

с 311.11

К-663

ПТЭ, 1966, №5,
с 72-74.

30/ix-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2344



С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов

СМЕЩЕНИЕ РАЗРЯДОВ ИСКРОВОЙ КАМЕРЫ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ЛЭБОРТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

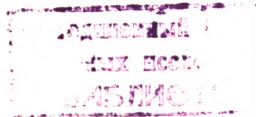
1965

P-2344

С.М.Корняченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов

СМЕЩЕНИЕ РАЗРЯДОВ ИСКРОВОЙ КАМЕРЫ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Направлено в ПТЭ



3581/1 чр.

Проведен анализ экспериментальных данных по смещению разряда искровой камеры в скрещенных электрическом и магнитном полях. Показана приемлемость формулы Таунсенда для определения величины смещения разряда по известным параметрам поля и газа. Дается зависимость средней частоты взаимодействия электронов с атомами газа от величины магнитного поля, позволяющая по формуле Таунсенда получить хорошее согласие с экспериментом при наполнении камеры инертными газами.

Работа искровой камеры в магнитном поле, когда постоянное очищающее электрическое поле перпендикулярно магнитному, приводит к известному эффекту смещения разряда относительно места пролета ионизирующей частицы. Этот эффект наглядно проявляется в камерах со знакопеременным электрическим полем в соседних разрядных промежутках. Для решения задачи восстановления трека ионизирующей частицы по разрядам искровой камеры, работающей в скрещенных электрическом и магнитном полях, необходима теоретическая оценка величины смещения разряда. Однако для камер, наполненных инертными газами, такие оценки, опубликованные в работах^{/1-4/}, не дают приемлемых результатов, что вызвано, очевидно, ошибочным представлением зависимости смещения разряда от величины магнитного поля. Действительно, как это следует из^{/5/}, смещение электрона, движущегося в скрещенных электрическом и магнитном полях в газе, может быть представлено формулой

$$y = \frac{E}{B} \cdot \frac{t}{1 + \nu^2/\omega^2}, \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля, B — магнитная индукция, t — время движения электрона, ν — средняя частота взаимодействия электрона с атомами газа в сек, ω — частота Лармора.

Данные эксперимента, полученные авторами на многослойной искровой камере, наполненной неоном (рис.1), полностью отвечают характеру зависимости (1) при определенном выборе параметра ν . Из этого же рисунка видно (график 1), что применявшаяся ранее формула линейной зависимости $y = aEBt$ может быть использована при значениях магнитной индукции $B < 0,2$ тл, величины значительно меньшей обычно используемой в практике физического эксперимента с искровыми камерами. Для достаточно больших значений магнитной индукции экспериментальные точки приближаются к кривой 2, построенной в предположении отсутствия взаимодействия электрона с атомами газа. Это же следует из непосредственного анализа формулы (1) в предельных случаях $\omega \gg \nu$ и $\omega \ll \nu$.

Средняя частота взаимодействия электрона с атомами газа может быть опреде-

лена на основании экспериментальных данных по смещению разряда. По данным эксперимента авторов она с достаточной точностью для неона при давлении $p = 0,1 \text{ мм рт.ст.}$ в ограниченной области используемых величин E и V является постоянной. Представляет интерес оценить значение ν независимым путем, имея в виду возможную зависимость ν от E , V и характеристик газа, которым наполнена камера. Следует отметить, что формула (1), выведенная в предположении независимости всех параметров от времени t и при малом изменении скорости движения электрона, не противоречит существованию функции $\nu = \nu(E, V)$. Из анализа графиков рис. 2 и рис. 3, построенных с помощью формулы (1) по экспериментальным данным смещения разряда в неоне, видно, что средняя частота слабо зависит от величины магнитной индукции при фиксированном значении поля E и аналогично от E при фиксированном V . Очевидно, что предельными значениями ν являются при $E = 0$ (рис. 2) средняя диффузионная частота, определяемая, например, из выражения

$$\nu_{\text{диф.}} = 6,7 \cdot 10^5 (\lambda)^{-1} (T_0)^{3/2} \quad (2)$$

(λ — средняя длина свободного пробега электронов при давлении p , T_0 — температура электронов $^{\circ}\text{K}$) и при $V = 0$ (рис. 3) средняя частота дрейфового движения электрона в электрическом поле

$$\nu_0 = u_{\text{др}} (4/\pi)^{1/2} (\lambda)^{-1} (k)^{-1/2} \quad (3)$$

Здесь $u_{\text{др}}$ — скорость электрического дрейфа электронов при $V = 0$, k — коэффициент потери энергии электрона при упругом взаимодействии с атомами газа.

