной ионизации может расти как p^2 [37; 63]. Поэтому с ростом давления вклад ассоциативной ионизации увеличивался бы в соответствии с формулой (4), что и наблюдается в эксперименте.

В настоящее время более вероятна гипотеза [16], в которой дополнительным механизмом является механизм Пеннинга [54; 55]. В нем метастабильные атомы He (He^m) или Ne ионизируют молекулы примесей (X), потенциал ионизации которых меньше энергии метастабильного состояния:



В пользу этой гипотезы говорят результаты по работе ГЭУ в He и Ne при низких температурах [16; 61]. Оказалось, что ионизационные коэффициенты в He значительно уменьшаются при переходе от температур жидкого азота к температурам жидкого гелия. Это наблюдение продемонстрировано на рис. 13, где сравниваются ионизационные коэффициенты в He при криогенных температурах, в диапазоне 2,6–78 К, и больших плотностях (0,35–1,6 г/л), полученных с помощью анализа усилительных характеристик однокаскадных ГЭУ [16]. Уменьшение ионизационных коэффициентов может быть объяснено вымораживанием неконтролируемых примесей, в частности N_2 , при низких температурах, на которых

при более высоких температурах происходит эффект Пеннинга. В [16] было оценено время жизни метастабильных состояний в He при температуре 62 К: оно оказалось равным 2 мкс. Там же отмечено, что достаточно концентрации примеси N_2 в He около 5×10^{-5} , чтобы обеспечить подобные времена жизни и, следовательно, чтобы пеннинговский механизм ионизации стал преобладающим.

Интересно, что ионизационные коэффициенты в He, полученные с помощью ГЭУ при температурах ниже 20 К, хорошо согласуются с коэффициентами, взятыми из литературы и полученными при комнатной температуре и гораздо меньшей плотности (см. рис. 13). Отсюда можно сделать очень важный вывод: ударная ионизация (3) остается основным лавинным механизмом в He даже при очень низких температурах.

В Ne ионизационные коэффициенты при комнатной температуре и большой плотности, полученные с помощью анализа усилительных характеристик ГЭУ [16; 37], также значительно превышают ионизационные коэффициенты при малых плотностях, взятые из литературы [58]. При более низких температурах, однако, данные по ионизационным коэффициентам в Ne отсутствуют, так как не удалось получить устойчивой работы ГЭУ в Ne при криогенных температурах [16]. С другой стороны, есть данные по ионизационным коэффициентам в пеннинговских смесях Ne + (0,1–0,2) % H_2 при больших плотностях (4–9 г / л) и температурах 55–57 К [16] и 30–77 К [61]. Из этих данных следует, что пеннинговский механизм ионизации неконтролируемых примесей в принципе мог бы обеспечить большие значения ионизационных коэффициентов, наблюдаемых в эксперименте в Ne и He при комнатной температуре.

Ионный обратный ток в каскадных ГЭУ

К замечательным свойствам каскадных ГЭУ следует отнести существенное подавление ионного обратного тока [25; 35; 38; 46; 47; 49]. Ионный обратный ток (ИОТ) возникает вследствие дрейфа ионов из области лавины к катоду. Он должен быть подавлен во время-проекции камер, так как ионы искажают электрическое поле в объеме каме-

ры, и в газовых фотодетекторах, так как ионы воздействуют на фотокатод, приводя к его деградации и вторичным импульсам. В проволочных детекторах ионный обратный ток составляет 100 % от анодного тока, и поэтому единственным способом избавиться от него является применение управляющих сеток, открывающихся по триггерному сигналу, что не всегда можно реализовать. С другой стороны, в трехкаскадных ГЭУ ионный обратный ток на катод может составлять всего несколько процентов от анодного тока [35].

Измерения ионного обратного тока проводятся обычно в токовом режиме, как это показано на рис. 4; измеряемой величиной является доля ионного обратного тока на катод I_C за вычетом тока первичной ионизации I_{PP} по отношению к анодному току I_A :

$$F = (I_C - I_{PP}) / I_A$$

В дальнейшем для краткости будем называть эту величину долей ИОТ или просто F .

