

С 344.1и

М-353

6/ХІ-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

13 - 3518



А.Т. Матюшин, В.Т. Матюшин, Л.В. Сильвестров

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

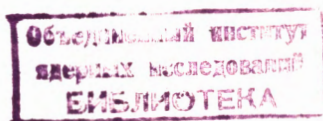
АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ИСКРОВЫХ КАМЕР

1967.

13 - 3518

А.Т. Матюшин, В.Т. Матюшин, Л.В. Сильвестров

АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ИСКРОВЫХ КАМЕР



Анализ характеристик искровых камер позволяет получить информацию о некоторых процессах в ионизованном газе. Для применяемых газовых смесей можно определить такие величины, как коэффициент ионизации, скорость дрейфа ионов и электронов в постоянных электрических полях, сечение захвата электронов молекулами электроотрицательных газов и вероятность образования лавины критической длины в импульсном электрическом поле.

Рассмотрим счётные характеристики искрового счётчика в режиме питания постоянным напряжением.

Коэффициент ионизации  $\alpha$  (число ионов, создаваемых электроном на пути в 1 см) можно определить из уравнения пробоя Мика, которое связывает критическую величину поля лавины  $E_{\lambda}$ , необходимую для развития стримера, с величиной внешнего поля  $E$ . Записывая приближенное выражение для поля головки лавины (/1/, стр. 403), получим уравнение Мика в виде:

$$kE = \frac{\frac{4}{3} \epsilon a e^{a\delta}}{\left(1010 \frac{2 \times \lambda_0}{3p\sqrt{f}}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент ионизации,  $e$  — заряд электрона,  $\delta$  — длина пути лавины, на которой ее поле достигает критического значения  $E_{\lambda}$ ,  $x$  — путь, пройденный лавиной,  $\lambda_0$  — средний свободный пробег электронов в газе,  $p$  — давление газа,  $f$  — доля энергии, теряемой электроном при столкновении,  $k$  — коэффициент, значение которого находится в пределах  $0 < k \leq 1$ .

Хотя параметры  $k$ ,  $\lambda_0$  и  $f$  неизвестны для газовых смесей, приме-

нявшихся нами при наполнении искровых камер, однако, учитывая, что величина  $\alpha$  мало чувствительна к изменению этих параметров (при решении уравнения они войдут под знаком логарифма), можно принять их значения такими же как для воздуха, для которого они определены экспериментально. Заменяя, кроме того, коэффициент  $\alpha$  на его приведенное значение, получим уравнение пробоя в виде <sup>/1/</sup>:

$$0,1 \frac{E}{P} = 5,27 \cdot 10^{-7} \left( \frac{\delta}{P} \right)^{1/4} \left( \frac{\alpha}{P} \right) \exp \frac{\alpha}{P} \delta P. \quad (2)$$

Заметим теперь, что эффективность искрового промежутка  $\eta$  связана с критической длиной лавины  $\delta$  выражением <sup>/4/</sup>

$$\eta = 1 - \exp \left[ -\nu \frac{1}{\cos \theta} (d - \delta) \right], \quad (3)$$

где  $\theta$  - угол входа частицы относительно нормали к электродам,  $\nu$  - удельная ионизация,  $d$  - длина искрового промежутка. Подставляя  $\delta$  из выражения (3) в уравнение (2) и решая последнее графически, получим величину  $\frac{\alpha}{P}$  для данного значения внешнего поля  $E$ .

**1.** Найдем значение  $\frac{\alpha}{P}$  для смеси аргон + эфир при разных соотношениях давления аргона и эфира. Для этого воспользуемся характеристиками искрового счётчика, наполненного соответствующей газовой смесью и питаемого постоянным напряжением. При расчётах принималось, что в начале "плато" счётчик считает частицы со 100%-ной эффективностью. Удельная ионизация  $\nu$  для смеси газов рассчитывалась, исходя из формулы Блоха <sup>/6/</sup>. Некоторая неопределенность в значениях  $\eta$  и в параметрах, входящих в уравнение (1), вносит примерно 20%-ную неопределенность в значения коэффициента ионизации  $\frac{\alpha}{P}$ . Следует отметить, однако, что измерения  $\frac{\alpha}{P}$  классическими методами дают точные и воспроизводимые значения только для газов, подвергшихся специальной тщательной очистке. Для неочищенных газов значения  $\frac{\alpha}{P}$ , полученные в разных измерениях, имеют разброс примерно того же порядка, что и приведенный выше <sup>/1/</sup>.