В скрещенных электрическом и магнитном полях дрейфовая скорость электрона вдоль электрического поля уменьшается на фактор

$$\nu^2 / (\omega^2 + \nu^2) \quad (4)$$

Соответственно, что следует из решения кинетического уравнения движения электрона в газе, нормальная к ней компонента дрейфовой скорости будет увеличиваться с ростом ω . Таким образом, в прямоугольной системе координат имеем

$$u_x(\omega) = u_{\text{др}} \nu_0^2 / (\omega^2 + \nu_0^2) \quad (5)$$

$$u_y(\omega) = u_{\text{др}} \omega^2 / (\omega^2 + \nu_0^2)$$

Откуда

$$u(\omega) = u_{\text{др}} \frac{(\omega^4 + \nu_0^4)^{1/2}}{\omega^2 + \nu_0^2} \quad (6)$$

Теперь, учитывая (3), (8), получим

$$\nu(\omega) = (4/\pi)^{1/2} (\lambda)^{-1} (k)^{-1/2} \text{ и др } \frac{(\omega^4 + \nu_0^4)^{1/2}}{\omega^2 + \nu_0^2} . \quad (7)$$

Выражение (7) зависимости средней частоты взаимодействия электрона с атомами газа от ларморовой частоты электрона, а тем самым от величины магнитной индукции, уже дает возможность получить по формуле (1) удовлетворительное согласие с экспериментом для камер, наполненных инертными газами. Однако при этом не учитывается еще один параметр, который по определению становится зависимым от ω , — это длина свободного пробега электрона λ или давление газа. В силу криволинейности траектории электрона в магнитном поле расстояние между последовательными соударениями его с атомами газа будет меньше пройденного при этом пути, что эквивалентно повышению давления газа на величину $\Delta p^{1/6}$. Принимая для простоты криволинейное движение электрона за вращательное, имеем

$$\Delta p = \frac{1}{24} r \lambda^2 / r^2 , \quad (8)$$

где r — радиус вращения электрона. Или, в более удобном виде,

$$1/\lambda(\omega) = (1 + \omega^2 / 24 \nu_0^2) / \lambda . \quad (9)$$

Теперь окончательное выражение параметра ν в формуле (1) будет:

$$\nu(\omega) = (4/\pi)^{1/2} (\lambda)^{-1} (k)^{-1/2} \text{ и др } \frac{(\omega^4 + \nu_0^4)^{1/2}}{\omega^2 + \nu_0^2} (1 + \omega^2 / 24 \nu_0^2) . \quad (10)$$

Следует заметить, что формула (10) получена при некоторых упрощающих ее вывод предположениях:

- а) энергия электронов первичной ионизации принималась равной энергии теплового баланса их с газом;
- б) считалось, что λ и ν не зависят от энергии электронов, а радиус вращения электронов не зависит от времени. Однако согласие теории с экспериментальными данными авторов (график 4 рис. 1) и результатами работы^{1/8/}, полученными на искровой камере с неоном и гелием при больших величинах E и B (см. таблицу 1), говорят о том, что ошибки, возникающие при этом упрощении, малы.

Так как ν медленно меняется с изменением величины очищающего электрического поля при фиксированных B и t , то на основании (1) можно ожидать линейной зависимости $y = bE$. Это утверждение находится в согласии с экспериментальными данными (рис. 4), полученными при различном времени задержки t .

Указанный на рис. 4 разброс величин смещения разряда дает возможность оценить разрешающее время искровой камеры, работающей в скрещенных магнитном и электрическом полях, по соотношению

$$t_{\text{раз}} = \frac{\Delta y}{y} t. \quad (11)$$

Видно, что магнитное поле при правильном выборе E и контролируемом смещении разряда повышает разрешающую способность камеры. Кроме того, контролируемое смещение разряда дает дополнительную информацию о соответствии регистрируемого события определенному временному интервалу.

В ы в о д ы

1. Формулы (1), (3), (10) позволяют с малой погрешностью восстановить положение трека ионизирующей частицы по разрядам искровой камеры, наполненной инертными газами, работающей в скрещенных магнитном и электрическом полях.

2. Линейное представление зависимости смещения разряда от величины магнитной индукции не противоречит экспериментальным данным при $B < 0,2$ тл.

