

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

00-162

P13-2000-162

В.Д.Аксиненко, Н.С.Глаголева, А.Т.Матюшин,  
В.Т.Матюшин, Я.Мирковски<sup>1</sup>, О.В.Охрименко,  
З.Павловски<sup>1</sup>, И.С.Саитов, М.Стемпински<sup>2</sup>,  
О.Ю.Тятушкина

К ВОПРОСУ  
О РАСЧЕТЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА  
В ГАЗОРАЗРЯДНОМ ТРЕКОВОМ ДЕТЕКТОРЕ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

<sup>1</sup>ИРЭ ВПИ, Варшава, Польша

<sup>2</sup>Лодзинский университет, Польша

2000

Основное внимание при изучении газоразрядных трековых детекторов, например искровых и стримерных, уделялось вопросам их работы как детекторов частиц – эффективности регистрации, времени памяти, угловой и координатной точности. Несколько в стороне остались вопросы согласования расчетных и экспериментальных характеристик развития газового разряда в импульсных полях различной длительности.

Однако многие обнаруживающиеся расхождения в расчетных и экспериментальных результатах, касающиеся использования импульсного электрического поля различной длительности, могут быть объяснены не только погрешностями измерения амплитуды и длительности высоковольтных импульсов, но и недостаточным учетом формы импульса (особенно при сокращении его длительности). Ниже это показано на примере анализа экспериментальных данных одной из работ.

Так, наиболее тщательное исследование зависимости интенсивности световых выходов  $B$  (рис. 1) треков частиц в искровой камере от напряженности электрического поля  $E$  при разной длительности импульса  $t$  проведено в работе [1]. В этом эксперименте камера продувалась стабилизированным с точностью до 1% потоком газа (30%He+70%Ne) при давлении  $p_0=680$  торр (приведенным к  $0^\circ\text{C}$ ). Питание камеры осуществлялось импульсами трех фиксированных длительностей (30, 50 и 80 нс) от генератора на основе формирующей линии (использовался коаксиальный высоковольтный кабель разной длины). Зарядное напряжение линии поддерживалось в ходе эксперимента с точностью 0,1%. Измерение интенсивности светового излучения треков осуществлялось при помощи фотоэлектронного умножителя - ФЭУ. Видно, что по мере увеличения напряженности электрического поля  $E$  в начальной стадии развития лавины происходит экспоненциальный рост интенсивности световых выходов  $B$ , затем наблюдается более резкий (надэкспоненциальный) рост световых выходов при переходе в искровую стадию развития разряда и замедление роста  $B$  в искровой стадии.

Известно [2], что световое излучение электронной лавины во время экспоненциального роста в первом приближении пропорционально числу электронов