Величины  $\frac{\alpha}{P}$ , полученные при разном значении  $\frac{E}{P}$ , можно привести к одному значению поля, пользуясь хорошо известным эмпирическим соотношением между величиной  $\frac{\alpha}{P}$  и  $\frac{E}{P}$ :

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{E/P}\right) \quad (4)$$

На рис. 1 показаны значения  $\frac{\alpha}{P}$  при разном содержании эфира в аргон-эфирной смеси для величины приведенного поля  $E/P = 30$  в/см.тор. На рис. 2 дана кривая  $\frac{\alpha}{P} = f\left(\frac{E}{P}\right)$ , полученная для эфира. Для сравнения приведена кривая для спирта, взятая из работы /2/.

2. Рассмотрим случай импульсного питания искровой камеры. Как показано в /3/, эффективность искрового промежутка в этом случае равна

$$\eta = 1 - \exp\left[-\nu f d + \nu f \omega(E_0) T_D - \nu f \int_0^{T_f} \omega\{E(t)\} dt\right], \quad (5)$$

где  $\nu$  - удельная ионизация в газе камеры,  $d$  - величина междуэлектродного промежутка,  $f$  - вероятность образования лавины критической длины одним электроном,  $\omega(E_0)$  и  $\omega(E)$  - скорости дрейфа электронов в газе при значении очищающего поля  $E_0$  и импульсного поля  $E$ ,  $T_D$  - время задержки высоковольтного импульса,  $T_f$  - время формирования искры.

По формуле (5) была рассчитана эффективность искровой камеры с зазором в 1 см, наполненной неоном. Импульс высокого напряжения приблизительно можно было считать прямоугольным с шириной 1,2 мксек. В случае импульса прямоугольной формы и отсутствия очищающего напряжения выражение (5) упрощается и принимает вид:

$$\eta = 1 - \exp\left[-\nu f d - \nu f \omega(E) T_f\right] \quad (6)$$

На рис. 3 приведена зависимость эффективности искрового промежутка от амплитуды высоковольтного импульса вместе с результатами расчета по формуле (6). Расчетная кривая согласуется с экспериментальными данными в начале счетной характеристики, если принять величину  $f = 0,2$  ( $\nu = 20$ ). Это сравнимо с величиной  $f$ , приведенной в работе /3/ для искровой камеры, наполненной смесью неона с парами спирта. Расхождения между расчетными и экспериментальными точками при больших напряжениях можно интерпретировать как изменение величины  $f$  с возрастанием поля  $E$  (с возрастанием поля  $f$  возрастает).

3. При наличии очищающего поля эффективность камеры будет зависеть от величины поля и времени задержки высоковольтного импульса. Величину  $\omega(E_0) T_D$  с хорошим приближением можно записать в виде  $K_u \sqrt{E \cdot T_D}$ , где  $K_u$  - подвижность электронов. На рис. 4 приведена зависимость эффективности искровой камеры от параметра  $\sqrt{E \cdot T}$ . Экспериментальные точки хорошо описывают выражением (5), в котором принято  $t = 0,2$  и  $K_u = 0,12 \frac{\text{см}^3/2}{\text{в}^2/\text{сек}}$ .

На рис. 5 представлена скорость дрейфа зарядов как функция  $\sqrt{\frac{E}{P}}$  для случая воздушного наполнения искровой камеры<sup>/7/</sup>. Видно, что скорость становится линейной функцией  $v = K_u \sqrt{\frac{E}{P}}$ , начиная с величины поля  $\approx 1 \text{ в/см.тор}$ . Это явление характерно для дрейфа ионов. Коэффициент пропорциональности  $K_u$  (подвижность ионов) в нашем случае равен  $1,35 \frac{\text{см}^3/2}{\text{в}^2/\text{сек}}$ .

