

10

## Ионизационно-дрейфовые характеристики электронов в парах меди в электрическом поле

© А.Н. Ткачев, А.А. Феденев, С.И. Яковленко

E-mail: ant@beta.ru; syakov@kapella.gpi.ru

В окончательной редакции 4 сентября 2006 г.

Проведено моделирование ионизационных и дрейфовых характеристик (коэффициента Таунсенда, дрейфовой скорости, средней энергии) электронов в парах меди, находящихся в однородном электрическом поле. Рассмотрение меди представляет интерес как пример элемента, для которого сечение возбуждения в пике существенно превосходит сечение ионизации. Вычислена двузначная кривая ухода электронов, разделяющая область эффективного размножения электронов и области, в которых электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться. Показано, что из-за большого сечения возбуждения верхняя и нижняя ветви кривой ухода для паров меди расположены ближе друг к другу, чем для обычных газов.

PACS: 51.50.+v

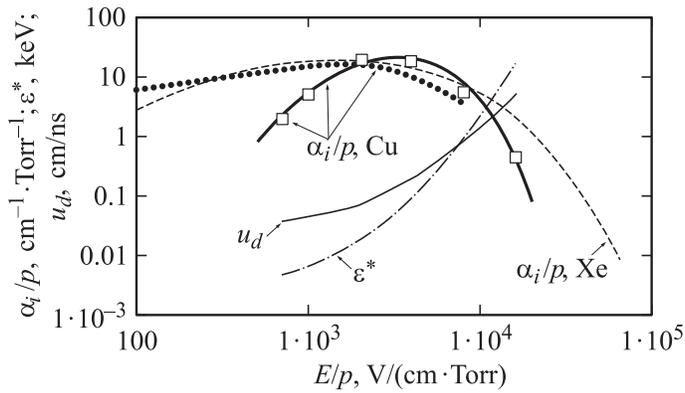
**Введение.** В работах [1–3] коэффициент Таунсенда определялся через наклон логарифма плотности тока или числа актов ионизации как функции расстояния до катода в однородном поле. При этом было показано, что понятие коэффициента Таундсена, характеризующего скорость размножения электронов в газе, не теряет смысла даже для сильных электрических полей, при которых можно пренебречь ионизационным торможением электронов о газ. В связи с этим было проведено моделирование переноса и размножения электронов для широкого диапазона значений напряженности электрического поля, охватывающего и те значения, при которых коэффициент Таунсенда начинает падать с ростом поля (см. обзоры [4–7]). На базе этих расчетов были построены двузначные кривые ухода, разграничивающие область экспоненциального размножения электронов и областей, в которых электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться.

Расчеты ионизационно-дрейфовых характеристик электронов в широком диапазоне значений напряженности электрического поля проведены для He, Ne, Xe, N<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub>. У этих газов энергия возбуждения электронных состояний ненамного меньше энергии ионизации, а сечения ионизации в пике превосходят сечения возбуждения. Представляет интерес рассмотрение переноса и размножения электронов в парах металлов, у которых энергия возбуждения нижних уровней существенно ниже энергии ионизации, а сечение возбуждения в пике превосходит сечение ионизации. В данной работе в качестве такого примера рассмотрены пары меди.

**Использованная модель.** Для получения ионизационно-дрейфовых характеристик использовалась та же модель динамики многих частиц, что и в работах [1–7]. Электроны рождались на катоде с хаотически направленной скоростью и начальной средней энергией  $\varepsilon_0 = 0.2 \text{ eV}$ . На малых временных шагах решались уравнения движения всех электронов и с вероятностями, определяемыми сечениями элементарных актов, разыгрывались упругие и неупругие столкновения. Ниже приведены результаты для плоских электродов, находящихся на расстоянии  $d$  под напряжением  $U$ . Рассматривались акты упругого рассеяния электронов на атомах, ионизации атомов электронами и возбуждение уровней  $3d^9 4s^{22} D_{5/2}$ ,  $3d^9 4s^{22} D_{3/2}$ ,  $3d^{10} 4p^2 P_{1/2}$ ,  $3d^{10} 4p^2 P_{3/2}$ ,  $3d^9 ({}^2D) 4s 4p ({}^3P^0) {}^4P^0$ ,  ${}^4D^0$ ,  ${}^4F^0$  на основе данных работ [8–10].

