



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

ИФВЭ 2010-6  
ОЭФ

С.В. Ерин

**РАБОТА ГАЗОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ,  
НАПОЛНЕННЫХ ТЯЖЁЛЫМ  
ФРЕОНОМ  $C_3F_8$**

Направлено в *ПТЭ*

Протвино 2010

**Аннотация**

Ерин С.В. Работа газовых детекторов, наполненных тяжёлым фреоном  $C_3F_8$ : Препринт ИФВЭ 2010-6. – Протвино, 2010. – 15 с., 12 рис., библиогр.: 17.

Рассматривается работа газовых детекторов с однородным и резко неоднородным внутренним электрическим полем, наполненных тяжёлым фреоном  $C_3F_8$ . Показано, что, несмотря на электроотрицательность газа, возможна работа детекторов как в ионизационной, так и в лавинной модах. Причём в ионизационной моде возможен полный сбор электронов ионизации. Для цилиндрических счётчиков, работавших в лавинной моде, эффективность регистрации составила около 10%. Проведенные исследования показали также, что относительное амплитудное разрешение цилиндрического счётчика зависит от вида ионизации (точечная или протяжённая).

**Abstract**

Erin S.V. The Operation of Gas Detectors Filled with Heavy Freon  $C_3F_8$ : IHEP Preprint 2010-6. – Protvino, 2010. – p. 15, figs. 12, refs.: 17.

The results of studying of an operation of detectors with homogeneous and sharp inhomogeneous inner electrical fields filled with heavy freon  $C_3F_8$  are presented in this paper. Operation of detectors filled with  $C_3F_8$  in ionization and avalanche modes has been studied. Except for that it is shown, that the amplitude resolution of cylindrical counter is depend from a kind of ionization. Carried out researches have shown, that the cylindrical counter operated in avalanche mode have the efficiency about 10%.

## Введение

В детекторах ионизирующих излучений электроотрицательные газы применялись либо в качестве незначительных добавок к газовым смесям, используемым в пропорциональных многопроволочных камерах (т.н. «магическая смесь»), либо в качестве рабочей среды для пузырьковых камер [1]. В девяностых годах было предложено использовать газ  $C_3F_8$  (обладающий электроотрицательными свойствами) в качестве рабочего газа для ионизационных камер, работающих при давлении около 50 мбар [2, 3], а также в электромагнитных газовых калориметрах [4-6]. В настоящее время электроотрицательные газы используются также в резистивных плоскопараллельных камерах как один из компонентов рабочей смеси [7, 8]. Стоит отметить также оригинальную концепцию детектора, использующего перегретые капли жидкого фреона в вязком геле для регистрации ядер отдачи [9, 10]. В последнее время интенсивно изучается возможность использования электроотрицательного газа в ТРС для регистрации WIMP [11].

Но надо сказать, что использование электроотрицательных газов в газовых детекторах обычно вызывает настороженное отношение из-за их свойств. В связи с этим, в данной статье на примере использования газа  $C_3F_8$  обсуждаются особенности работы газовых детекторов ионизирующих частиц.

## Свойства $C_3F_8$

Прежде всего отметим свойства  $C_3F_8$ , важные для работы газовых детекторов. Молекулярная масса  $C_3F_8$  равна 188.02 г/моль, плотность при нормальных условиях  $8.4 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, энергия, необходимая для образования одной ион-электронной пары, 34.4 эВ. Все свойства этого газа подробно изложены в монографии [12]. Там приведены данные по коэффициентам Таундсена, захвата и дрейфовой скорости электронов.

Отмечается, что сечение захвата электронов простирается от 1 до 5 эВ и коэффициент прилипания (нормированный на плотность газа)  $\eta/N$  зависит от плотности газа и температуры. Как видно из рис. 1, при низких значениях приведённой напряжённости электрического поля до  $E/N \approx 20 \cdot 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$  коэффициент прилипания электронов незначителен и резко возрастает с ростом  $E/N$ . На том же рисунке изображён коэффициент Таундсена. Видно, что лавинное размножение начинается с  $E/N \approx 120 \cdot 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$  и величины коэффициента прилипания и коэффициента Таундсена сравниваются при  $E/N \approx 340 \cdot 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ . Дрейфовая скорость электронов в  $\text{C}_3\text{F}_8$  представлена на рис. 2.

Такое поведение коэффициента прилипания от напряжённости электрического поля, а также зависимость от давления коэффициента прилипания делают неочевидным применение подобного газа в качестве активной среды газовых детекторов. Поэтому в дальнейшем обсудим особенности развития газового усиления в детекторах с однородным и резко неоднородным электрическим полем.

