

04

Атом-электронная эмиссия с катода в тлеющих разрядах. Пример открытого разряда

© А.Р. Сорокин

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск
E-mail: IFP@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 29 ноября 2002 г.

Анализ условий в тлеющих разрядах показал: в оценках процессов, происходящих в них, следует использовать коэффициенты γ эмиссии, измеренные в условиях технического — γ_t , а не сверхвысокого вакуума. Расчеты энергетического КПД формирования электронных пучков в тлеющем разряде, ранее выполненные автором с использованием γ_t , находятся в хорошем согласии с измерениями КПД в опытах. Уточняющие расчеты вряд ли целесообразны из-за остающейся неопределенности коэффициентов γ в реальных условиях разряда.

Данные о коэффициентах эмиссии электронов с катода, бомбардируемого быстрыми, в десятки-сотни электронвольт атомами, ионизованными — γ_i и нейтральными — γ_a , могут отличаться на один-два порядка величины в зависимости от условий их измерения — в сверхвысоком ($p < 10^{-9}$ Торр) [1,2] или техническом ($p \gg 10^{-9}$ Торр) [3] вакууме. Атомы с такой энергией присутствуют в наименее исследованных тлеющих разрядах с падением потенциала вблизи катода от единиц до ~ 10 kV, в частности в открытом разряде (ОР) с анодной сеткой [4].

Возникает вопрос, какие значения γ соответствуют реальным условиям разряда? Ответ, в частности, важен для оценок КПД и механизма формирования электронных пучков (ЭП) в таких разрядах. С этой

позиции вопрос рассматривается в настоящем сообщении на примере ОР, который по всем своим свойствам вписывается в разновидность тлеющего разряда [5,6].

1. „Аномально высокий“ КПД формирования ЭП в ОР лежит в основе утверждения о том, что ОР является „новым типом разряда“ — фотоэмиссионным и отсюда столь пристальное внимание к механизму ОР. Во всех без исключения работах по ОР за энергетический КПД принимается параметр η — отношение тока коллектора j_c к полному току j , в то время как в традиционных электронных пушках КПД $\approx \gamma(\gamma + 1)^{-1}$ измеряется с помощью калориметров [7]. Однако в [8] показано, что параметр η дополнительно зависит от доли (k) электронов, рожденных в объеме разрядного промежутка и достигающих коллектора, т.е. $\eta \approx \mu(\gamma + k)(\gamma + 1)^{-1}$. В типичном ОР, по измерениям поля в [9], во всем промежутке выполнены условия для „убегания“ электронов [8], поэтому $k \approx 1$, η не зависит от величины γ и $\eta \approx \mu$ — геометрической прозрачности сетки. Этот вывод сразу опровергает основу доказательства фотоэлектронной природы ОР в [9,10], но не отвечает на вопрос, каков в нем реальный энергетический КПД.

Установить наличие достаточно сильного поля во всем промежутке d можно без измерений в нем распределения поля. Для этого следует убедиться, что ток аномального разряда [11]:

$$j_{AD} = 2.5 \cdot 10^{-12} p^2 (U_{cf})^3, \quad (1)$$

эквивалентный j_{AD} в разряде с катодным падением потенциала (КПП) U_{cf} , равным приложенному напряжению U , существенно превышает регистрируемый ток — $j_{AD}/j \gg 1$ (КПП или полностью не сформировано, или за его пределами, вне l_{cf} , падает значительная часть U). Из табл. 2 в [10] следует, что в ОР условие $j_{AD}/j \gg 1$ обычно выполняется. Однако в [10] полагается, что все U может быть сосредоточено в области l_{cf} порядка длины перезарядки ионов λ_{ct} и, следовательно, вне l_{cf} условие для „убегания“ электронов выполнено не будет.

Проведенные в [9] расчеты $\gamma_{ia} = \gamma_i + \Sigma \gamma_a$ для He, с учетом потерь энергии быстрых атомов в упругих атомных соударениях, дали в 2.3–3 раза меньшие значения γ_{ia} , чем в [4], в которых эти потери не учитывались (если принять во внимание, что появление поля у катода приводит к росту γ , например, для $E_c = 2 \cdot 10^5$ V/cm, типичного для ОР, в 2–3 раза [7], то это расхождение будет существенно скомпенсировано). Еще большее расхождение с расчетом [4] получилось в [10].