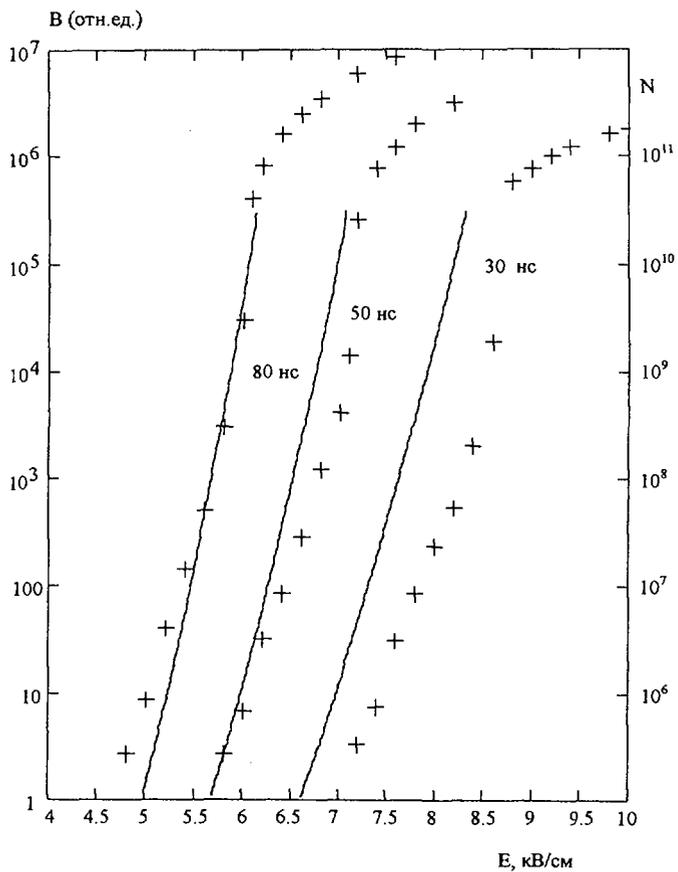


Рис. 1. Интенсивность световыхода  $V$  (крестики) в искровой камере по данным работы [1] и расчетные значения среднего коэффициента газового усиления  $N$  (линии) в зависимости от напряженности электрического поля  $E$  при разных длительностях импульса  $t$

в ней. Тогда для начальной области экспериментальных данных рис.1 ( $B \leq 10^3$ ) должно выполняться условие

$$B = kN = k \exp(\alpha vt),$$

где  $N$  – средний коэффициент газового усиления,  $k$  – коэффициент пропорциональности, постоянный с точностью до флуктуации потерь энергии частицей на ионизацию на следе в искровом зазоре,  $\alpha$  – первый коэффициент ионизации Таунсенда,  $v$  – дрейфовая скорость электрона.

Отсюда следует, что из зависимостей  $B = f(E)$ , приведенных на рис.1, для одинаковых значений  $E$  и разных  $t$  ( $t_{1i} > t_{2i}$ , где  $i$  – порядковый номер расчетной точки) можно получить

$$(\alpha v)_i = \frac{\ln B_{1i} - \ln B_{2i}}{t_{1i} - t_{2i}}, \quad (1)$$

$$k_i = \exp\left(\frac{t_{1i} \cdot \ln B_{2i} - t_{2i} \cdot \ln B_{1i}}{t_{1i} - t_{2i}}\right), \quad (2)$$

$$N_{1i} = \left(\frac{B_{1i}}{B_{2i}}\right)^{\frac{t_{1i}}{t_{1i} - t_{2i}}} \quad \text{и} \quad N_{2i} = \left(\frac{B_{1i}}{B_{2i}}\right)^{\frac{t_{2i}}{t_{1i} - t_{2i}}}, \quad (3)$$

т.е. с точностью до указанных флуктуаций можно определить значения  $N$  и  $\alpha v$ , а также реальное значение коэффициента усиления ФЭУ, применяемого для регистрации излучения.

Однако соответствующие расчетные значения среднего коэффициента газового усиления  $N$  в зависимости от  $E$  (сплошные линии на рис.1) отличаются от экспериментальных данных, при этом, чем короче импульс поля, тем сильнее это отличие. При расчете  $N$  использовалась аппроксимация зависимости  $\alpha = f(E)$  полиномом третьей степени в следующем виде:  $\alpha(E) = 4,898 \cdot 10^{-5} E + 1,69 E^2 = 0,048 E^3$ .

При этом отличие расчетных значений  $\alpha$  в рабочей области  $E=(4-9)$  кВ/см от известных [3] не превышает 1%. Расчет дрейфовой скорости  $v$  проводился по формуле  $v=(b/p) \cdot E$ , где  $b$  - подвижность электронов, при расчете принятая равной  $b=1,25 \cdot 10^6$  (см<sup>2</sup> торр)/с В [2]. Шкала  $N$  отличается от шкалы  $V$  на коэффициент  $k \sim 10^5$ , полученный по формуле (2) из экспериментальных данных начальных участков семейства характеристик  $V=f(E)$  для разных  $t$ . Ниже будет проиллюстрировано, что даже для участков экспоненциального роста этих кривых коэффициент  $k$  не остается постоянным.

Одной из основных причин непостоянства  $k$  и расхождения расчетных и экспериментальных данных световых треков из камеры является, на наш взгляд, отличие реального высоковольтного импульса от прямоугольного, особенно при малой его длительности. То есть, обычное определение длительности импульса на полувысоте является достаточно грубым приближением, так как процесс формирования разряда зависит от интегрального воздействия поля.