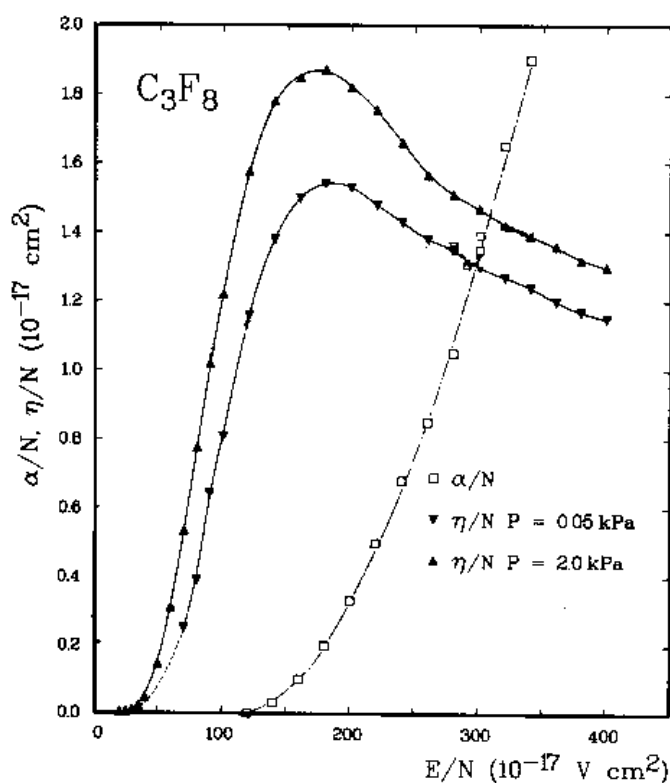


Рис. 1. Зависимость коэффициента Таундсена и прилипания от приведённой напряжённости электрического поля [12].

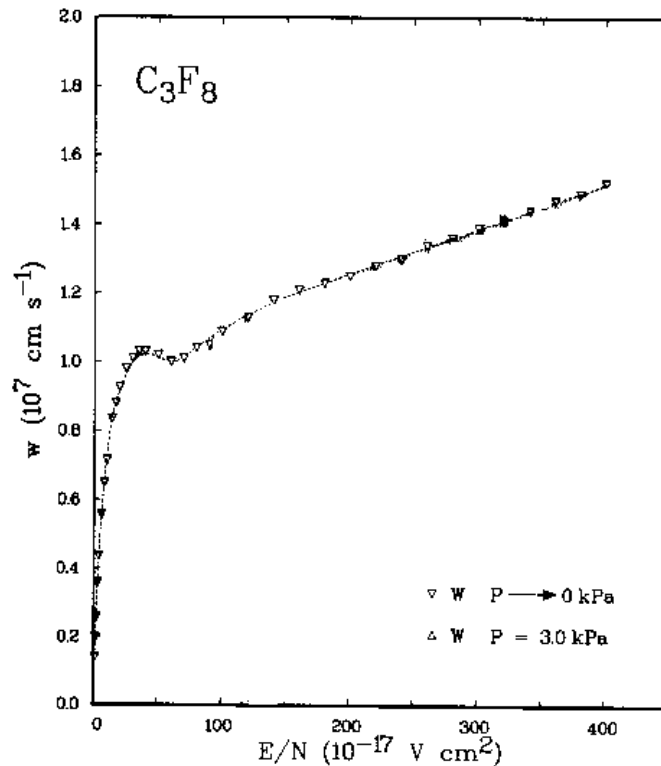


Рис. 2. Зависимость дрейфовой скорости электронов от приведённой напряжённости электрического поля [12].

### Вероятность выживания электрона при дрейфе в однородном поле

Рассмотрим плоскопараллельный счётчик, наполненный электроотрицательным газом и напряжением, приложенным к электродам. Пусть  $\eta$  – коэффициент захвата электронов,  $\alpha$  – коэффициент Таундсена. Если лавина содержит  $n$  электронов в точке  $x$ , то вероятность, что она содержит  $n+1$  электрон в точке  $x+dx$ , будет  $n\alpha dx$ , аналогично вероятность, что 1 электрон захвачен, будет  $n\eta dx$  и тогда для среднего числа электронов можно записать выражение:

$$\frac{d\bar{n}}{dx} = (\alpha - \eta)\bar{n}, \quad (1)$$

при начальном условии  $\bar{n}(0) = 1$  получим решение:

$$\bar{n}(x) = e^{(\alpha - \eta)x}. \quad (2)$$

Чтобы получить вероятность нахождения  $n$  электронов в лавине (стартовавшей от одного электрона) после расстояния  $x$ , воспользуемся кинетическим уравнением, описывающим одношаговые процессы [13]:

$$p'_n = r_{n+1}p_{n+1} + g_{n-1}p_{n-1} - (r_n + g_n)p_n, \quad (3)$$

где коэффициент  $r_n$  представляет собой вероятность перехода из состояния  $n$  в состояние  $n-1$ , а  $g_n$  – вероятность перехода из состояния  $n$  в состояние  $n+1$ . Применим это к нашему случаю. Пусть после прохождения дистанции  $x$  вероятность найти  $n$  электронов будет  $p_n(x)$ . Посмотрим изменение этой вероятности на отрезке  $x, x+dx$ . Здесь  $p_{n+1}$  – вероятность обнаружить  $n+1$  электрон после дистанции  $x$ ,  $p_{n-1}$  – вероятность обнаружить  $n-1$  электрон после дистанции  $x$ . Выпишем коэффициенты перехода из одного состояния в другое в явном виде:

$$\begin{aligned} r_{n+1} &= (n+1)\eta \\ g_{n-1} &= (n-1)\alpha \end{aligned} \quad (4)$$