**Результаты расчетов.** Коэффициент Таунсенда  $\alpha_i$  (представленный на рис. 1) определялся как множитель в показателе экспоненты, аппроксимирующей рассчитанное число актов ионизации  $n_i(x) \propto \exp(\alpha_i x)$  для разных расстояний до катода  $x$ . Расчеты показали, что, как и в случае обычных газов [1–7], при любых значениях напряженности поля  $E = U/d$  имеет место экспоненциальная зависимость  $n_i(x) \propto \exp(\alpha_i x)$ , где  $\alpha_i = \text{const}$ , когда  $x \gg \alpha_i^{-1}$ . При этом дрейфовая скорость  $u_d$  и средняя энергия электронов  $\varepsilon^*$  от  $x$  не зависят. Такая же экспоненциальная зависимость от  $x$  имела место и для расчетов плотности электронного тока, что естественно для однородного поля.

В работах, подытоженных в [1–7], был введен критерий применимости таунсендовского режима размножения электронов, определяющий граничное значение напряженности поля  $E_{cr}$ :  $\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1$ , где  $p$  — давление. Разумеется, этот критерий можно было бы записать и в более строгой форме:  $\int_0^d \alpha_i(E_{cr}, p, x) dx = 1$ . Однако такое усложнение не



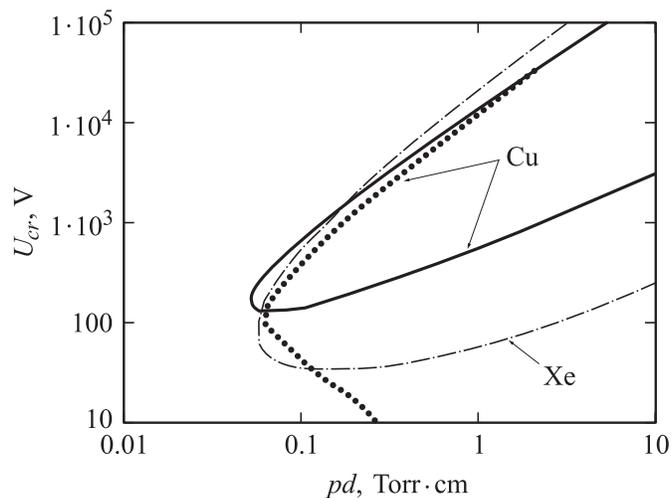
**Рис. 1.** Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик электронов для паров меди от приведенной напряженности поля  $E/p$ . Квадраты соответствуют численным расчетам коэффициента Таунсенда для меди. Сплошная кривая соответствует аппроксимации:  $\xi(x) = A \exp(-B\sqrt{1/x} - Cx)$ ,  $A = 1.4 \cdot 10^3 (\text{cm} \cdot \text{Torr})^{-1}$ ,  $B = 163 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ ,  $C = 4.3 \cdot 10^{-4} (\text{cm} \cdot \text{Torr})/\text{V}$ ;  $u_d$  — дрейфовая скорость электронов в парах меди с учетом актов возбуждения и размножения электронов в парах меди с учетом актов возбуждения. Пунктирная кривая соответствует расчетам коэффициента Таунсенда без учета возбуждения; для сравнения приведен коэффициент Таунсенда для ксенона [2,4–7].

имеет глубокого смысла, поскольку сам критерий носит качественный характер.

Критерий ухода значительной доли электронов из промежутка между плоскими электродами в [1–7] записан в виде

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

Здесь  $\xi(E/p) = \alpha_i(E, p)/p$ ,  $U_{cr} = E_{cr}d$ . Формула (1) дает неявную зависимость критического напряжения  $U_{cr}$  от  $pd$ , т.е. кривую, названную в [4–7] кривой ухода  $U_{cr}(pd)$ . Кривая ухода разграничивает на плоскости  $(U_{cr}, pd)$  область размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев существенно размножиться. Она двузначна (рис. 2) ввиду немонотонности  $\xi_i(E/p)$ . Верхняя ветвь кривой ухода (названная кривой убегания [4–7]) соответ-



**Рис. 2.** Универсальные кривые  $U_{cr}(pd)$ , разграничивающие области ухода и размножения электронов для паров меди. Пунктирная кривая соответствует расчетам без учета возбуждения; для сравнения приведена кривая ухода для ксенона [2,4–7].