Учесть это обстоятельство можно путем приведения параметров ( $E$  и  $t$ ) реального высоковольтного импульса к параметрам (напряженности поля –  $E_0$  и длительности –  $t_0$ ) некоторого эквивалентного прямоугольного, т.е. такого импульса, воздействие которого совпадало бы с реальным по величинам газового усиления и длины лавины. Тогда в соответствии с результатами работы [4] имеем

$$E_0 = \left[ \frac{\sum_{j=1}^n \int_0^{t_j} (E_j)^{m+1} t_j dt}{\sum_{j=1}^n \int_0^{t_j} E_j t_j dt} \right]^{\frac{1}{m}}$$

$$t_{\ominus} = \frac{\left[ \sum_{j=1}^n \int_0^{t_j} E_j t_j dt \right]^{\frac{m+1}{m}}}{\left[ \sum_{j=1}^n \int_0^{t_j} (E_j)^{m+1} t_j dt \right]^{\frac{1}{m}}},$$

где  $E_j(t_j)$  – амплитуда униполярного импульса произвольной формы длительностью  $t_j$  в серии из  $j$  импульсов,  $m$  – коэффициент аппроксимации зависимости  $\alpha/p=f(E/p)$ .

Для одиночного импульса ( $j=1$ ) с одинаковыми временами нарастания и спада и при  $m=1$  соответствующие выражения существенно упрощаются и после преобразований принимают следующий вид:

$$E_{\ominus} = E \cdot \left[ 1 - \frac{\tau}{t} \cdot \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \right],$$

$$t_{\ominus} = t \cdot \left[ 1 - \frac{\tau}{t} \cdot \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \right]^{-1},$$

где  $\tau$  – постоянная времени нарастания и спада импульса.

Поскольку измеренный в [1] по уровням (5÷95)% фронт импульсов равен 15 нс, то соответствующая ему постоянная нарастания  $\tau=5,1$  нс, и тогда, если постоянная спада такая же, то длительность эквивалентных прямоугольных импульсов составит  $t_{\ominus}=85,5$  нс для  $t=80$  нс,  $t_{\ominus}=55,7$  нс для  $t=50$  нс и  $t_{\ominus}=36,1$  нс для  $t=30$  нс. В работе не приводятся длительности спада импульса, которая обычно в подобных системах питания камеры несколько больше длительности фронта. Однако учет этого обстоятельства приведет к увеличению длительности

ти эквивалентных импульсов, не более чем на  $(1\pm 2)\%$ .

Значение  $m=1$  из других целых и дробных величин  $m$  выбрано как обеспечивающее наибольшее согласие расчетных и экспериментальных данных разных работ, хотя вариация  $m$  в диапазоне  $1\pm 2,5$  меняет длительность эквивалентного импульса в пределах  $5\%$ .

На рис.2 приведены те же зависимости интенсивности световыхода  $B$  (ромбики) и среднего коэффициента газового усиления  $N$  (сплошные линии), но уже как функция от  $E$ , при соответствующей длительности эквивалентного прямоугольного импульса. Видно удовлетворительное совпадение расчетных и перестроенных с учетом формы импульса характеристик, причем, как и ожидалось, больший сдвиг претерпевает характеристика при более коротком импульсе.

Шкала  $N$  на рисунке нанесена по результатам расчета  $k$ , выполненного по этим перестроенным характеристикам. При этом значения  $N$  правдоподобны и согласуются с экспериментальными данными других работ, где переход лавины в быстрорастущий стример происходит при  $N\approx 10^8$ . Для цепочки лавин, выстроенных вдоль поля по треку частиц, этот переход должен наступить раньше, что наблюдается в ходе кривых (надэкспоненциальный рост отмечается при  $N=10^7$ ).

Результаты расчета  $k$  отображены на рис.3, где приведены зависимости значений  $k$  от напряженности электрического поля исходного  $E$  и эквивалентного  $E_e$  импульсов и от порядкового номера точек  $i$  расчета значений  $k$  по формуле (2). При этом кривые 1 получены из характеристик  $B=f(E)$  при  $t_1=50$  нс и  $t_2=30$  нс, а кривые 2 - при  $t_1=80$  нс и  $t_2=30$  нс. Кривые 3 получены из перестроенных характеристик с учетом формы импульсов  $B=f(E_e)$  при  $t_{11}=55,7$  нс и  $t_{12}=36,1$  нс, а кривые 4 - при  $t_{11}=85,5$  нс и  $t_{12}=55,7$  нс.