Пример измерения ИОТ представлен на рис. 14 [35]: показана доля ИОТ в трехкаскадном ГЭУ в зависимости от усиления в различных газовых смесях. Анализируя результаты по ИОТ, можно сделать следующие выводы.

1. Доля ИОТ практически не зависит от состава и давления газа.
2. Доля ИОТ растет почти линейно с дрейфовым полем. Это означает, что предпочтительнее работать с малыми дрейфовыми полями, правда только в случае газовых фотодетекто-

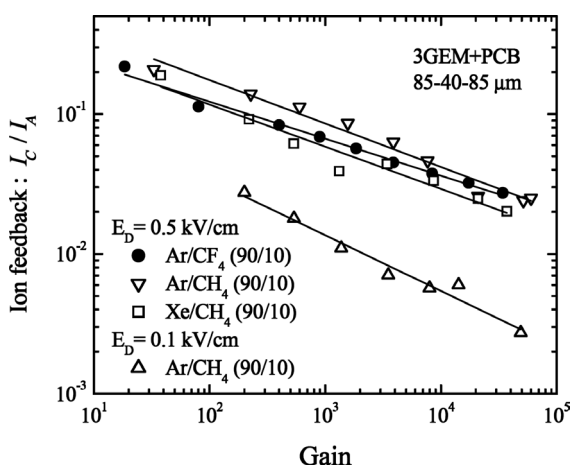


Рис. 14. Доля ИОТ в трехкаскадном ГЭУ в зависимости от усиления в различных газовых смесях [35]: при дрейфовом поле $E_D = 0,5$ кВ / см в Ar + 10 % CF_4 , Ar + 10 % CH_4 и Xe + 10 % CH_4 и при $E_D = 0,1$ кВ / см в Ar + 10 % CH_4 . Диаметры отверстий первого, второго и третьего ГЭУ составляют 85, 40 и 85 мкм соответственно

ров на основе ГЭУ. Во время-проекционных камерах величина дрейфового поля не влияет на пространственный заряд в дрейфовом объеме. Действительно, в этом случае пространственный заряд пропорционален также времени нахождения ионов в дрейфовом объеме, т. е. обратно пропорционален скорости ионов, которая, в свою очередь, пропорциональна напряженности дрейфового поля. В результате эффект дрейфового поля сокращается.

3. Доля ИОТ достаточно чувствительна к диаметру отверстий ГЭУ; уменьшая диаметр до 40 мкм, можно подавить долю ИОТ в два раза. Другие параметры – такие, как транспортное поле, производят меньший эффект.

4. Характерно, что доля ИОТ падает с ростом усиления, достигая нескольких процентов при усилении 10^4 при дрейфовом поле 0,5 кВ/см. Причем в широком диапазоне усиления она описывается полиномиальной функцией усиления, в частности для трехкаскадных ГЭУ – следующей зависимостью:

$$F_{3\text{GEM}} = aG^{-2/3} + bG^{-1/3} + c. \quad (5)$$

Эту зависимость легко понять. Действительно, ИОТ от первого, второго и третьего ГЭУ пропорционален заряду лавины в данном ГЭУ, т. е. величине M , M^2 и M^3 соответственно. Учитывая, что анодный ток пропорционален усилению трехкаскадного ГЭУ, $G \sim M^3$, имеем $F = (aM + bM^2 + cM^3) / M^3$, т. е. получаем (5). Отсюда следует, что первый, второй и третий члены в (5) описывают вклад первого, второго и третьего ГЭУ в долю ИОТ.

Для случая одинаковых отверстий ГЭУ, более тщательный вывод приводит к выражению [35]

$$F_{3\text{GEM}} = a[(bG)^{-2/3} + c(bG)^{-1/3} + c^2], \quad (6)$$

где параметр c описывает коэффициент пропускания ионов каждым ГЭУ. Чем меньше этот коэффициент, тем сильнее подавляется ИОТ. Интересно, что по результатам подгонки выражения (6) к экспериментальным данным [35] коэффициент пропускания ионов ГЭУ в середине каскада оказался довольно большим: $c = 0,3-0,5$. Это говорит о том, что только многокаскадные ГЭУ могут эффективно подавлять ИОТ.