3. Наличие контролируемого смещения разряда дает возможность по каждому фиксируемому кадру оценить относительное время события и повысить разрешающую способность искровой камеры.

Л и т е р а т у р а

1. Proc. of Intern. Conf. on Instr. for High Energy Physics, Berkeley, New-York, London (1960).
2. Вопросы физики и элементарных частиц. Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1963.
3. Принципы и методы регистрации элементарных частиц. ИЛ, М., 1963.
4. М.И.Дайон, В.М.Князев, Г.А.Марьян. ПТЭ, 1, 1965.
5. J.Townsend, Electrons in gases, New-York, 1947.
6. А.Энгель. Ионизованные газы. Физматгиз, М., 1959.
7. Г.Френсис. Ионизационные явления в газах. Атомиздат, М., 1964.
8. G.R.Burleson, A.Roberts, T.A.SRomanowski, Proc. of the Symp. on Nuclear Instr. Harwell, september, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 августа 1965 г.

Т а б л и ц а

Наполнитель катоды	E 10^2 В/м	B , мл	t , мксек	относительн. смещение разряда Δ , мм (эксперимент)	относительн. смещение разряда 2σ , мм (вычисленное)
90% Ne + 10% He $P = 0,1 \text{ Мн/м}^2$ (760 мм рт. ст.) $\lambda = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ $K = 10^{-4}$	-315	1,3	0,24	3,8 — 6,35	4,9
			0,35	6,35 — 8,1	7,1
			0,45	7,6 — 9,6	9,2
			0,55	8,9 — 11,4	10,2
Ne $P = 0,1 \text{ Мн/м}^2$ (760 мм рт. ст.) $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ $K = 3,7 \cdot 10^{-4}$		1,3	0,26	1,28 — 2,54	2,0
			0,45	2,54 — 3,8	3,5
			0,55	3,04 — 5,1	4,2

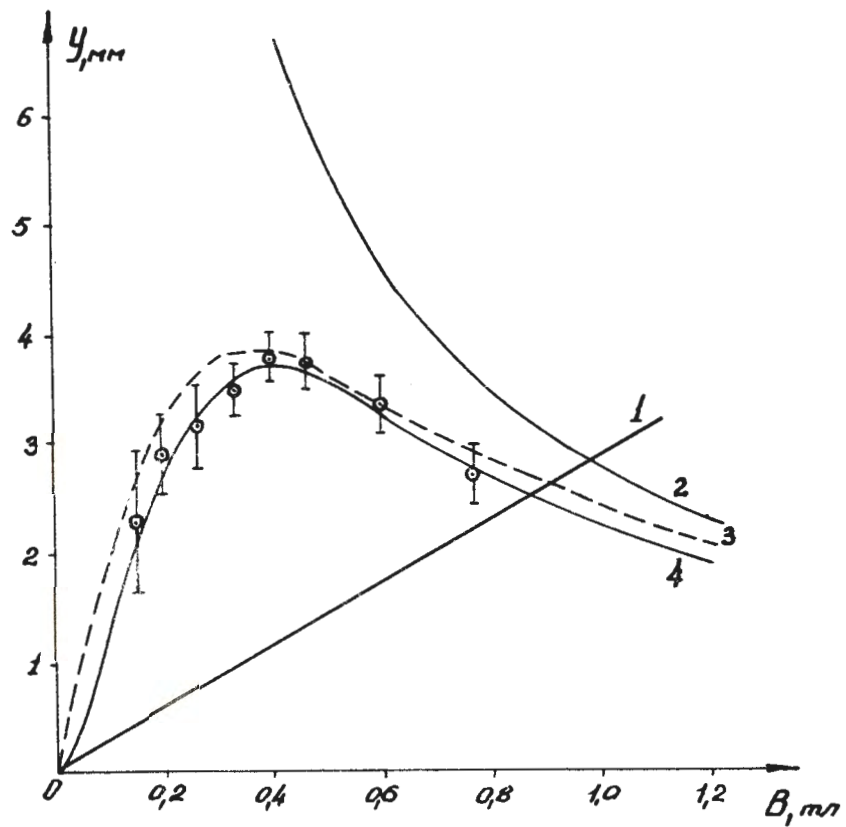


Рис. 1. Зависимость смещения разряда от величины магнитной индукции.
 Наполнение камеры: неон, $p = 0,11 \text{ Мн/м}^2$ (800 мм рт.ст.).
 $E = 8000 \text{ в/м}$, $t = 0,35 \text{ мксек}$.
 1. $y = aE\omega t$.
 2. $y = Et/B$ ($y \gg r$).
 3. Формула (1) при $\nu = \nu_0$.
 4. То же при $\nu = \nu(\omega)$.