Коэффициент  $r_n$  даёт вероятность захвата одного электрона из  $n$ , коэффициент  $g_n$  даёт вероятность рождения 1-го электрона из  $n$ . Перепишем уравнение в следующем виде:

$$\frac{dp_n}{dx} = p_{n+1}(n+1)\eta + p_{n-1}(n-1)\alpha - p_n n(\alpha + \eta). \quad (5)$$

Существует много способов решения дифференциально-разностного уравнения (5); один из них – метод производящих функций. Решение данного уравнения приведено во многих учебниках и статьях [13, 14, 15] и описывает рождение и гибель частиц (в нашем случае электронов). Выпишем решения для разных граничных условий:

$$p_n(x) = k \frac{\bar{n}(x) - 1}{\bar{n}(x) - k} \quad \text{для } n=0, a \neq 0, \quad (6)$$

$$p_n(x) = \bar{n}(x) \left( \frac{1-k}{\bar{n}(x)-k} \right)^2 \left( \frac{\bar{n}(x)-1}{\bar{n}(x)-k} \right)^{n-1} \quad \text{для } n > 0, a \neq 0, \quad (7)$$

где дисперсия для случая общего решения будет выглядеть следующим образом:

$$\sigma^2(x) = \left( \frac{1+k}{1-k} \right) \bar{n}(x) (\bar{n}(x) - 1), \quad (8)$$

$$p_n(x) = \frac{1}{(1+\alpha x)^2} \left( \frac{\alpha x}{1+\alpha x} \right)^{n-1} \quad \text{для } n > 0, a = 0, \quad (9)$$

$$p_n = \frac{\alpha x}{1+\alpha x} \quad \text{для } n = 0, a = 0, \quad (10)$$

в этом случае дисперсия будет определяться следующим выражением:

$$\sigma^2(x) = 2\alpha x, \quad (11)$$

где  $k = \eta/\alpha$ ,  $a = \alpha - \eta$ .

В случае, когда нет развития лавины и  $\alpha = 0$ , вероятность распределения электронов и дисперсию можно записать в следующем виде:

$$p_n(x) = 1 - e^{-\eta x} \quad \text{для } n = 0, \quad (12)$$

$$p_n(x) = e^{-\eta x} \quad \text{для } n = 1, \quad (13)$$

$$\sigma^2(x) = e^{-2\eta x} (e^{\eta x} - 1). \quad (14)$$

Используя полученные выражения, можно оценить вероятность выживания 1 электрона при дрейфе через плоскопараллельный счётчик с толщиной газового промежутка в 1 мм, заполненного газом  $C_3F_8$ , в зависимости от напряжённости электрического поля в промежутке. Вероятность выживания представлена на рис. 3. Как следует из этого рисунка, можно выделить три области:

1) **A** – в этой области коэффициент прилипания и коэффициент Таундсена равны нулю; реализуется режим ионизационной камеры с полным сбором заряда.

2) **Б** – область в которой коэффициент прилипания доминирует. Она начинается, когда электроны приобретают энергию свыше 1 эВ. Сечение захвата электронов в ней простирается до 5 эВ. Условно можно назвать эту область «мёртвой». Вероятность выживания электрона в ней мала.

3) **В** – область, где происходит процесс лавинного умножения.

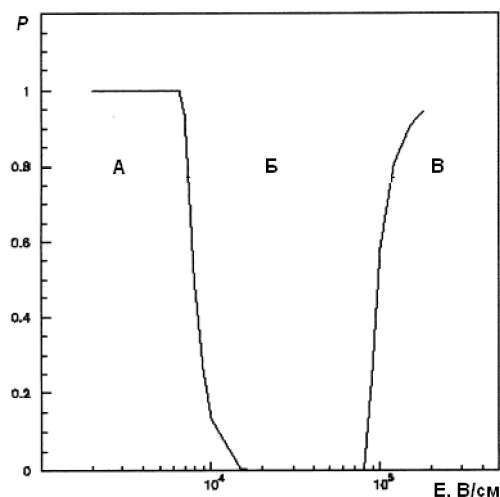


Рис. 3 Вероятность выживания одного электрона при прохождении 1 мм газа  $C_3F_8$  [16].

