

С 344.14

2/vii-71

Н-48

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P 13 - 5811

2628/2-71



5811

К.Г. Некрасов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСКРОВОЙ
КАМЕРЫ

1971

P 13 - 5811

К.Г. Некрасов

**ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСКРОВОЙ
КАМЕРЫ**

Эффективность регистрации заряженной частицы искровой камерой оценивается вероятностью того, что частица на своем пути в чувствительном объеме камеры оставит хотя бы одну пару ионов. В соответствии с распределением вероятностей Пуассона это выражение с учётом параметров, определяющих размер эффективной зоны $d_{\text{эф}}$, дается в виде/1/

$$\eta = 1 - \exp[-n(d - d_1 \pm d_u - ut_3)] , \quad (1)$$

где n - удельная ионизация газа; d - величина зазора камеры; d_u , ut_3 - неэффективные зоны промежутка, возникающие в результате очищающего действия фронта импульса питания и постоянного напряжения $V_{\text{оч}}$ за время задержки t_3 импульса питания; d_1 определяется условием Ретера $\alpha d_1 = 20$; α - первый коэффициент ионизация Таунсенда; u - скорость дрейфа электронов в направлении электрического поля.

Формула (1) требует некоторого уточнения, т.к. не совсем верно отражает физическую картину процесса, что наглядно проявляется при оценке эффективности камер с величиной зазора $d < 1$ см./2,3/. Рассмотрим схему действия очищающего поля на колонку электронов, оставленную пролетевшей частицей. Электроны, образованные вдоль трека $a-a$ (рис. 1), действием очищающего поля смещаются к положительному электроду на величину ut_3 , размещаясь вдоль линии $a'-a'$ и затем действием фронта высоковольтного импульса смещаются к линии $a''-a''$ на величину d_u . При этом за счёт очищающего действия фронта импульса эффективная зона промежутка может быть только уменьшена. Противоположные полярности напряжений $V_{\text{оч}}$ и V_u до некоторого момента t_0 , определяемого из условия

$$ut_0 = d_1 + d_u, \quad (2)$$

сохраняют количество электронов в эффективной зоне $d_{эф}$, т.е. эффективность камеры остается неизменной до момента $t_3 = t_0$.

$$\eta_1 = 1 - \exp[-n(d - d_1 - d_u)] \quad (3)$$

при $t_3 \leq t_0$.

Очевидно, выражение (3) сохраняет силу при $V_{оч} = 0$. Если количество электронов в эффективной зоне уменьшается:

$$\eta_2 = 1 - \exp[-n(d - ut_3)] \quad (4)$$

при $t_3 > t_0$.

При совпадающих полярностях $V_{оч}$ и V_u время убирания электронов из зоны $d_{эф}$ совпадает с t

$$\eta_3 = 1 - \exp[-n(d - d_1 - d_u - ut_3)] \quad (5)$$

Величина d_1 определяется как расстояние, на котором электронная лавина, инициированная отдельным электроном, достигает критического состояния/4/. Количество ионов в головке лавины оценивается величиной $N = \exp(\alpha d_1)$.

По оценке Ретера для воздуха при атмосферном давлении и 10% перенапряжении $\alpha d_1 = 18 + 20$, что соответствует

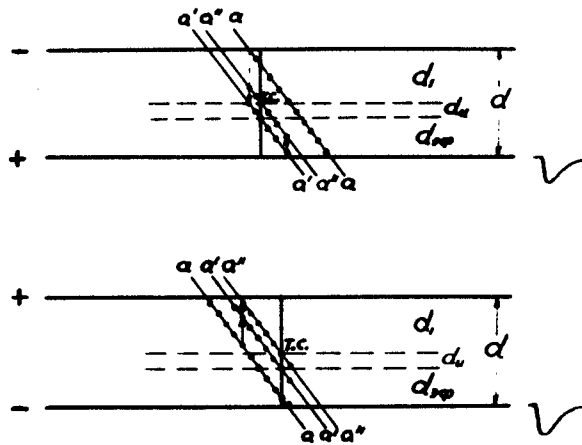
$N \approx 10^8$ ионов. Часто эту величину распространяют и на инертные газы.