ствует формированию значительной доли убегающих электронов, т. е. электронов, ускоряющихся на всем рассматриваемом промежутке.

**Обсуждение результатов.** Для того чтобы непосредственно продемонстрировать влияние актов возбуждения атомов меди на величину коэффициента Таунсенда, были проведены расчеты, в которых все сечения возбуждения были положены равными нулю (см. рис. 1, 2). Видно, что в слабых полях наличие эффективного возбуждения сильно уменьшает значения коэффициента Таунсенда и соответственно смещает нижнюю ветвь кривой ухода (кривую дрейфа [1–7]) в область более высоких напряжений на разрядном промежутке.

В слабых полях возбуждение атомов приводит к относительному уменьшению коэффициента Таунсенда, поскольку затрудняется набор энергии, достаточной для ионизации. При полях же, соответствующих максимуму коэффициента Таунсенда (и более сильных), механизм влияния актов возбуждения несколько иной. Здесь в отсутствие актов

возбуждения энергия электронов выше (а сечение ионизации ниже), чем при учете возбуждения. Поэтому в этой области коэффициент Таунсенда при учете возбуждения больше, а не меньше коэффициента Таунсенда в отсутствие возбуждения (см. рис. 1).

В связи с изложенным выше ясно, что в парах металлов, ввиду небольшой энергии возбуждения нижних уровней и больших сечений возбуждения, зависимость  $\xi(E/p)$  имеет более острый характер, чем в обычных газах. Соответственно в парах металлов кривая дрейфа расположена ближе к кривой убегания, чем в обычных газах, однако качественный характер кривой ухода (разделяющей области дрейфа, размножения и убегания электронов) у металлов такой же, как в обычных газах.

Отметим, что приведенные результаты численного моделирования противоречат качественным соображениям работы [11] о критерии убегания электронов. В работе [11], в частности, утверждается, что критерий убегания электронов в случае большого сечения возбуждения определяется этим сечением и не зависит от сечения ионизации. Дело в том, что при рассмотрении случая, когда сечение возбуждения больше сечения ионизации, в [11] пренебрегается ионизацией. Этого нельзя делать при определении границы между областью размножения электронов и другими областями.

Нельзя также согласиться с утверждением [11, с.655] о том, что условие  $\alpha_i d = 1$  „невозможно использовать в качестве критерия, поскольку значения  $\alpha_i$  получаются в результате сложных расчетов“. Как бы ни были сложны расчеты, если они уже проведены и зависимость  $\xi(E/p)$  протабулирована, определение критерия на ее основе значительно надежнее оценок, использующих грубые предположения относительно функции распределения электронов.

**Заключение.** Итак, проведенное моделирование переноса и размножения электронов в парах меди показывает, что коэффициент Таунсенда не теряет физического смысла и в сильных электрических полях, когда можно пренебречь ионизационным торможением (см. также недавние работы [12–14]). Зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности поля у меди имеет более острый пик, чем в случае обычных газов из-за больших сечений возбуждения нижних электронных уровней. Соответственно верхняя и нижняя ветвь кривой ухода для меди расположены ближе друг к другу, чем в обычных газах.

## Список литературы

- [1] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77 (5). С. 264.
- [2] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 16. С. 54–62.
- [3] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 7. С. 14–24.
- [4] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174 (9). С. 953.
- [5] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Central European Journal of Physics (CEJP). 2004. V. 2 (4). P. 579 ([www.cesj.com/physics.html](http://www.cesj.com/physics.html)).
- [6] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Physica scripta. 2005. V. 72 (1). P. 41.
- [7] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Plasma devices and operations. 2005. V. 13 (4). P. 231–279.
- [8] *Trajmar S., Williams W., Srivastava S.K.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1977. V. 10. P. 323–333.
- [9] *Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* // IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 30. P. 1876.
- [10] *Bolorizadeh M.A., Patton C.J., Shah M.B., Gilbody H.B.* // J. Phys. B. 1994. V. 27. P. 175.
- [11] *Ульянов К.Н.* // ТВТ. 2005. Т. 43 (5). С. 645–656.
- [12] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2006. Т. 176.
- [13] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* Об убегании электронов и генерации мощных субнаносекундных пучков в плотных газах. Препринт ИОФ РАН № 43. 2006. 24 с.
- [14] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Laser Physics. 2006. V. 16. N 9. P. 1308–1310.