Опираясь на эти расчёты, можно выбрать область работы газового детектора, наполненного газом  $C_3F_8$ .

Рассмотрим влияние электроотрицательности газа на среднее количество и среднеквадратичное отклонение регистрируемых электронов на примере работы плоскопараллельного детектора.

Пусть ионизация газа в детекторе происходит равномерно по всему объёму за счёт рентгеновских фотонов с энергией  $E_0$ . Тогда согласно [17] среднее количество зарегистрированных электронов на аноде детектора будет:

$$n_{\text{ср}} = \frac{n_0}{L} \lambda \left( 1 - \exp \left( -\frac{L}{\lambda} \right) \right). \quad (15)$$

Среднеквадратичное отклонение будет:

$$\sigma_n = 0.288 n_0 \left( 1 - \exp \left( -\frac{L}{\lambda} \right) \right), \quad (16)$$



где  $n_0$  – число фотоэлектронов, образованных одним поглощённым рентгеновским фотоном,  $L$  – толщина газового промежутка детектора,  $\lambda$  – длина захвата электрона в газе.

Из этой простой модели видно, что из-за захвата электронов происходит уменьшение амплитуды сигнала и увеличение дисперсии. Зависимости среднего числа зарегистрированных электронов и среднеквадратичного отклонения электронов от толщины газового промежутка детектора, наполненного  $C_3F_8$ , для двух напряжённостей электрического поля приведены на рис. 4.

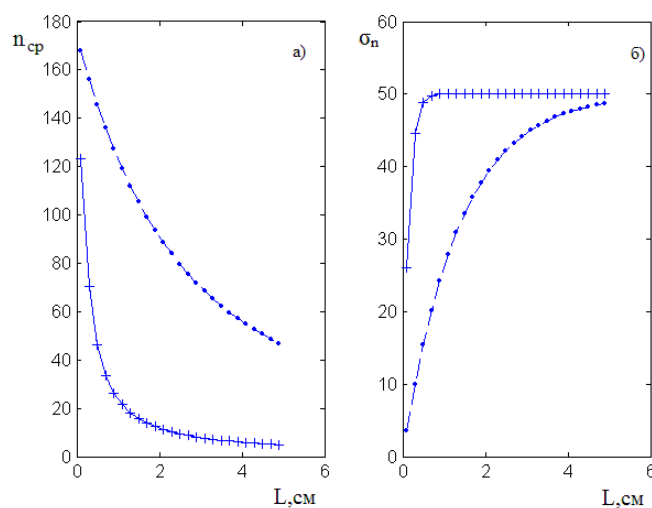


Рис. 4. а) Зависимость среднего числа регистрируемых электронов от толщины газового промежутка детектора; б) зависимость среднеквадратичного отклонения числа регистрируемых электронов от толщины газового промежутка детектора. • –  $E=2.7 \cdot 10^4$  В/см; + –  $E=9 \cdot 10^4$  В/см.

### Коэффициент газового усиления в цилиндрическом счётчике (неоднородное поле) от точечной и протяжённой ионизации

Как известно, коэффициент газового усиления в цилиндрическом счётчике, наполненном электроотрицательным газом, в случае точечной ионизации выглядит следующим образом:

$$M = \exp\left(\int_{r_a}^r (\alpha(r) - \eta(r)) dr\right), \quad (17)$$

где  $r_a$  – радиус анода.

В случае протяжённой ионизации, исходя из рис. 5, можно получить следующее выражение:

$$M = 2 \int_{r_a}^{R_c} \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}} \exp\left(\int_{r_a}^r (\alpha(r) - \eta(r)) dr\right) dr \quad (18)$$

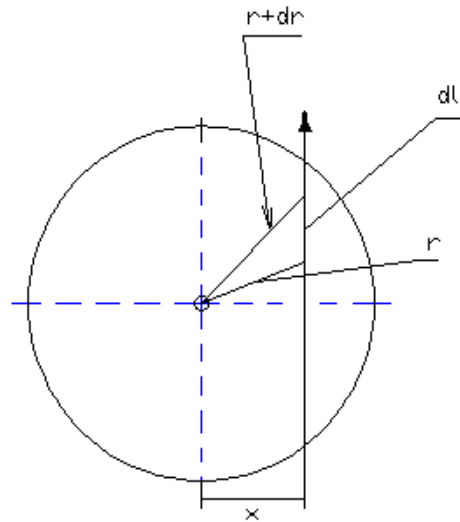


Рис. 5. Трек частицы проходит на расстоянии  $x$  от центра анода цилиндрического счётчика.

Исходя из данных, приведённых в [12] и представленных на рис. 1, были получены зависимости коэффициента Гаундсена и коэффициента прилипания от расстояния до анода цилиндрического счётчика. Данные зависимости представлены на рис. 6.

