

905/82

22/II-82

81-735



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

P13-81-735

Н.А.Калинина, Д.М.Хазинс

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ
В ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЕ

Направлено в ПТЭ

1981

В работе /1/ при исследовании самогасящегося стримерного режима был получен также довольно обширный материал о величине газового усиления в пропорциональном режиме работы проволочной камеры. В настоящей работе анализируются соответствие этих данных различным аналитическим выражениям для коэффициента газового усиления /КГУ/ /2-8/. Газовое усиление в пропорциональных счетчиках исследовалось многими авторами; достаточно полный анализ проблемы и список работ, посвященных этой теме, приведен в обзоре /9/.

Камера /1/ представляла собой два плоских катода, расположенных на расстоянии 16 мм друг от друга, посередине между которыми натягивалась анодная проволока. Ионизация в камере создавалась β -источником ^{90}Sr . Измерения проводились с газовой смесью из аргона, метана, метилалля и этилового спирта /в соотношении 55:36:6:3/. В опыте измерялись зависимости средней величины заряда в импульсе (Q) от напряжения питания камеры. Такие характеристики снимались при различных диаметрах анодной проволоки (d) и давлениях газовой смеси (P). Результаты измерений /без данных по СГС режиму/ приведены на рис. 1. В настоящей работе для исследования КГУ была взята часть этих данных, соответствующая области пропорционального усиления. Область пропорционального усиления мы выделяли, ограничивая сверху зарядовые характеристики величиной $Q = 1$ пК и выделяя тем самым линейные участки у всех зарядовых характеристик на рис. 1. При вычислении КГУ по полученным таким образом данным необходимо знать величину заряда, выделяющегося в камере после прохождения β -частицы (Q_0). Значение этой величины, $Q_0 = 1,97 \cdot 10^{-5}$ пК, было рассчитано для нашего случая через известные значения энергии образования одной пары ионов и величины ионизационных потерь β -частиц в газе камеры.

Все имеющиеся в литературе формулы КГУ написаны для пропорционального цилиндрического счетчика. Данные, приведенные в настоящей работе, получены в более сложной геометрии. Однако размножение электронов происходит в области, размеры которой ненамного превышают радиус анодной проволоки, и в этой области геометрию электрического поля можно считать цилиндрической. Поэтому в нашем случае можно использовать формулы, написанные для цилиндрической геометрии поля. Для этого необходимо только определить эффективный диаметр катода r_k счетчика из условия равенства удельных емкостей /емкость на еди-

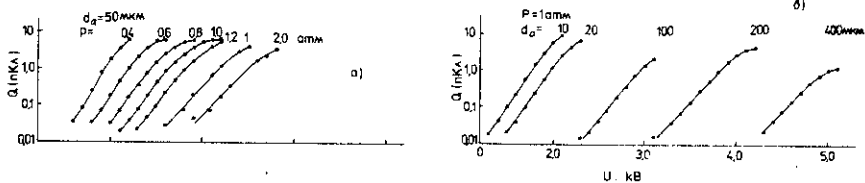


Рис.1. Зависимость средней величины заряда в импульсе от напряжения питания: а/ измерения с одной проволокой $d = 50$ мкм при разных давлениях; б/ измерения при постоянном давлении $P = 1$ атм с проволоками разных диаметров.

ницу длины анодной проволоки/ этого счетчика и камеры. Для нашего случая $r_k = 1,02$ см.

Среднее значение коэффициента газового усиления \bar{G} для цилиндрического счетчика записывается через первый коэффициент Таунсенда в виде

$$\ln \bar{G} = \int \alpha(r) dr, \quad /1/$$

где r_a - радиус анодной проволоки, r_0^* соответствует точке начала газового усиления.

Как показывают многочисленные измерения /см. /10/ /, величина $\frac{\alpha}{P}(S)$ есть однозначная функция S , где $S = E/P$, а E - напряженность электрического поля, P - давление газа.

Заменой переменных $dr \rightarrow dS$ выражение /1/ можно привести к виду

$$\ln \bar{G} = P r_a S_a \int_{S_0}^{S_a} \frac{\alpha}{P}(S) \frac{dS}{S^2}, \quad /2/$$

где S_0 и S_a соответствуют точкам r_0 и r_a .