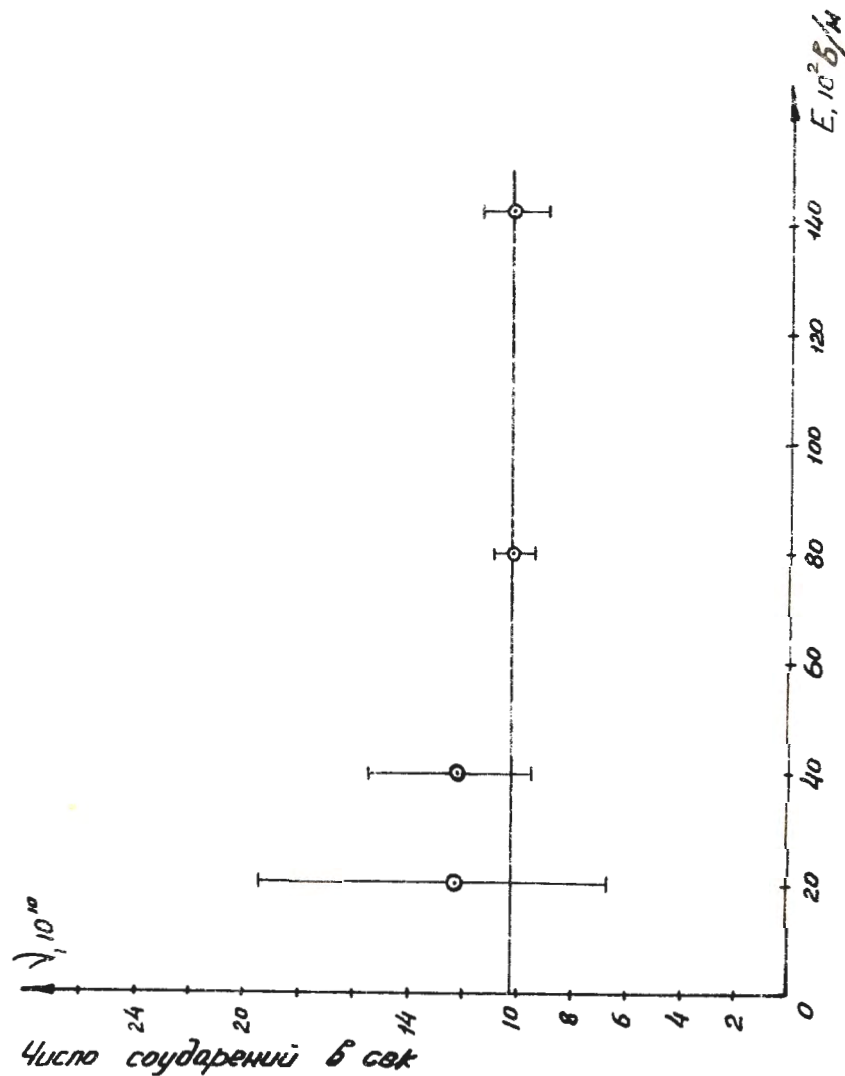


Рис. 2. Зависимость $\nu = \nu(E, B)$ при $B = 0,8 \text{ тл}$ и $t = 0,35 \text{ мксек}$.