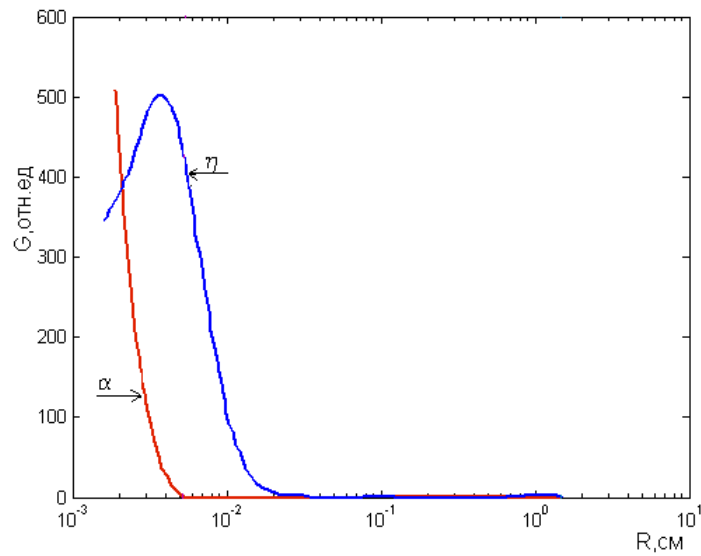


Рис. 6. Зависимость коэффициентов Таундсена и прилипания от радиуса в цилиндрическом счётчике при напряжении 1 кВ. Диаметр катода – 3 см, диаметр анода – 30 мкм.

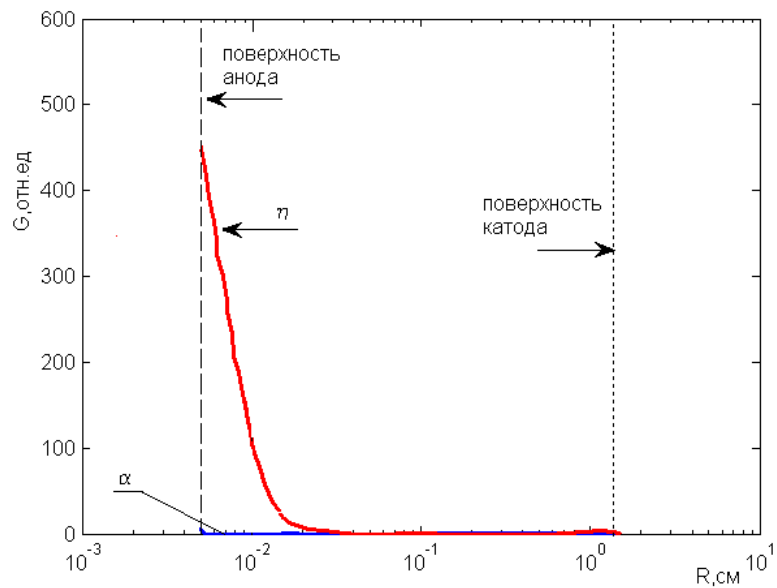


Рис. 7. Зависимость коэффициентов Таундсена и прилипания от радиуса в цилиндрическом счётчике при напряжении 1кВ. Диаметр катода – 3 см, диаметр анода – 100 мкм.

Как можно видеть из рис. 6, 7, коэффициенты Таундсена и прилипания равны нулю в широком диапазоне от 200 мкм и до 1,5 см. Резкое возрастание коэффициента прилипания начинается на 4 радиусах анодной проволоки, в то время как лавинное усиление при таком напряжении на счётчике не начинается. Исходя из этого, можно сделать вывод, что в случае работы цилиндрического счётчика в ионизационной моде происходит неполное собирание электронов (величина зависит от приложенного напряжения и геометрических параметров счётчика). Что, собственно, и представлено на рис. 8, где изображена зависимость коэффициента газового усиления от точки попадания частицы с точечной ионизацией (рентгеновского фотона) для счётчика с диаметром катода 3 см и диаметром анода 100 мкм при напряжении 1 кВ. Из приведённого графика видно, что область счётчика можно разбить на две части: область, где усиление примерно постоянно и область, где усиление возрастает. Возрастание усиления в области анода объясняется уменьшением пути фотоэлектронов от точки образования до анода. На рис. 9 представлен коэффициент усиления в зависимости от точки прохождения трека. Для протяжённой ионизации коэффициент усиления почти постоянен, начиная от анода и до половины радиуса катода, дальше начинает заметно влиять длина трека.