Из /2/ получим, что величина

$$F(S_a) = \frac{\ln \bar{G}}{P r_a S_a} = \int_{S_0}^{S_a} \frac{\alpha}{P}(S) \frac{dS}{S^2} \quad /3/$$

также является функцией S_a . Представление экспериментальных

* Газовое усиление, очевидно, имеет место и на расстояниях, больших r_0 . Величина r_0 вводится авторами, предлагающими разные аналитические функции для $\frac{\alpha}{P}(S)$, по-видимому, для того, чтобы учесть отличие этих функций от реальных характеристик в области малых значений S .

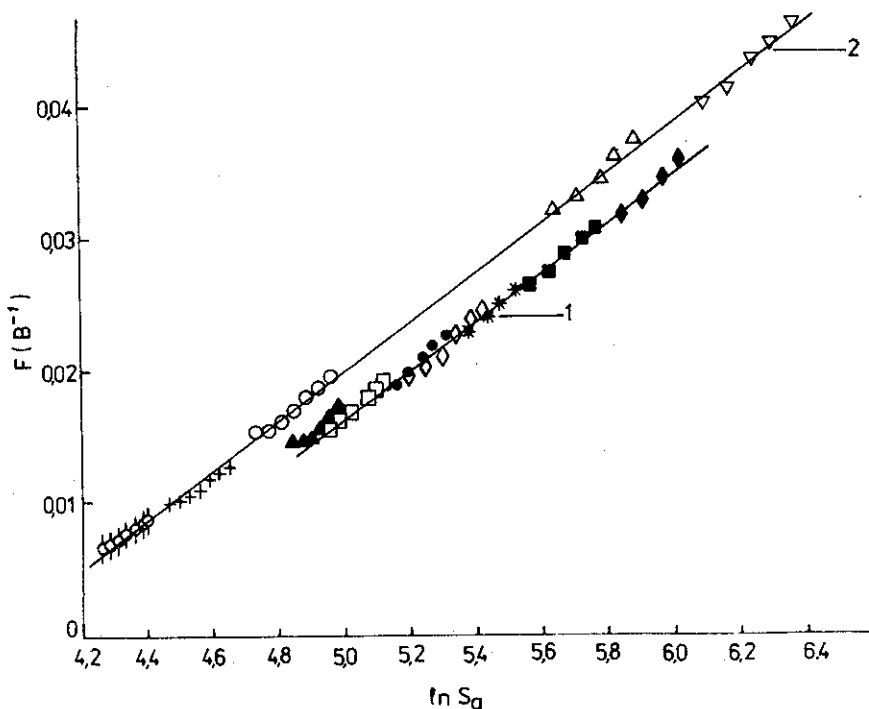


Рис.2. Результаты измерений в виде функции $F(S_a)$, $\frac{S_a}{V \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}}$. Точки линии 1 получены с проволокой $d = 50$ мкм при разных давлениях: \blacktriangle - 2 атм, \square - 1,6 атм, \bullet - 1,2 атм, \diamond - 1,0 атм, $*$ - 0,8 атм, \blacksquare - 0,6 атм, \blacklozenge - 0,4 атм. Точки линии 2 получены при давлении $P = 1,0$ атм с проволоками разных диаметров: \circ - 400 мкм, $+$ - 200 мкм, \bigcirc - 100 мкм, Δ - 20 мкм, ∇ - 10 мкм.

данных в виде функции $F(S_a)$ применяется в большинстве последних работ [11-15], изучающих газовое усиление в пропорциональных счетчиках. Результаты наших измерений в виде функции [3] представлены на рис.2. Видно, что все экспериментальные точки сгруппировались в две линии, которые были получены в разных сериях измерений. Первая серия /линия 1/ выполнена с одной проволокой / $d = 50$ мкм/, но при разных давлениях. Вторая серия /линия 2/ проведена при постоянном давлении / $P = 1$ атм/, но с проволоками разных диаметров. Поскольку в первой серии измерений есть точки, полученные при таком же давлении, $P = 1$ атм, как и все измерения второй серии, то они должны находиться на линии, соответствующей второй серии измерений.