На самом деле если бы диффузия электронов и ионов отсутствовала, то этот коэффициент равнялся бы единице (т. е. вообще не

было бы подавления ИОТ), так как ионы двигались бы по тем же силовым линиям поля, что и электроны, и, таким образом, возвращались бы без потерь обратно на катод. Именно диффузия электронов и ионов является фактором, обеспечивающим подавление ИОТ в каскадных ГЭУ.

Заключение

В настоящей работе рассмотрены принципы работы каскадных ГЭУ и их основные характеристики. Проведена классификация физических эффектов, лежащих в основе их работы. Некоторые из этих эффектов изучены более подробно.

В частности рассмотрена работа каскадных ГЭУ в чистых благородных газах и их смесях. Рассмотрены эффекты ионных и фотонных обратных связей, ограничивающие газовое усиление. Описаны смеси газов, в которых эти ограничения преодолеваются и, таким образом, достигаются наибольшие усиления.

Рассмотрены свойства ионного обратного тока. Показано, что в каскадных ГЭУ зависимость ИОТ от усиления может быть описана в рамках простой физической модели. Это позволяет предсказывать долю ИОТ в различных условиях.

Представлены результаты измерений ионизационных коэффициентов благородных газов. С помощью каскадных ГЭУ эти измерения были проведены при высоких давлениях и низких температурах, т. е. в ранее недоступных областях. Анализ данных по ионизационным коэффициентам позволил определить механизмы электронных лавин в благородных газах. В частности, большие усиления в легких благородных газах (He и Ne), наблюдаемые при комнатных температурах и высоких давлениях, скорее всего обусловлены пеннинговским механизмом ионизации неконтролируемых примесей. При низких температурах примеси вымораживаются, и основным лавинным механизмом в благородных газах становится механизм ударной ионизации.

В заключение следует отметить, что в основе работы каскадных ГЭУ лежит ряд физических эффектов, изучение которых только начинается, и что по многообразию этих эффектов ГЭУ нет равных среди других типов детекторов излучений.