Заметим, что это дает нулевую эффективность камер, наполненных неоном, с величиной зазора 5 и 3 мм. Для искровых камер с зазором $d = 1$ см имеются экспериментальные данные, позволяющие оценить N и $d_1/1,5-7/$.

Простые расчёты показывают, что для неона при атмосферном давлении, напряжении начала пробоя $V_0 = 4000$ в, скорости дрейфа электронов $u = 5 \cdot 10^6$ см/сек и времени запаздывания пробоя $t = 0,2 \cdot 10^{-6}$ сек

$$\alpha d_1 = \alpha ut \approx 7,$$

$$N \approx 10^3 \text{ ионов.}$$



ис. 1. Схема дрейфа электронов в поле очищающего напряжения
а) $V_{оч}, V_u$ разнополярные, б) $V_{оч}, V_u$ однополярные, т.с. - точка
прямолинейного дрейфа.

Обычно искровые камеры работают при 100% перенапряжении, т.е. электрическое поле $E = 8000$ в/см. При этом $u \approx 8 \cdot 10^6$ см сек, $t = 0,03 \cdot 10^{-6}$ сек. Тогда

$$\begin{aligned} d_1 &= ut \approx 0,24 \text{ см} \\ \alpha d_1 &\approx 10 \\ N &\approx 10^4 \text{ ионов} \end{aligned} \quad (6)$$

Величина d_u зависит от крутизны фронта высоковольтного импульса и может быть определена по данным смещения разряда в магнитном поле при $V_{0ч} = 0/8/$. Обычно $d_H \leq 0,5$ мм.

Формулы (3), (4) указывают на наличие плато в зависимости эффективности камеры от t_0 . Протяженность плато t_0 с учётом (6) для неона равна

$$t_0 = (1,2 + 0,5) \cdot 10^{-6} \text{ сек.} \quad (7)$$

Очевидно, t_0 является также оценкой минимального разрешающего времени искровой камеры с неоном, что подтверждается данными работы/8/ (рис. 2). Так как величина t_0 превышает аппаратную задержку в запуске камеры, то влияние задержки t_0 на эффективность практически мало. Отсутствие порога t_0 в (5) дает основание предположить, что в камерах с малым зазором разрешающее время может быть получено меньше при однополярных напряжениях $V_{0ч}, V_u$.

Работоспособность камер в магнитном поле проверена в ряде экспериментов/9,10/. Помимо эффекта смещения разряда в скрещенных полях отмечалась тенденция к повышению эффективности регистрации частиц/10,11/.

Для получения зависимости эффективности от величины магнитного поля H рассмотрим влияние его на основные параметры, определяющие работу камеры. Для развития разряда необходимо, чтобы электрон в поле высоковольтного импульса на длине свободного пробега λ приобрел энергию, достаточную для ионизации газа. В скрещенных полях E и H электрон перемещается по циклоидальной траектории/12/, т.е. энергия, приобретаемая им от электрического поля, ограничена высотой циклоиды

