

УДК 537.52

КОНСТАНТА СТОЛЕТОВА И МАКСИМУМ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ТАУНСЕНДА ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ

С. И. Яковленко

Исследовано соотношение между константой Столетова, определяемой как точка, соответствующая максимуму коэффициента Таунсенда по давлению при заданном напряжении, и недавно введенной константой, соответствующей максимуму коэффициента Таунсенда как функции напряженности поля при заданном давлении. Предложено использовать несамостоятельный разряд для экспериментального изучения введенных недавно кривых ухода, являющихся, в отличие от известных кривых Пашена, не характеристикой зажигания разряда, а характеристикой размножения электронов в газоразрядном промежутке.

Как известно (см., например, [1, 2]), А. Г. Столетов при изучении несамостоятельного лавинного разряда в газонаполненных фотоэлементах установил фундаментальную закономерность. Она состоит в том, что максимум тока, рассматриваемого как функция давления при разных значениях напряжения между анодом и катодом, соответствует всегда одному и тому же (определенному для данного газа) значению отношения напряженности электрического поля к давлению. При построении своей теории лавинного разряда Таунсенд исходил из этих экспериментов и предложил называть эту закономерность эффектом Столетова [1].

В работе [3] и ряде других работ, подытоженных в обзорах [4 – 7], было установлено, что понятие коэффициента размножения электронов в газе, находящемся в электрическом поле (коэффициент Таунсенда), не теряет смысл даже в очень сильных полях. Точнее говоря, коэффициент Таунсенда даже в случае очень сильных полей остается функцией напряженности поля и давления и не является явной функцией координаты и времени. Речь идет о полях, при которых энергия, набираемая любым электроном в

ходе движения от одного акта ионизации до другого, превышает энергию, теряемую на этом пути в столкновениях.

Ранее полагали, что понятие коэффициента Таунсенда теряет физический смысл в сильном поле. Считалось, что если формально ввести эту величину, то она окажется явной функцией координат даже в однородном поле и, соответственно, утратит физический смысл. Поэтому расчеты коэффициента Таунсенда для сильных полей не проводились. Наиболее четко утверждение об утрате физического смысла коэффициента Таунсенда в сильных полях сформулировано в [8, с. 1078], однако еще в [3 – 7] и позднее, в [9 – 11], было показано, что это не так.

В связи с изложенным выше представляет интерес исследование вопроса о том, в каком соотношении находятся величины, определяемые законом Столетова, и другие величины, следующие из зависимости коэффициента Таунсенда от напряженности поля и давления, в том числе и в сильных полях.

Коэффициент Таунсенда и критические напряженности поля. В работе [3] был введен критерий, определяющий значения напряженности поля E_{cr} , разграничивающие области значений напряженности поля E , при которых начинается экспоненциальное размножение электронов, и области значений E , при которых большинство электронов уходит из разрядного промежутка, не успев размножиться. Этот критерий имеет простой вид:

$$\alpha_i(E_{cr}, p) \cdot d = 1 \text{ или } pd \cdot \xi(E_{cr}/p) = 1. \quad (1)$$

Здесь $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ – коэффициент Таунсенда; $\xi(E/p)$ – коэффициент Таунсенда, приведенный к давлению; p – давление газа; d – расстояние между плоскими электродами.

В работах [3 – 7] продемонстрирована немонотонность зависимости коэффициента размножения Таунсенда от напряженности поля для различных газов. Уменьшение коэффициента Таунсенда с ростом поля обусловлено падением сечения ионизации при больших энергиях налетающих электронов. При этом, как уже указывалось, само понятие коэффициента Таунсенда не теряет смысл.