Список литературы

1. *Sauli F., Sharma A.* Micro-pattern gaseous detectors // Annual Review of Nuclear Particle Science. 1999. Vol. 49
2. *Sauli F.* A new concept for electron amplification in gas detectors // Nucl. Instrum. and Methods. 1997. Vol. A386.
3. *Бузулуцков А. Ф.* Детекторы излучений на основе газовых электронных умножителей (обзор) // Приб. и техн. экспер. 2007. № 3.
4. *Sauli F.* Radiation detector of very high performance // US Patent 6, 011, 265. 2000.
5. *Ketzer B., Weitzel Q., Paul S. et al.* Performance of triple-GEM tracking detectors in the COMPASS experiment // Nucl. Instrum. and Methods. 2004. Vol. A535.
6. *Aulchenko V. M., Bondar A. E., Buzulutskov A. F. et al.* Upgrade of the KEDR tagging system // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A494.
7. *Lami S., Latino G., Oliveri E. et al.* A triple-GEM telescope for the TOTEM experiment. URL: <http://arxiv.org/physics/0611178/>. 2006.
8. *Alfonsi M., Bencivenni G., Bonivento W. et al.* Fast triggering of high-rate charged particles with a triple-GEM detector // Nucl. Instrum. and Methods. 2004. Vol. A535.
9. *Karlen D., Poffenberger P., Rosenbaum G.* TPC performance in magnetic fields with GEM and pad readout // Nucl. Instrum. and Methods. 2005. Vol. A555.
10. TPC R&D for an ILC Detector: Status Report from the ILC-TPC groups // Proposal PRC R&D-01/03 of the DESY Physics Review Committee. 2006. URL: <http://www.desy.de/prc/>.
11. *Fraenkel Z., Kozlov A., Naglis M. et al.* A hadron blind detector for the PHENIX experiment at RHIC // Nucl. Instrum. and Methods. 2005. Vol. A546.
12. *Fraga F. A. F., Margato L. M. S., Fetal S. T. G. et al.* CCD readout of GEM-based neutron detectors // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A478.
13. *Aulchenko V. M., Bukin M. A., Papushchev P. A. et al.* Detector for WAXS studies at synchrotron radiation beam (OD4) // Presented at Int. Synchrotron Radiation Conf., Novosibirsk, 10–14 July 2006. To be published in Nucl. Instrum. and Methods.
14. *Бузулуцков А. Ф.* Газовые фотодетекторы с твердыми фотокатодами (обзор) // Физ. элем. част. и атом. ядра (ЭЧАЯ). 2008. Т. 39, вып. 3.
15. *Buzulutskov A., Bondar A., Shekhtman L. et al.* First results from cryogenic avalanche detectors based on gas electron multipliers // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 50.
16. *Buzulutskov A., Dodd J., Galea R. et al.* GEM operation in helium and neon at low temperatures // Nucl. Instrum. and Methods. 2005. Vol. A548.
17. *Bondar A., Buzulutskov A., Grebenuk A. et al.* Two-phase argon and xenon avalanche detectors based on Gas Electron Multipliers // Nucl. Instrum. and Methods. 2006. Vol. A556.
18. *Ju J.L., Dodd J., Galea R. et al.* Cryogenic design and operation of liquid helium in an electron bubble chamber towards low energy solar neutrino detectors // Cryogenics. 2007. Vol. 47.
19. *Ereditato A., Rubbia A.* The liquid Argon TPC: a powerful detector for future neutrino experiments and proton decay searches. URL: <http://arxiv.org/hep-ph/0509022>. 2005.
20. *Rubbia A.* ArDM: a ton-scale liquid Argon experiment for direct detection of Dark Matter in the Universe // J. of Phys. Conf. Ser. 2006. Vol. 39.
21. *Gai M., Alon R., Breskin A. et al.* Toward application of a thick gas electron multiplier (THGEM) readout for a dark matter detector. URL: [arxiv:0706.1106](http://arxiv.org/abs/0706.1106). 2007.
22. *Barbeau P., Collar J. I., Miyamoto J., Shipsey I.* Towards coherent neutrino detection using low-background micropattern gas detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 50.
23. *Hagmann C., Bernstein A.* Two-phase emission detector for measuring coherent neutrino-nucleus scattering // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. Vol. 51.
24. *Buzulutskov A., Breskin A., Chechik R. et al.* The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures // Nucl. Instrum. and Methods. 2000. Vol. A443.
25. *Bachmann S., Bressan A., Ropelewski L. et al.* Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier // Nucl. Instrum. and Methods. 1999. Vol. A438.
26. *Bachmann S., Bressan A., Ropelewski L. et al.* Recent progress in GEM manufacturing and operation // Nucl. Instrum. and Methods. 1999. Vol. A433.
27. *Bressan A., De Oliveira R., Gandi A. et al.* Two-dimensional readout of GEM detectors // Nucl. Instrum. and Methods. 1999. Vol. A425.