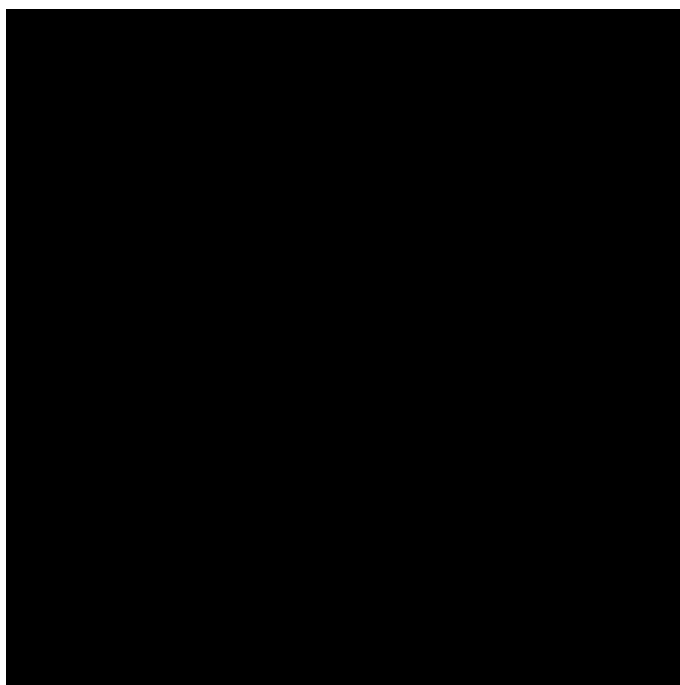


Рис. 8. Зависимость коэффициента газового усиления в цилиндрическом счётчике от точки регистрации рентгеновского фотона (точечная ионизация).

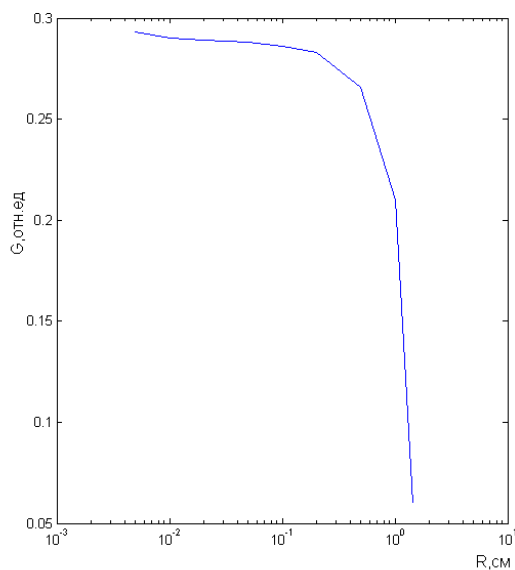


Рис. 9. Зависимость коэффициента газового усиления в цилиндрическом счётчике от точки прохождения трека ионизирующей частицы (протяжённая ионизация).

Исходя из приведённых выше расчётов и оценок, можно сформулировать основные особенности работы газовых детекторов, наполненных  $C_3F_8$ :

1. Существует область напряжённости электрического поля в детекторе с однородным и резко неоднородным электрическим полем, при которой возможно полное собиране электронов ионизации.
2. Если не реализуется режим полного сбора заряда, то из-за электроотрицательности газа уменьшается средняя амплитуда сигнала и увеличивается дисперсия.
3. В режиме полного сбора заряда выгоднее использовать детектор с однородным электрическим полем из-за большей ширины области по напряжению.

### Экспериментальное изучение работы детекторов, наполненных $C_3F_8$

Режим полного сбора заряда был реализован для плоских ионизационных камер. На рис. 10 представлена зависимость средней суммарной амплитуды сигнала с 40 ионизационных камер газового калориметра от высокого напряжения.

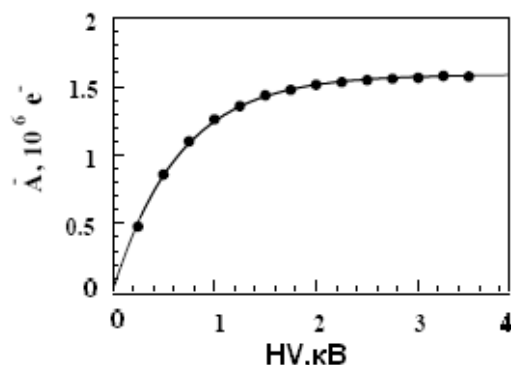


Рис. 10. Зависимость средней амплитуды сигнала с 40 камер газового калориметра от напряжения при давлении газа  $C_3F_8$   $p=3$  атм. при энергии электронов  $E=25.6$  ГэВ [5, 6].

Из данной зависимости видно, что при росте высокого напряжения амплитуда сигнала растёт и выходит на насыщение, что характерно для режима полного сбора заряда.