4. Как показано в работе<sup>/7/</sup>, время памяти искровой камеры можно уменьшить, если добавить к газу камеры пары ацетона. Молекулы ацетона, обладающие электронным средством, захватывают свободные электроны и очищают таким образом промежуток. Из кривой, показывающей зависимость эффективности промежутка от задержки высоковольтного импульса  $t$ , можно оценить сечение захвата электронов молекулами ацетона. Согласно работе<sup>/5/</sup> захват электронов происходит при тепловых энергиях. Если средняя скорость электронов равна  $\bar{v}$ , то пробег до захвата каждого электрона будет  $L = \bar{v} \cdot t$ , а сечение захвата  $\sigma = \frac{1}{L \cdot N}$ , где  $N$  - число молекул ацетона в  $1 \text{ см}^3$ . Взяв величину  $t$  из работы<sup>/7/</sup>, а  $\bar{v}$  из выражения для среднеарифметической скорости электронов  $v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ , получим величину сечения  $\sigma = 3,4 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ .

Авторы благодарят И.М.Граменицкого за многочисленные обсуждения, касающиеся кинетической теории газов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л.Либ. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.Гостехиздат, 1950.
2. А.Энгель. Ионизованные газы. Москва, 1950.
3. U.J.Burnham, I.W.Rogers, M.G. Thomson, A.W.Wolfendale. *Jorn.Scienc.Instr.* 40 (1963) 296.
4. F.Bella, C.Franzineti, *Nuovo Cim.* 10 (1953) 1338.

5. И.И.Громова, В.И.Никаноров, Г. Петер, А.Ф.Писарев, Препринт ОИЯИ Р-1498, Дубна, 1964.
6. Bloch. Ann.d.Phys. 16, 285 (1933).
7. A.S.Dvoretzki e.a. Nucl.Instr. and Meth. 20, 277 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 сентября 1967 года.

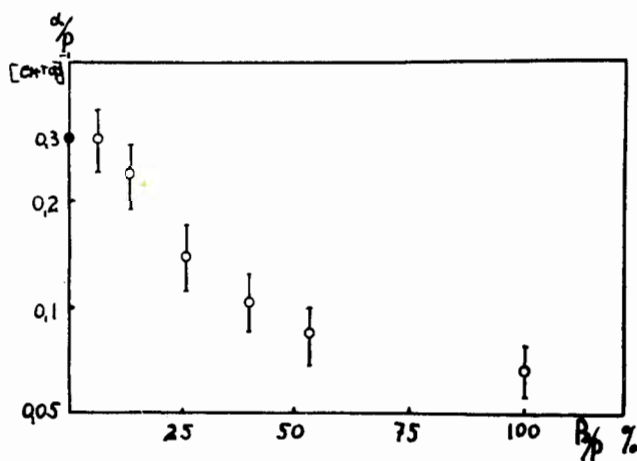


Рис. 1. Зависимость коэффициента ионизации  $\frac{\alpha}{p}$  от содержания эфира в эфир-аргонной смеси. По оси абсцисс отложено процентное содержание эфира в смеси. По оси ординат - величина  $\frac{\alpha}{p}$ , соответствующая значению электрического поля 30 в/см.тор. Сплошным кружком обозначена величина  $\frac{\alpha}{p}$  для чистого аргона, взятая из работы<sup>4/</sup>.