28. *Bachmann S., Bressan A., Ketzer B. et al.* Performance of GEM detectors in high intensity particle beams // Nucl. Instrum. and Methods. 2001. Vol. A470. P. 548–561.
29. *Bachmann S., Kappler S., Ketzer B. et al.* High rate X-ray imaging using multi-GEM detectors with a novel readout design // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A478.
30. *Sauli F.* Progress with the gas electron multiplier // Nucl. Instrum. and Methods. 2004. Vol. A522.
31. *Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R.* GEM photomultiplier operation in CF_4 // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A483.
32. *Benlloch J., Bressan A., Buttner C. et al.* Development of the gas electron multiplier // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1998. Vol. 42.
33. *Alfonsi M., Bencivenni G., Simone P. de et al.* High-rate particle triggering with triple-GEM detector // Nucl. Instrum. and Methods. 2004. Vol. A518.
34. *Altunbas C., Dehmelt K., Kappler S. et al.* Aging measurements with the Gas Electron Multiplier (GEM) // Nucl. Instrum. and Methods. 2003. Vol. A515.
35. *Bondar A., Buzulutskov A., Shekhtman L., Vasiljev A.* Study of ion feedback in multi-GEM structures // Nucl. Instrum. and Methods. 2003. Vol. A496.
36. *Bachmann S., Bressan A., Capeans M. et al.* Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM) // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A479.
37. *Buzulutskov A.* Physics of multi-GEM structures // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A494.
38. *Sauli F., Kappler S., Ropelewski L.* Electron collection and ion feedback in GEM-based detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 50.
39. *Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R. et al.* Sealed gas UV-photon detector with a multi-GEM multiplier // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001. Vol. 48.
40. *Balcerzyk M., Morman D., Breskin A. et al.* Methods of preparation and performance of sealed gas photomultipliers for visible light // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 50.
41. *Shekhtman L.* Micro-pattern gaseous detectors // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A494.
42. *Bagaturia Y., Baruth O., Dreis H. B. et al.* Studies of aging and HV break down problems during development and operation of MSGC and GEM detectors for the inner tracking system of HERA-B // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A490.
43. *Bondar A., Buzulutskov A., Shekhtman L. et al.* Performance of the triple-GEM detector with optimized 2D-readout in high intensity hadron beam: Preprint Budker INP 2001-60. 2001.
44. *Buzulutskov A., Breskin A., Chechik R. et al.* Further studies of the GEM photomultiplier // Nucl. Instrum. and Methods. 2000. Vol. A442. P. 68–73.
45. *Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R. et al.* Field-dependent photoelectron extraction from CsI in different gases // Nucl. Instrum. and Methods. 1995. Vol. A367.
46. *Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R. et al.* Sealed GEM photomultiplier with a CsI photocathode: ion feedback and ageing // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A478.
47. *Mormann D., Breskin A., Chechik R., Bloch D.* Evaluation and reduction of ion back-flow in multi-GEM detectors // Nucl. Instrum. and Methods. 2004. Vol. A516.
48. *Bressan A., Buzulutskov A., Ropelewski L. et al.* High gain operation of GEM in pure argon // Nucl. Instrum. and Methods. 1999. Vol. A423.
49. *Killenbergh M., Lotze S., Mnich J. et al.* Charge transfer and charge broadening of GEM structures in high magnetic fields // Nucl. Instrum. and Methods. 2004. Vol. A530.
50. *Bondar A., Buzulutskov A., Shekhtman L.* High pressure operation of the triple-GEM detector in pure Ne, Ar and Xe // Nucl. Instrum. and Methods. Vol. A481.
51. *Bondar A., Buzulutskov A., Shekhtman L. et al.* Triple GEM operation in compressed He and Kr // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. Vol. A493.
52. *Sauli F.* Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers // Experimental Techniques in High Energy Physics / Ed. by T. Ferbel. Reading, MA: Addison-Wesley, 1987. Preprint CERN 77-09, 1977.
53. *Барабаш А. С., Болзодыня А. И.* Жидкостные ионизационные детекторы. М.: Энергоатомиздат, 1993.
54. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
55. *Смирнов Б. М.* Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982.

56. Peisert A., Sauli F. Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation: Preprint CERN 84-08. 1984.

57. Kruithof A. A., Penning F. M. Determination of the Townsend ionization coefficient for mixtures of neon and argon // *Physica*. 1937. Vol. 4.

58. Chanin L. M., Rork G. D. Measurements of the first Townsend ionization coefficient in neon and hydrogen // *Phys. Rev.* 1963. Vol. 132.

59. Chanin L. M., Rork G. D. Experimental determinations of the first Townsend ionization coefficient in helium // *Phys. Rev.* 1964. Vol. 133.

60. Bondar A., Buzulutskov A., Shekhtman L. *et al.* Cryogenic avalanche detectors based on

gas electron multipliers // *Nucl. Instrum. and Methods*. 2004. Vol. A524.

61. Galea R., Dodd J., Ju Y. *et al.* Gas purity effect on GEM performance in He and Ne at low temperatures // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2006. Vol. 53.

62. Павлюченко Д. В. Магистерская дипломная работа / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2004.

63. Лозаннский Е. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975.

Материал поступил в редколлегию 22/04/2008

A. F. Buzulutskov

PHYSICAL PRINCIPLES OF OPERATION OF CASCADED GAS ELECTRON MULTIPLIERS (REVIEW)

The physical principles of operation of cascaded Gas Electron Multipliers (GEMs), their properties and some physical effects related to their performance are considered. In particular, the mechanisms of electron avalanching in noble gases are studied, including those at high densities and low temperatures; also the effects of ion backflow and photon and ion feedback are studied.

Keywords: gas electron multipliers, noble gases, ionization coefficients, ion backflow.