Ввиду немонотонности зависимости $\alpha_i(E)$ при заданном значении p , критерию (1) могут удовлетворять два значения напряженности поля $E_{cr} = E_{cr,up}$ и $E_{cr,down}$ (рис. 1). При $E < E_{cr,down}$ основная доля электронов, дрейфуя, покидает разрядный промежуток, не успев размножиться. При $E > E_{cr,up}$ основная доля электронов постоянно ускоряется на рассматриваемом разрядном промежутке и также покидает его, не успев существенно

размножиться. Иначе говоря, при $E > E_{cr,up}$ основная доля электронов является убегающими электронами, т.е. реализуется режим “просвиста” электронов, характерный для полностью ионизованной плазмы (см., например, [12]). При $E_{cr,down} < E < E_{cr,up}$ имеет место размножение электронов. При $d = (\max(\alpha_i))^{-1}$ имеем одно значение критического поля $E_{cr,down} = E_{cr,up} \equiv E_{peak}$. Для малых межэлектродных расстояний $d < (\max(\alpha_i))^{-1}$ размножение электронов незначительно.

Константа E_{peak}/p соответствует максимуму приведенного к давлению коэффициента Таунсенда, $\xi(E_{peak}/p) = \max(\xi(E/p))$. Она, как и кривая $\xi(E/p)$, является универсальной для данного газа.

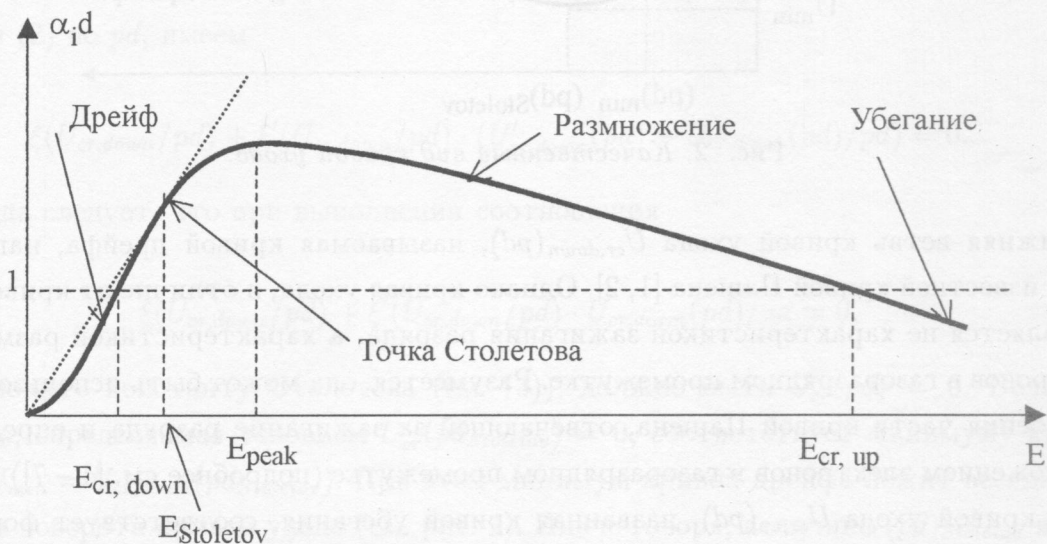


Рис. 1. Иллюстрация того, как определяются критические значения напряженности поля $E_{cr} = E_{cr,up}$, $E_{cr,down}$ и константа Столетова.

Кривая дрейфа и кривая убегания. Критерий (1) для критического напряжения $U_{cr} = E_{cr} \cdot d$ в случае плоских электродов записывается в виде [3]:

$$pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1. \tag{2}$$

Формула (2) дает неявную зависимость критического напряжения U_{cr} от pd , т.е. кривую, называемую кривой ухода $U_{cr}(pd)$ [4 – 7].

Кривая ухода имеет подковообразную форму и разграничивает на плоскости (U, pd) область размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев существенно размножиться (рис. 2). Она двузначна ввиду немонотонности $\xi(E/p)$.