Но в [9] использовано не транспортное сечение упругого рассеяния σ_{tr} , характеризующее истинную потерю энергии налетающей частицы [12], а приближенное значение сечения полного упругого рассеяния σ_{es} . В [10] в оценках принималось, в частности, условие $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$, когда $\gamma_a = 0$. Там же в [10] обсуждается вопрос о применимости в расчетах γ , измеренных в условиях технического или сверхвысокого вакуума, но использованы искаженные данные γ .

Обсудим отмеченные вопросы и противоречия и посмотрим, обеспечивает ли атом-электронная эмиссия наблюдаемый КПД в разряде.

2. Воспользуемся формулой для потенциальной энергии взаимодействия атомов He из [13] — $V_{He} = C \cdot r^{-5}$ ($C = 3.5 \cdot 10^{-40} \text{ eV} \cdot \text{cm}^5$). Упругое рассеяние в столкновениях тяжелых частиц, когда налетающие частицы движутся с нетепловыми скоростями, ограничено областью малых углов, и для дифференциального сечения рассеяния можно получить [14]:

$$d\sigma_{es} = 0.2(8C/3E_a)^{2/5}\theta^{-12/5}d\Omega. \quad (2)$$

Это сечение в классической механике расходится на малых углах θ , а транспортное сходится:

$$\begin{aligned} \sigma_{tr} &= f(1 - \cos\theta)(d\sigma_{es}/d\Omega)d\Omega \\ &\approx \int (d\sigma_{es}/d\Omega)\theta^3 d\theta = (\pi/8)(8C/3E_a)^{2/5}(\theta_{\max})^{8/5}. \end{aligned} \quad (3)$$

Подставляя в (3) $\theta_{\max} \sim 1$, для атома с энергией $E_a = 100 \text{ eV}$ получим: $\sigma_{tr} = 1.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$. Оценку, заведомо весьма завышенную, сечения рассеяния на большие углы получим в приближении непроницаемых сфер $\sigma = 8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, где $\sigma = \pi r^2$, $r \approx (C/E_a)^{1/5}$. Тогда суммарное сечение $\sigma_{tr} + \sigma = 9.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, что все еще в 2 раза меньше, чем $\sigma_{es} = 1.8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ в [9]. Следует также учитывать вклад в эмиссию от атомов, перехвативших большую часть энергии от налетающих, рассеянных на большие углы атомов, и наличие сильного поля на поверхности катода.

Измеренный в [15] с помощью калориметров энергетический КПД в условиях аномального разряда — 70% для $U = 2.4 \text{ kV}$ (сведений об измерениях для $2.4 < U \lesssim 10 \text{ kV}$ нет) в точности совпадает с расчетом в [4]. В [15], как там отмечено, для увеличения эмиссии в He добавлялся 1% O₂. Наши опыты показали, что добавление O₂ (катод дюралевый)

не приводит к росту эмиссии (ток даже снижается для того же U), но сопровождается значительным повышением стабильности разряда, что позволяло работать при больших U и j или повысить в несколько раз рабочее давление. Возможно, авторы [15] имели в виду этот эффект, на который обращено внимание и в [7]: „Достижение высоких значений E у поверхности катодов особенно облегчено для тонкопленочных структур с высокоомными пленками из оксида Al. . .“, для регенерации которых в [7] рекомендуется добавлять O_2 .

Суммируем вышеизложенное: расчеты γ_{ia} в [4] практически верно характеризуют энергетический КПД тлеющего разряда.

3. Обсудим оценки γ_{ia} в [10], где принимается, что для $j > 1 \text{ A/cm}^2$ — $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$, а $\gamma_{ia} \approx \gamma_i$ (быстрые атомы не образуются). Покажем, что в типичном ОР (осциллограммы на рис. 3 в [10]): $p_{\text{He}} = 30 \text{ Torr}$, $U = 5.5 \text{ kV}$ в максимуме тока $j = 35 \text{ A/cm}^2$ (эквивалентный ток j_{AD} составил бы 370 A/cm^2) продолжительностью $\tau \approx 100 \text{ ns}$ — условие $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$ не может быть выполнено. Полагая $\sigma_{ct} = 10^{-15} \text{ cm}^2$, для поля у поверхности катода получим $E_c \approx 2U/l_{cf} = 2U \cdot \sigma_{ct} \cdot N_a = 10^7 \text{ V/cm}$.

Типичные времена начала взрывных процессов на катоде в вакууме в поле $E_c \approx 10^6 \text{ V/cm}$ составляют единицы наносекунд [16]. В [7] отмечается, что вакуумный пробой наступает при $E_c = 3-5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$. Разряд ($\tau \approx 100 \text{ ns}$) с механически полированным Al катодом переходит в искру при $E_c = (0.5-1) \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, а с электрохимически полированным Mo катодом при $E_c = 4.5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ [11].