Видно, что даже для начальных участков характеристик  $B=f(E)$  (участки экспоненциального роста) постоянства значений  $k$  и идентичности характера его изменения для разных длительностей импульса не наблюдается (кривые 1 и 2 на рис.3). При учете формы импульса отклонение значений  $k$ , полученных для участков экспоненциального роста, от постоянной величины значительно

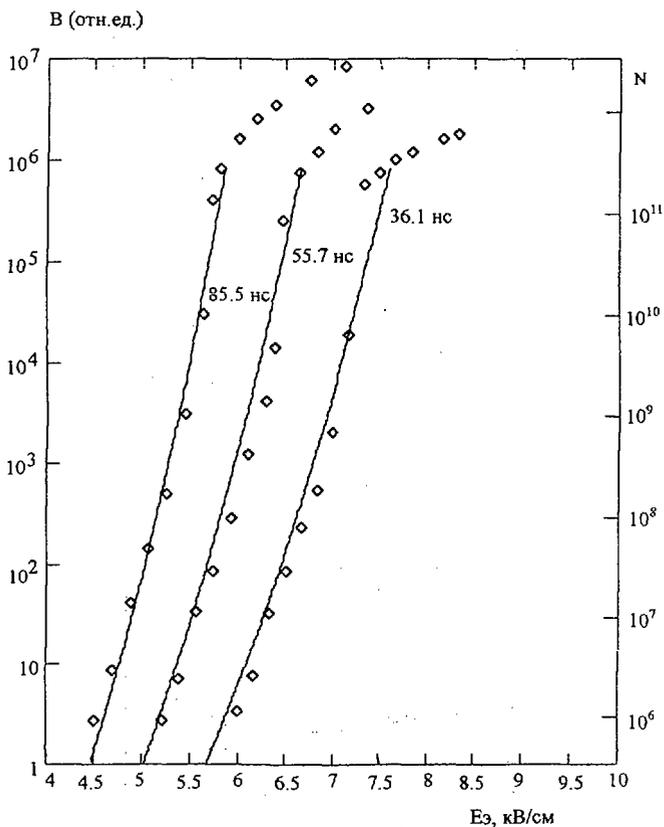
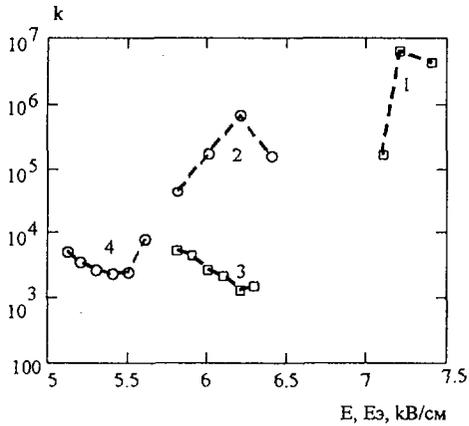
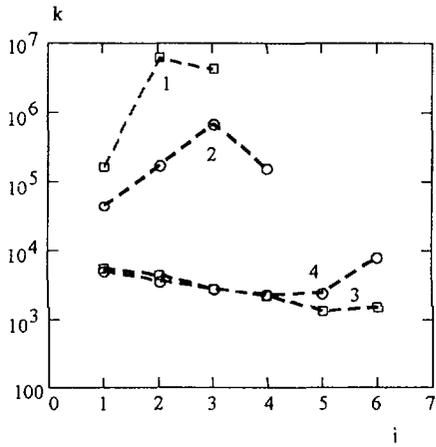


Рис.2. Интенсивность световыхода  $V$  (ромбики) и расчетные значения среднего коэффициента газового усиления  $N$  (линии) в зависимости от напряженности электрического поля  $E_3$  эквивалентного импульса прямоугольной формы при разных длительностях импульса  $t_p$



a)



б)

Рис.3. Зависимости коэффициента  $k$  от напряженности электрического поля исходного  $E$  и эквивалентного  $E_{\text{э}}$  импульсов (а) и от порядкового номера расчетных точек  $i$  (б)

меньше (кривые 3 и 4 на рис.3а). Кроме того, кривые 3 и 4 имеют одинаковый вид (рис.3б) для общих начальных участков (до момента перехода к искровому пробою), а различие в значениях  $k$  для этих кривых укладывается в приведенные в работе [1] погрешности измерения интенсивности световыхода. Полученное при этом среднее значение  $k=4 \cdot 10^3$  совпадает по порядку величин с чувствительностью оптического метода, оцененного по данным работ [1,2]. Непостоянство значений  $k$  на начальных участках помимо погрешности измерений можно объяснить некоторым снижением коэффициента пропорциональности между фотонной и электронной компонентами разряда в зависимости от изменения напряженности электрического поля.