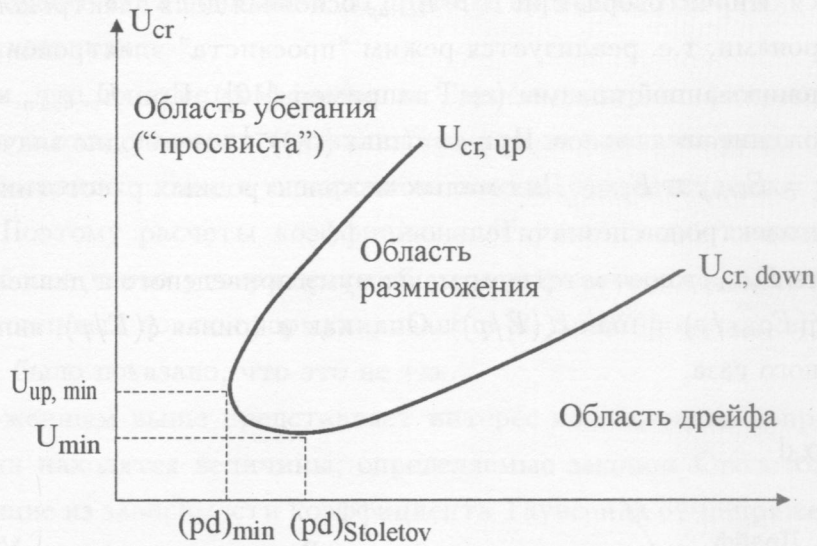


Рис. 2. Качественный вид кривой ухода.

Нижняя ветвь кривой ухода $U_{cr,down}(pd)$, называемая кривой дрейфа, напоминает часть известной кривой Пашена [1, 2]. Однако кривая ухода, в отличие от кривой Пашена, является не характеристикой зажигания разряда, а характеристикой размножения электронов в газоразрядном промежутке. Разумеется, она может быть использована для построения части кривой Пашена, отвечающей за зажигание разряда и определяемой размножением электронов в газоразрядном промежутке (подробнее см. [4 – 7]). Верхняя ветвь кривой ухода $U_{cr,up}(pd)$, названная кривой убегания, соответствует формированию значительной доли убегающих электронов, т.е. электронов, ускоряющихся на всем рассматриваемом промежутке.

Граничной точкой между кривой дрейфа и кривой ухода является точка поворота, т.е. точка, соответствующая минимальному значению $pd = (pd)_{min}$. Эта точка соответствует максимуму функции $\xi(E/p)$ [4 – 7].

Константа Столетова. В несамостоятельном разряде максимум плотности тока соответствует максимуму коэффициента Таунсенда [1, 2]. Коэффициент Таунсенда как функция давления p при заданном значении напряженности поля имеет максимум, если выполнено условие:

$$\left. \frac{\partial \alpha_i}{\partial p} \right|_{E=const} = \xi - x \frac{d\xi}{dx} = 0, \quad \xi/x = \xi'(x) \quad \text{или} \quad \alpha_i(E) = E \left. \frac{\partial \alpha_i}{\partial E} \right|_{p=const} \quad (3)$$

Здесь $x = E/p$; учтено, что $\xi'(x) = (\partial \alpha_i / \partial E)|_{p=const}$.

Уравнение $\xi/x = \xi'(x)$ определяет величину $x_{Stoletov} = (E/p)_{Stoletov}$, называемую константой Столетова. Константа Столетова, как и кривая $\xi(E/p)$, является универсальной для данного газа. Значение напряженности поля $E_{Stoletov}$, при котором коэффициент Таунсенда (рассматриваемый как функция давления p) достигает максимального значения, может быть найдено путем построения проводимой из начала координат касательной к функции $\alpha_i(E)$ (см. рис. 1). Точку касания естественно называть точкой Столетова. Из рис. 1 ясно, что точка Столетова лежит всегда левее точки пика приведенного коэффициента Таунсенда $\xi(E/p)$. Иначе говоря, константа Столетова $(E/p)_{Stoletov}$ всегда меньше константы $(E/p)_{peak}$, соответствующей максимуму функции $\xi(E/p)$.