$$h = 2mc^2 E / eH^2, \quad (8)$$

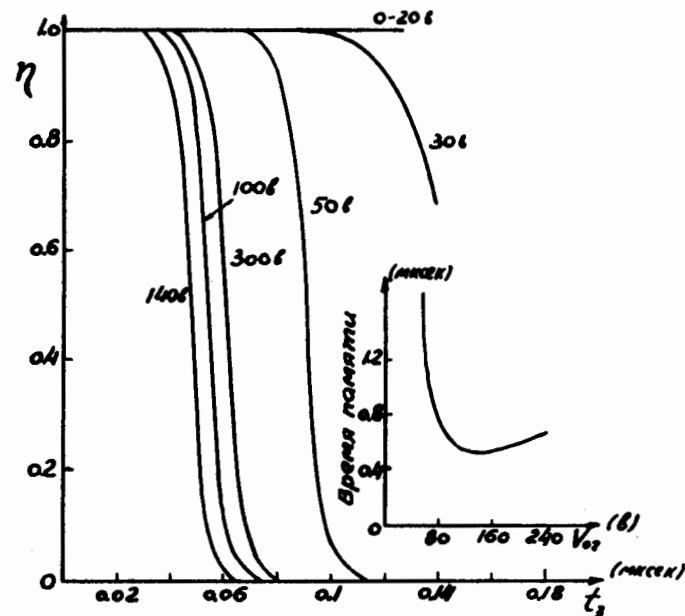


Рис. 2. Зависимость эффективности камеры, наполненной неоном, от времени задержки при различном очищающем напряжении/9/.

где m, e - масса и заряд электрона; c - скорость света. Следовательно, пробой промежутка в магнитном поле возможен при условии $\lambda < h$. Так, по данным /2,11/ в неоне при $H = 8000$ э $\lambda = 1,5 \cdot 10^{-4}$ см $\ll h = 1,4 \cdot 10^{-3}$ см. Влиянием магнитного поля на параметры d_1 и d_u можно пренебречь, что следует из малого смещения разряда при $V_{оч} = 0$ и условия $\lambda \ll h$. Когда $V_{оч} = 0$, скорости ионов газа определяются температурой нейтральных молекул. В результате процессов диффузии и рекомбинации количество ионов по следу частицы уменьшается, а ионный след частицы расплывается.

При наличии магнитного поля коэффициент диффузии ионов D для скоростей ионов, не совпадающих с направлением поля H , уменьшается на величину

$$D(H) = D \nu^2 / \nu^2 + \omega^2, \quad (9)$$

где ω - частота Лармора, а ν - средняя частота взаимодействия ионов с газом. Уменьшается и коэффициент преимущественной рекомбинации, что связано с существенно различными радиусами вращения электронов и ионов. В результате время памяти камеры возрастает, а эффективность ее будет

$$\eta_4(H) = 1 - \exp[-n(t_3, H)(d - d_1 - d_u)], \quad (10)$$

где $n(t_3, H) \geq n$.

Если $V_{оч} \neq 0$, то скорости дрейфа ионов в направлении электрического поля $-v_x$ и в направлении вектора $[EH] - v_y$ соответственно будут равны:

$$v_x = u \nu^2 / \nu^2 + \omega^2,$$

$$v_y = u \nu \omega / \nu^2 + \omega^2.$$

Уменьшение скорости дрейфа в направлении электрического поля v_x ведет к повышению эффективности камеры, расширению плато и ухудшению временного разрешения. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными работы /12/, полученными с искровой камерой, наполненной гелием, в магнитном поле $H = 13000$ (рис. 3). Аналогичные данные для неона получены автором с цилиндрической искровой камерой в магнитном поле $H = 8000$ э (рис. 4).

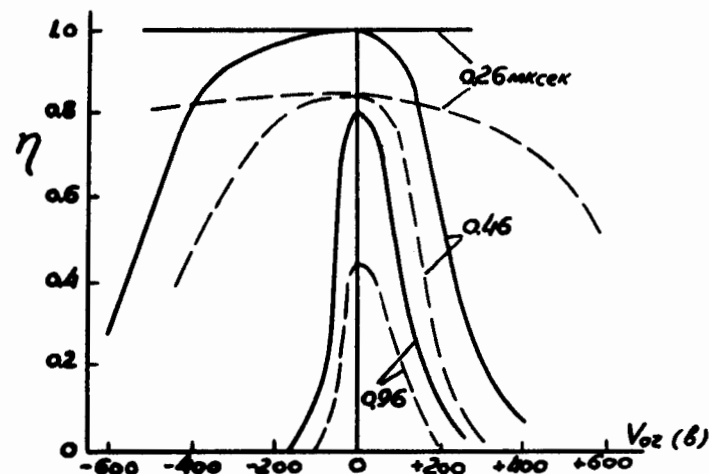


Рис. 3. Зависимость эффективности камеры от величины очищающего напряжения при различной задержке /14/. Наполнение: гелий + C_2H_5OH . Пунктирные линии: $H = 0$. Сплошные линии: $H = 13000$ э.