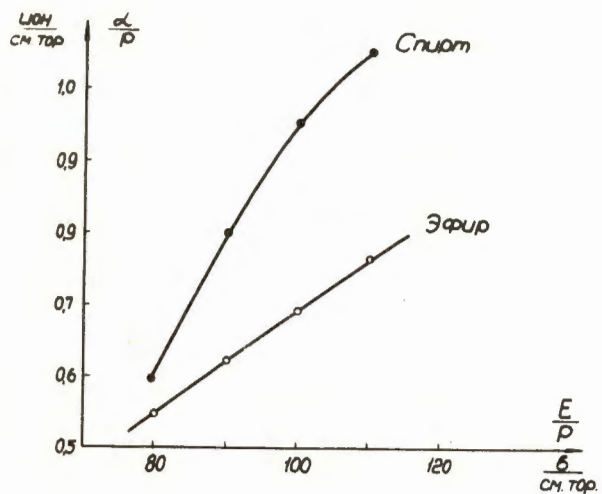


Рис. 2. Зависимость  $\frac{\alpha}{\rho}$  от  $\frac{E}{\rho}$  для эфира. Кривая для спирта взята из работы/4/.

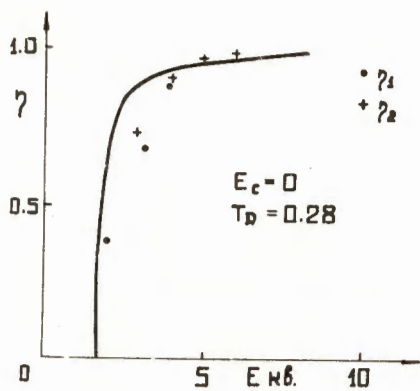


Рис. 3. Зависимость эффективности искрового промежутка от амплитуды высоковольтного импульса. Экспериментальные точки:  $\eta_2$  - для одного промежутка,  $\eta_1$  - усредненная эффективность пары промежутков. Сплошная кривая - расчёт по формуле (6).

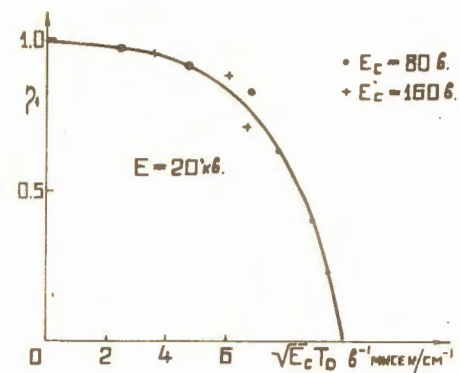


Рис. 4. Зависимость эффективности искрового промежутка от параметра  $\sqrt{E_c T_D}$ . Сплошная кривая - расчёт по формуле (5).

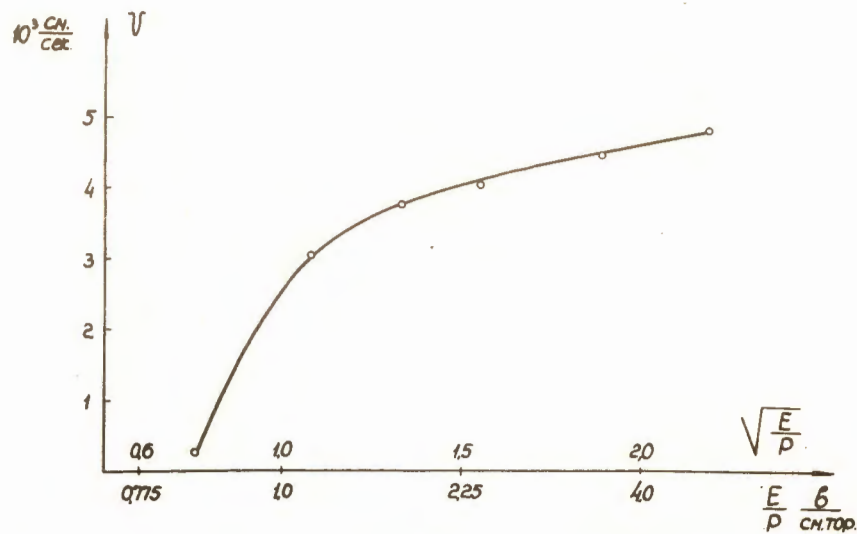


Рис. 5. Скорость дрейфа отрицательных ионов в воздухе как функция  $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$ .