Константа Столетова определяет минимум кривой дрейфа. Действительно, дифференцируя (2) по pd , имеем

$$\xi(U_{cr,down}/pd) + \xi'(U_{cr,down}/pd) \cdot (U'_{cr,down}(pd) - U_{cr,down}(pd)/pd) = 0.$$

Отсюда следует, что при выполнении соотношения

$$\xi(U_{cr,down}/pd) + \xi'(U_{cr,down}/pd) \cdot U_{cr,down}(pd)/pd = 0,$$

определяющего константу Столетова (см. (3)), должно быть $U'_{cr}(pd) = 0$. Величина $(pd)_{Stoletov}$, определяемая условием $U'_{cr}(pd_{Stoletov}) = 0$, соответствует минимуму кривой дрейфа $U_{min} = U_{cr,down}(pd_{Stoletov})$. При этом минимум кривой дрейфа лежит всегда правее точки поворота кривой ухода (см. рис. 2). Иначе говоря, величина $(pd)_{Stoletov}$ всегда больше величины $(pd)_{min}$, а минимальное значение кривой убегания $U_{up,min}$ выше минимального значения кривой дрейфа U_{min} .

Итак, поскольку коэффициент Таунсенда является функцией двух переменных (давления и напряженности поля) можно поставить ему в соответствие два максимума по этим переменным. Максимум по давлению при заданной напряженности поля определяет константу Столетова и минимальное напряжение, выше которого начинается экспоненциальное размножение электронов. Максимум по напряженности поля при заданном давлении определяет максимальное значение коэффициента Таунсенда и минимальное произведение давления на расстояние между плоскими электродами, ниже которого невозможно существенное размножение электронов в газоразрядном промежутке. Максимум по напряженности поля до недавнего времени не исследовался, поскольку необоснованно считалось, что в этой области понятие коэффициента Таунсенда утрачивает физический смысл.

Отметим, что точку поворота кривой ухода в принципе можно наблюдать в несамостоятельном разряде. Подобно тому, как Столетов обнаружил максимум по давлению для заданного напряжения, можно пытаться наблюдать максимум по напряженности поля при заданном давлении. Точка поворота экспериментально наблюдалась пока лишь для кривой Пашена при зажигании самостоятельного разряда в гелии [13] и в ртути [14]. Левая ветвь кривой Пашена в других газах полностью обусловлена электродными явлениями. В самостоятельном разряде это маскирует точку поворота кривой ухода, являющуюся не характеристикой зажигания разряда, а характеристикой размножения электронов в газоразрядном промежутке [4 – 7]. Использование несамостоятельного разряда может позволить непосредственно наблюдать некоторые участки кривой ухода, а не кривой Пашена.

Работа поддержана МНТЦ, проект N 2706.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Капцов П. А. Электроника, М., ГИТТЛ, 1954.
- [2] Энгель А. Ионизованные газы, М., ГИФМЛ, 1959.
- [3] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77**, вып. 5, 264 (2003).
- [4] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**, N 9, 953 (2004).
- [5] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2**(4), 579 (2004). (www.cesj.com/physics.html)
- [6] Tarasenko V. F. and Yakovlenko S. I. Physica Scripta, **72**, No 1, 41 (2005).
- [7] Yakovlenko S. I. Laser Physics, **16**, No 3, 403 (2006).
- [8] Бабич Л. П. УФН, **175**(10), 1069 (2005).
- [9] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **176**, (2006).
- [10] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. Препринт ИОФ РАН N 43, М., 2006.
- [11] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Laser Physics, **16**, No 9, 1308 (2006).
- [12] Трубников Б. А. Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме, в: Вопросы теории плазмы. Вып. 1 / Под ред. М. А. Леонтовича, М., Госатомиздат, 1963, с. 98.
- [13] Penning F. M. Physics (Amsterdam), **12**(4), 65 (1932).
- [14] Гусева Л. Г., Клярфельд Б. Н. ЖТФ, **24**(7), 1169 (1955).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 5 сентября 2006 г.