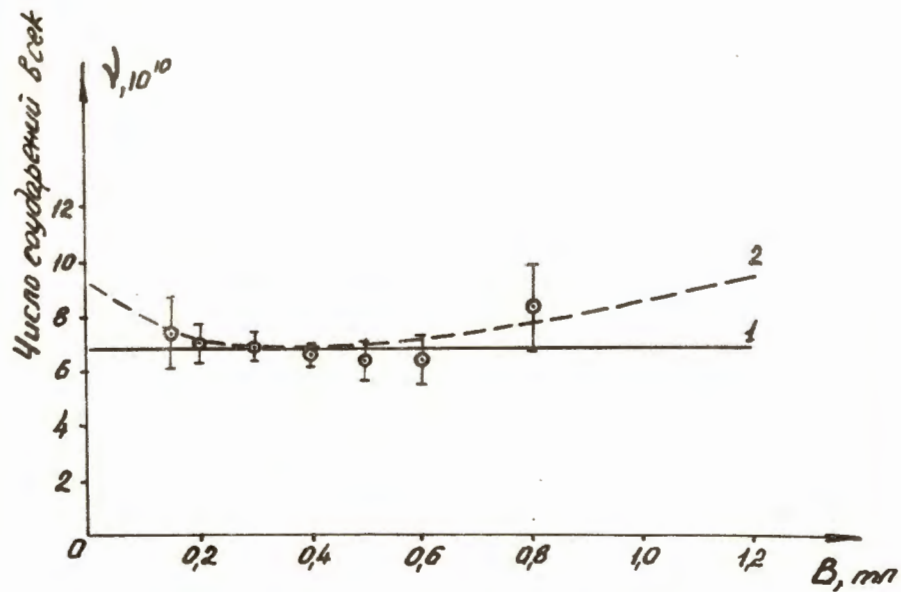


Рис. 3. Зависимость $\nu = \nu(E, B)$ при $E = 8000$ в/м и $t = 0,35$ мсек.
 1. $\nu = \nu_0$.
 2. ν вычислено по формуле (1).

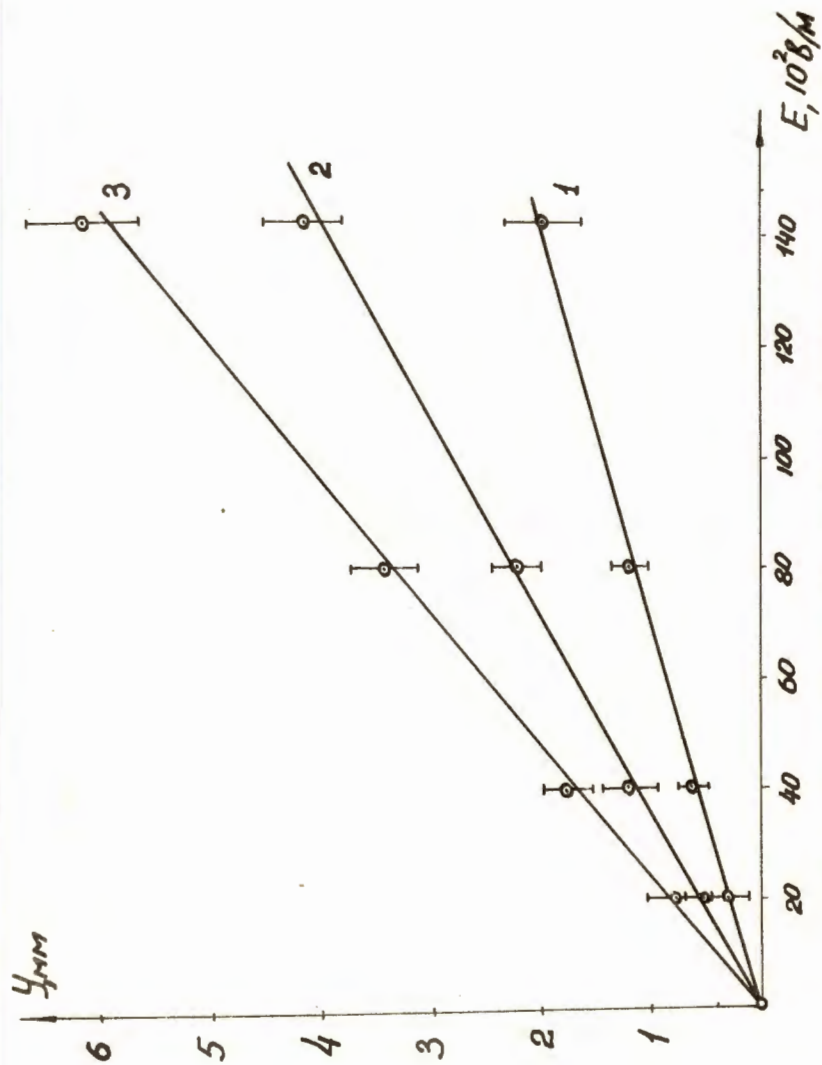


Рис. 4. Зависимость смещения разряда от величины очищающего электрического поля.
 Наполнитель: неон, $p = 0,11$ Мн/м², $B = 0,8$ тл.
 1. $t = 0,17$ мсек.
 2. $t = 0,35$ мсек.
 3. $t = 0,55$ мсек.