Для изучения особенностей работы детектора с резко неоднородным электрическим полем использовались цилиндрические счётчики с диаметром катода 10 мм и диаметрами анода 11, 20, 50, 100 мкм. Для изготовления катода использовалась трубка из нержавеющей стали с толщиной стенки 70 мкм. Отрицательное высокое напряжение подавалось на катод. Изучался отклик счётчиков на ионизацию рентгеновскими фотонами от радиоактивного источника  $Fe^{55}$  и от  $\beta$  - источника  $Sr^{90}$ . Источник  $Fe^{55}$  обеспечивал точечную ионизацию газа счётчика. Источник  $Sr^{90}$  находился в магнитном монохроматоре, с помощью которого выбирались электроны с энергией около 2 МэВ. Все тесты проводились с  $C_3F_8$  чистотой 99%.

На рис. 11а приведены счётные характеристики счётчиков с анодными проволоками разного диаметра. Была также измерена эффективность регистрации заряженной частицы для счётчика с разными диаметрами анода, и она составила  $\sim 10\%$ .

На рис. 11б представлены зарядовые характеристики для проволок с разными диаметрами. Надо отметить достаточно большую величину заряда лавины, которая находится в диапазоне от 0.3 до 10 пК. На рис. 12 представлено относительное энергетическое разрешение счётчика от  $Fe^{55}$  и от  $Sr^{90}$ . Видно, что относительное разрешение составляет  $\sim 60\%$  для  $Fe^{55}$ , тогда как для  $Sr^{90}$   $\sim 30\%$ .

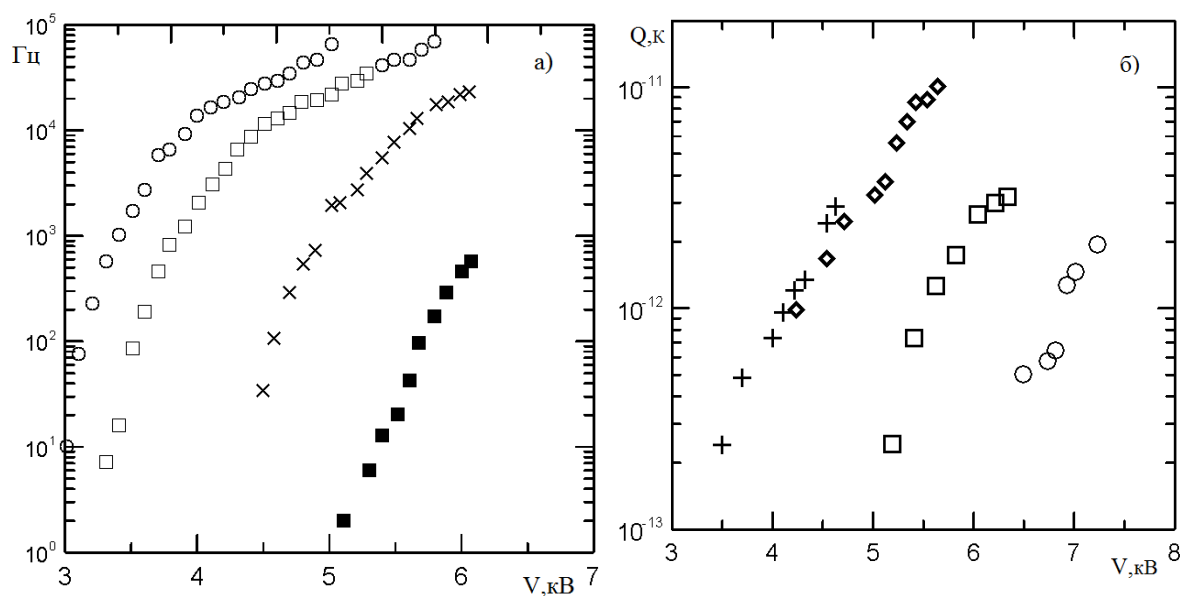


Рис. 11. Счётные (а) и зарядовые (б) характеристики счётчика от приложенного напряжения для анодной проволоки с диаметрами: а)  $\circ$  – 11 мкм,  $\square$  – 20 мкм,  $\times$  – 50 мкм,  $\blacksquare$  – 100 мкм; б)  $\circ$  – 11 мкм,  $\diamond$  – 20 мкм,  $\square$  – 50 мкм,  $\times$  – 100 мкм.

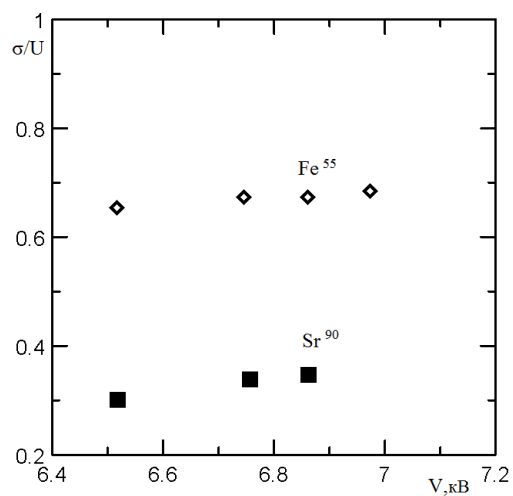


Рис. 12. Относительное амплитудное разрешение счётчика с диаметром анода 100 мкм при облучении  $\diamond$  –  $\text{Fe}^{55}$ ,  $\blacksquare$  –  $\text{Sr}^{90}$ .