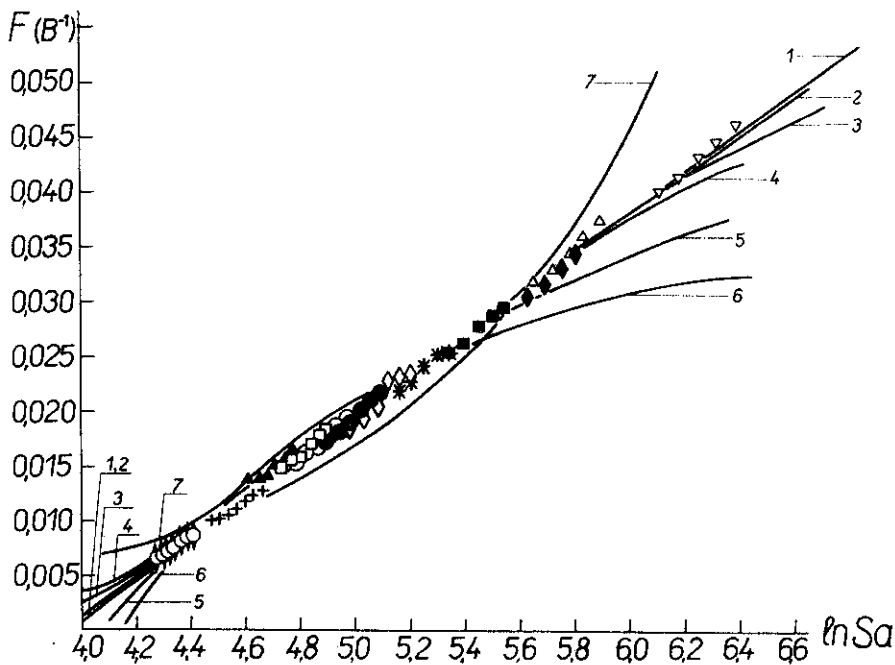


Рис.3. Аппроксимация результатов аналитическими формулами F_T : 1 - Заставного, 2 - Дайторна, 3 - Ворда, 4 - Вильямса-Сара, 5 - Роуза-Корфа, 6 - Христова, 7 - Эванса. Здесь для представления точек первой серии измерений в виде $F(S_a)$ использовано значение $d' = 66$ мкм.

Наблюдаемый эффект разделения данных на две линии мог произойти по двум причинам: 1/ из-за случайного изменения состава газовой смеси при переходе к измерениям второй серии; 2/ из-за использования неточного значения диаметра проволоки. Для количественного сравнения этих причин мы воспользовались эмпирическими данными о зависимостях напряжения перехода от пропорционального режима усиления к СГС режиму (U_{II}) от состава газа $^{18}/$ и диаметра анодной проволоки $^{11}/$. Из этих данных можно сделать вывод, что для совмещения результатов измерений первой и второй серий необходимо либо изменить на десять процентов долю метана в газовой смеси в одной из серий, либо увеличить диаметр проволоки в первой серии с 50 до 66 мкм. Десятипроцентная ошибка в доле метана кажется нам маловероятной. Вторая причина более вероятна, так как первая серия измерений

проводилась после длительной работы проволоки в других исследованиях, в результате чего могло возникнуть ее утолщение.

На рис. 3 приведены все экспериментальные данные в виде функции $F(S_a)$, где для представления результатов первой серии использовано найденное значение диаметра проволоки: $d = 66$ мкм. Совокупность точек аппроксимировалась различными аналитическими выражениями КГУ (F_T), которые даны в таблице. Параметры функций F_T были подобраны методом наименьших квадратов. Они приведены в таблице. Графики функций F_T показаны на рис. 3. Поскольку нам не были известны абсолютные значения ошибок измерений, то для сравнительной характеристики соответствия наших данных разным формулам F_T использовалась величина

$$K = \chi^2 / \chi_{\min}^2.$$

Здесь χ^2 - сумма квадратов отклонений экспериментальных точек от данной аналитической функции F_T . В качестве χ_{\min}^2 принято значение χ^2 , полученное для формулы Заставного.