В работе [1] получены также экспериментальные зависимости интенсивности световыхода треков от длительности импульса при трех значениях напряженности электрического поля и вычислены значения  $\alpha v$  от  $E/p$  (рис.4, кривая 1). На том же рисунке приведена расчетная кривая (кривая 2), вычисленная по известным (например, [3]) экспериментальным данным  $\alpha=f(E/p)$  и  $v=f(E/p)$ , а также нанесены значения  $\alpha v$  (крестики), полученные нами из экспериментальных данных работы [1] при расчете по формуле (1) с учетом формы импульса поля (рис.1,2). Как видно, и в этом случае наблюдается лучшее согласие полученных значений  $\alpha v$  с расчетной характеристикой.

Таким образом, учет формы реального импульса электрического поля относительно небольшой длительности ( $t < 50$  нс) позволяет согласовать расчетные и экспериментальные характеристики искрового разряда в газоразрядных детекторах. Это обстоятельство в ряде случаев может существенно облегчить процесс разработки таких детекторов, особенно при малых длительностях высоковольтного импульса (10 нс и менее).

В заключение авторы выражают благодарность Н.Н. Нургожину и Е. Хусаинову за полезные обсуждения, а также Е.А. Матюшиной за помощь в оформлении статьи.

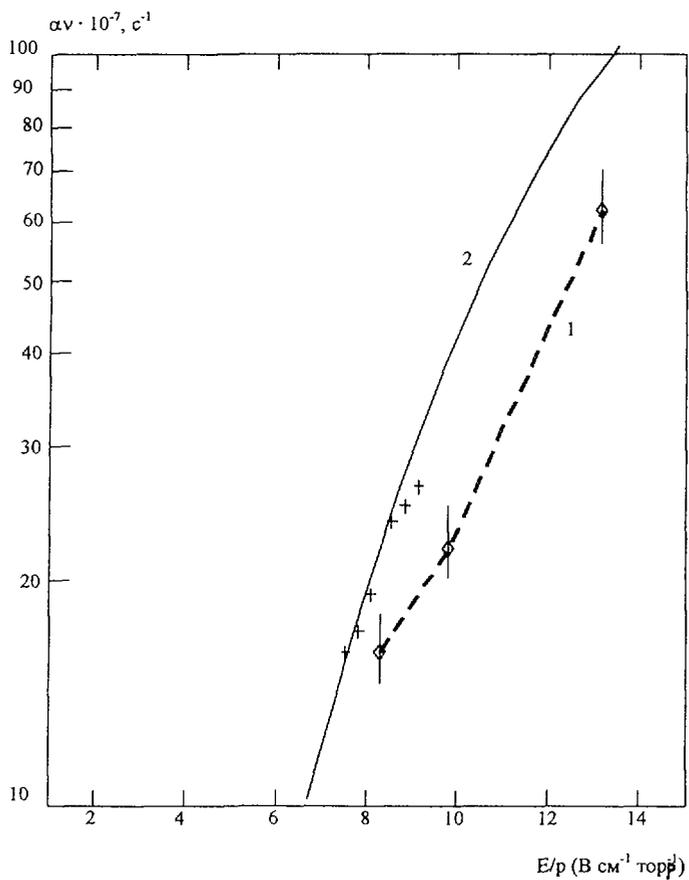


Рис. 4. Значения  $\alpha\nu$  в зависимости от  $E/p$ :

- 1 – данные работы [1], 2 – расчетная кривая,
- + – расчетные значения по формуле (1) с учетом формы импульса

## Литература

1. Caris L. et al. Nucl.Instr. and Meth., 59 (1968), p.145
2. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. «Мир», М., 1968.
3. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. «Наука», М., 1971, с.73.
4. Аксиненко В.Д. и др. Сообщения ОИЯИ, 13-83-436, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 июля 2000 года.