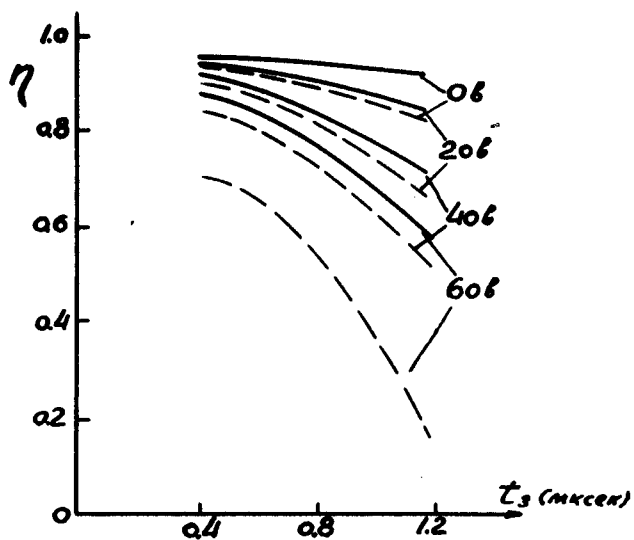


Рис. 4. Зависимость эффективности камеры, наполненной неоном, от времени задержки при различном очищающем напряжении $d = 5$ мм, $r = 800$ тор. Пунктирные линии: $H = 0$. Сплошные линии: $H = 8000$ э.

Формулы эффективности (3) + (5) искровой камеры, работающей в скрещенных электрическом и магнитном полях, с учётом (10) и (11) примут вид:

$$\eta_1(H) = \eta_4(H) \quad (12)$$

при $t_3 \leq t_0$

$$\eta_2(H) = 1 - \exp[-n(t_3, H)(d - v_x t_3)] \quad (13)$$

при $t_3 > t_0$.

Для совпадающих полярностей $V_{оч}$, V_H

$$\eta_3(H) = 1 - \exp[-n(t_3, H)(d - d_1 - d_u - v_x t_3)], \quad (14)$$

где $v_x = u v^2 / v^2 + \omega^2$.

Автор выражает благодарность С.М. Коренченко за полезные советы при обсуждении работы и В.С. Смирнову за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. М.И. Дайон и др. "Искровые камеры". Атомиздат, М., 1967 г.
2. С.М. Коренченко и др. Сообщение ОИЯИ, P13-5170, Дубна, 1970 г.
3. W.I. Willis et al. Nucl.Instr. and Meth., 91, 29 (1971).
4. Г. Петер. "Электрические лавины и пробой в газах". Изд-во "Мир", 1968 г.
5. Дж. Мик, Дж. Крегс. "Электрический пробой в газах". Изд-во Ин, Лит., М., 1960 г.
6. А. Энгель. "Ионизованные газы". Физматгиз, 1959 г.
7. Г. Френсис. "Ионизационные явления в газах", Атомиздат, М., 1964 г.
8. J. Fisher, I. Zorn, Rev.Scient.Instr., 32, 499 (1961).
9. М.И. Дайон, В.Х. Волинский. ЖЭТФ, 38, 908, 1959 г.
10. Proc. of Int.Conf. an Instr. for H.E. Phys. Berkeley N.-Y.,L.(1960).
11. С.М. Коренченко и др. ПТЭ; 5, 72 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

6 мая 1971 года.