В соответствии с рис. 3 и таблицей можно заключить, что результаты измерений КГУ в газовой смеси аргон, метан, метилалль и спирт /в соотношении 55:36:6:3/ в области значений $S_a = 70 \div 600$ В·см⁻¹·Торр⁻¹ одинаково хорошо описываются формулами Дайторна и Заставного, которые предполагают линейную зависимость a/P от S_a . Формула Ворда хорошо согласуется с нашими измерениями до значений $\ln S_a \leq 6,2$. Формулы Вильямса-Сара, Роуза-Корфа, Христова и Эванса не подходят для описания КГУ в данной газовой смеси и в исследованном диапазоне значений S_a . Используя параметры функций F_T , хорошо описывающих данные измерения, мы вычислили зависимости $\frac{a}{P}(S_a)$. Результаты, приведенные на рис. 4, показывают, что две зависимости $\frac{a}{P}(S_a)$, по Заставному и Дайторну, практически можно считать совпадающими. Третья зависимость, по Ворду, дает значения, меньшие относительно первых двух начиная с $S_a \sim 340$ В·см⁻¹·Торр⁻¹.

Естественный интерес вызывает определение коэффициента ударной ионизации прямым методом, т.е. без заранее заданного вида зависимости $\frac{a}{P}(S_a)$, как это сделано в работе^{/17/}. Из формулы /3/ следует, что если существует однозначное соответствие между величинами a/P и S_a /закон подобия/, то зависимость $\frac{a}{P}(S_a)$ может быть определена по формуле

$$\frac{a}{P}(S_a) = \frac{dF(S_a)}{dS_a} \cdot S_a^2. \quad /4/$$

Из того, что точки, полученные при разных значениях r_a и P , ложатся на одну линию $F(S_a)$, следует, что возможное нарушение закона подобия в наших измерениях невелико. Предполагая выполнение закона подобия только в пределах отдельных групп из-

Таблица

№ п/п	Авторы	$\frac{\Delta}{P}$	F_T	K	Значения параметров функций, полученных в данной работе.
1	Заставный /2/	$B(S-S_0)$	$B_1 + B \left(\ln \frac{S_a}{S_0} + \frac{S_0}{S_a} - 1 \right)$	1,0	$B = -0,033 \text{ В}^{-1}$ $B_1 = 0,0189 \text{ В}^{-1}$ $S_0 = 3,58 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$
2	Дайторн /3/	$D \cdot S$	$D (\ln S_a - \ln S_0)$	1,02	$D = 0,0185 \text{ В}^{-1}$ $S_0 = 51,11 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$
3	Ворц /4/	$\gamma \cdot e^{-\frac{H}{S_0}}$	$\frac{2\gamma}{H^2} \left[\left(\frac{H}{S_0} + 1 \right) \cdot e^{-\frac{H}{S_0}} - \left(\frac{H}{S_0} + 1 \right) \cdot e^{-\frac{H}{S_a}} \right]$	1,27	$H = 25,6 \text{ В}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{см}^{-\frac{1}{2}} \cdot \text{торр}^{-\frac{1}{2}}$ $\gamma = 23,5 \text{ см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$ $S_0 = 46,2 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$
4	Вильямс-Сара /5/	$A \cdot e^{-\frac{B}{S}}$	$\frac{A}{B} \left(e^{-\frac{B}{S_a}} - e^{-\frac{B}{S_0}} \right)$	1,8	$A = 8,3 \text{ см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$ $B = 151,4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$ $S_0 = 0 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$
5	Роуз-Корф /6/	$\frac{1}{2} C_1 S^{\frac{1}{2}}$	$C_1 \left(\frac{1}{S_0^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{S_a^{\frac{1}{2}}} \right)$	7,6	$C_1 = 0,422 \text{ В}^{-\frac{1}{2}} \cdot \text{см}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{торр}^{-\frac{1}{2}}$ $S_0 = 58,5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$
6	Христов /7/	C	$C \left(\frac{1}{S_0} - \frac{1}{S_a} \right)$	21,6	$C = 0,0362 \text{ см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$ $S_0 = 0,016 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$
7	Эванс /8/	$R(S-S_0)^2$	$R \cdot S_a + 2R \cdot S_0 \cdot \ln \frac{S_a}{S_0} - \frac{R S_0^2}{S_a}$	36,5	$R = 0,11 \cdot 10^{-3} \text{ В}^{-2} \cdot \text{см} \cdot \text{торр}$ $S_0 = 0,1 \cdot 10^{-1} \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$