Характеристики исследованных счётчиков объясняются значительной зависимостью коэффициента прилипания электронов от напряжённости приложенного электрического поля.

Вероятность выжить хотя бы одному электрону для такого типа газов, как было отмечено ранее, можно условно разделить на 3 области (см. рис. 3).

В области **А** вероятность выжить хотя бы одному электрону уменьшается с ростом напряжённости электрического поля в газовом промежутке. В этой области возможна работа ионизационных камер. В области **Б** – «мёртвой зоне» – вероятность выжить хотя бы одному электрону крайне мала, но для цилиндрического счётчика протяжённость этой области составляет примерно 4 радиуса анода (см. рис. 7), что позволяет части электронов, образованных в области слабой напряженности, преодолеть эту область (см. рис. 4а). Неполным сбором электронов объясняется низкая эффективность регистрации частиц  $\sim 10\%$  при работе пропорционального счётчика в области лавинного усиления **В**.

Относительное амплитудное разрешение пропорционального счётчика в области лавинного усиления для  $\text{Fe}^{55}$  составило  $\sim 60\%$ , тогда как для электрона от  $\text{Sr}^{90}$  (после магнитного монохроматора) составило  $\sim 30\%$ , что объясняется наличием «мёртвой» зоны и характером ионизации (см. рис. 8, 9).

## Заключение

В заключение необходимо отметить следующее:

1. Несмотря на собственную электроотрицательность  $\text{C}_3\text{F}_8$ , возможна работа детекторов, наполненных этим газом в ионизационной моде с полным сбором заряда.
2. В моде лавинного усиления возможна работа пропорциональных счётчиков с эффективностью регистрации проходящей частицы около 10%.
3. Относительное амплитудное разрешение пропорционального счётчика зависит от формы ионизации (точечная или протяжённая).
4. В случае использования детектора в ионизационной моде предпочтительнее применять детекторы с однородным внутренним полем (для увеличения области работы по напряжению).



## Список литературы

- [1] O. Erriquez' et al., Physica Scripta. Vol. 33, p. 202-205, 1986.
- [2] J.Pouthas et. al., Nucl. Instrum. Methods in Phys. A 357 (1995), p. 418.
- [3] E. Norbeck et al., Nucl. Instr. and Meth. 1992, A314, p. 620.
- [4] S. Denisov, et al., Instrum. Exp. Tech. 40 (1997), p. 595.
- [5] V.Bezzubov et al., Nucl. Instr. and Meth. 2002, A 494, p. 369.
- [6] V.Bezzubov et al., Nucl. Instr. and Meth. 2004, A525, p. 38.
- [7] R. Santonico, R. Cardarelli, Nucl. Instr. and Meth. 1988, A263, p. 20.
- [8] E. Cerron Zeballos, et al., Preprint CERN PPE/95-166, 1995.
- [9] J.J. Collar et al., Proc Int. Conf. on the Identification of Dark Matter, World Scientific, Singapore, 1997, p. 563.
- [10] L. A. Hamel et al., Nucl. Instr. and Meth. A 388 (1997), p. 91.
- [11] C. J. Martoff et al., Nucl. Instr. and Meth. A 555 (2005), p. 55-58.
- [12] L.G. Christophorou, J.C. Olthoff. "Fundamental electron interactions with plasma processing gases" Pub. NY, Kluwer Academic 2004, p. 776.
- [13] Н.Г. ван Кампен. Стохастические процессы в физике и химии. 1990.
- [14] В.П.Чистяков. Курс теории вероятностей. – М.; «НАУКА», 1982.
- [15] W. Riegler, Ch. Lippmann, R. Veenhof, Nucl. Instrum. Meth. 2003, A500, p. 144.
- [16] S.P. Denisov, S.V. Erin, N.N. Fedyakin. – Preprint ИИЭП-99-35, Protvino, 1999.
- [17] J.E. Bateman et al., Nucl. Instr. and Meth. A 484 (2002), p. 384–395.

*Рукопись поступила 14 мая 2010 г.*

С.В. Ерин

Работа газовых детекторов, наполненных тяжёлым фреоном  $C_3F_8$ .

Редактор Л.Ф. Васильева.

---

Подписано к печати	27.05.2010.	Формат 60 × 84/16.	Офсетная печать.
Печ. л. 1,06.	Уч.- изд. л. 1,63.	Тираж 80.	Заказ 48.
Индекс 3649.			

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,  
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

---

ПРЕПРИНТ 2010-6, ИФВЭ, 2010

---