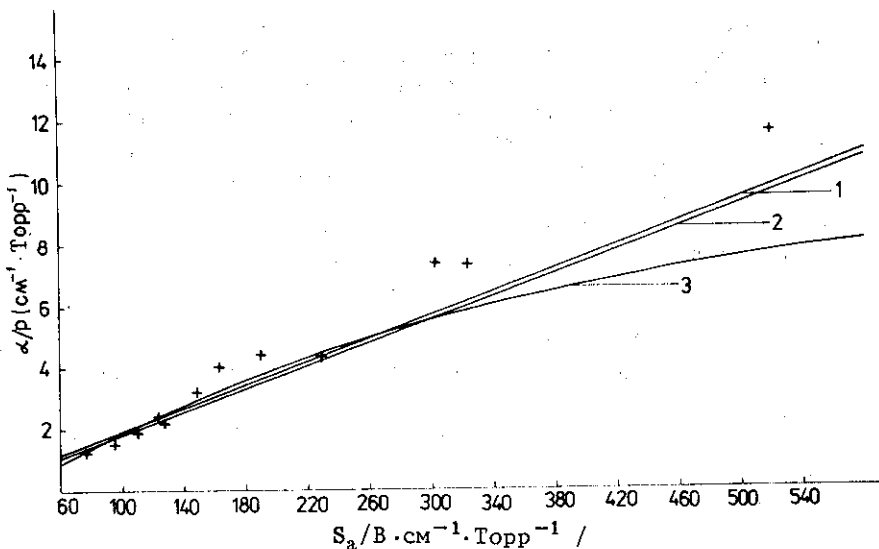


Рис. 4. Зависимости $\frac{\alpha}{P}(S_a)$, вычисленные по формулам: 1 - Заставного, 2 - Дайторна, 3 - Ворда. + - значения $\frac{\alpha}{P}(S_a)$, определенные по формуле /4/.

мерений с определенными значениями Γ_a и P , мы определили величины $\frac{\alpha}{P}(S_a)$ по формуле /4/. Из рис. 4 видно, что полученные таким образом значения $\frac{\alpha}{P}(S_a)$ систематически смещены относительно аналогичных значений $\frac{\alpha}{P}(S_a)$, найденных по формулам Заставного и Дайторна, которые предполагают выполнение закона подобия для всего интервала измерений. Вероятно, это смещение есть результат все-таки имеющегося отклонения от закона подобия в наших данных.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Д.Алексееву за участие в измерениях, Д.Б.Понтекорво и В.Х.Додохову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г.Д., Хазинс Д.М. ОИЯИ, P13-80-653, Дубна, 1980.
2. Zastawny A. J.Sci.Instr., 1966, 43, p.179.
3. Diethorn W.A. NYO-6628, 1956.
4. Word A.L. Phys.Rev., 1958, 112, p.1852.
5. Williams A., Sara R.J. Int.J.Appl.Rad.Isotopes, 1962, 13, p.229.

6. Rose M.E., Korff S.S. Phys.Rev., 1941, 59, p.850.
7. Khristov L.G. Dokl.Bulg.Akad.Nauk, 1947, 10, p.453.
8. Rice-Evans P. Spark Streamer, Proportional and Drift Chambers. Richelien Press, London, 1974, p.453.
9. Vambunek W. Nucl.Instr. and Meth., 1973, 112, p.103.
10. Мик Д., Крегс Д. Электрический пробой в газах. ИЛ, М., 1960, с.78.
11. Заставный А., Мизерачик Ю. Nukleonika, 1966, 11, p.685.
12. Charles M.W. J.Phys.E: Scient.Instr., 1972, 5, p.95.
13. Zastawny A. J.Sci.Instr., 1967, 44, p.395.
14. Kiser R. Appl.Sci.Res., 1960, sect.B, 8, p.183.
15. Hendricks R.W. Nucl.Instr. and Meth., 1972, 102, p.309.
16. Alekseev G.D. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1980, 177, p.385.
17. Duuren K., Sizoo G.L. Appl.Sci.Res., 1959, sect.B, 7, p.379.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 ноября 1981 года.