Интересно сравнить поле $E_c = 2.7 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, измеренное в опытах [9] ($p_{\text{He}} = 20 \text{ Torr}$, $U = 7.8 \text{ kV}$, $j = 45 \text{ A/cm}^2$), с расчетным, считая $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$, которое и здесь получается 10^7 V/cm .

Таким образом, опыты показывают, что $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$ в ОР не может устанавливаться из-за начала взрывных процессов на катоде. К тому же, если ОР фотоэлектронный [10], возникает вопрос: откуда берутся ионы, полностью экранирующие поле в промежутке за пределами $\sim \lambda_{ct} \ll l_{cf}$ аномального разряда при меньших на один-два порядка токах в ОР? Следовательно, в типичном ОР сильное поле присутствует во всем промежутке, а параметр η не зависит от γ и поэтому не характеризует энергетический КПД открытого разряда, что согласуется с [8].

4. В [10] проведены оценки γ_{ia} еще в двух случаях, когда $l_{cf} \gg \lambda_{ct}$, с использованием γ , по измерениям в условиях сверхвысокого и техни-

ческого вакуума. Остановимся подробнее на втором случае, который в большей мере соответствует реальным условиям разряда.

В оценках [10], судя по ссылке, формула для $\gamma_{ia} \sim 0.2 \cdot 10^{-3} U$ в случае Al катода получена из рис. 4.7, b [7] и для $U = 6 \text{ kV}$ дает $\gamma_{ia} = 1.2$. Но в [7] на рисунке допущена ошибка в обозначениях материалов катода у кривых по сравнению с оригинальной работой [17], где для Al катода и $U = 5 \text{ kV}$ получилось бы $\gamma_{ia} = 4$. Более того, данные в [17] получены в условиях вакуума, а не разряда, и только для ионов, ускоренных напряжением U в промежутке длиной l'' , т. е. $\gamma_i = 4$ (не γ_{ia}) в поле $E_c = 2 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$, что заметно выше, чем получается в отсутствие электрического поля и также в условиях технического вакуума [3] (в [10] для сверхвысокого вакуума, $eU = 6 \text{ keV}$, приведено значение γ_i , на порядок меньшее — 0.48).

Дополним. Условия измерения γ в сверхвысоком вакууме совпадают с рекомендуемыми для проведения опытов при изучении пробоя в вакууме [18]: вакуум не хуже 10^{-9} Torr ; отсутствие насосов с органическими жидкостями, органических смазок и уплотнений; электроды не должны удерживать на своей поверхности более 1/10 мономолекулярного слоя адсорбированных газов и т.д. Ясно, что в реальных условиях разряда такие требования принципиально не выполнимы. В монографии [19] читаем: „Эксперименты свидетельствуют — более чистым поверхностям соответствуют меньшие значения γ , причем отличие от γ для загрязненных мишеней более заметно в области малых энергий“, например, „ γ для атомарно чистого вольфрама с адсорбированными слоями O_2 и N_2 от энергии Li^+ при энергии $< 350 \text{ eV}$ выше на порядок величины и в 2–3 раза выше при энергиях $> 500 \text{ eV}$ “ (возрастание γ_i обусловлено кинетической эмиссией и поэтому в равной мере относится и к γ_a). Можно также обратиться к монографии [20], где измерения γ , совпадающие с измерениями в сверхвысоком вакууме, выполнены при меньшем вакууме $\sim 10^{-7} \text{ Torr}$, но мишень сначала нагревалась почти до температуры плавления, затем нагрев отключался, и после исчезновения термоэмиссии проводились измерения γ в течение первых секунд, после которых сразу замечался рост γ . Наконец, еще раз отметим совпадение измеренного в [15] энергетического КПД с расчетом в [4], где использовались значения γ , полученные в условиях технического вакуума [3] (эти же данные применены в расчетах [9]). Отметим также в типичном ОР $E_a \lesssim 300 \text{ eV}$.

Из сказанного следует важный вывод: для условий разряда наиболее подходят или очень старые измерения γ [21], или выполненные позже в техническом вакууме [3] (эти измерения совпадают [3]). Этим выбором устраняется большая неопределенность γ , отмеченная в [12].

5. Не останавливаясь на обсуждении всех вопросов, рассмотренных в [10], остановимся еще на измерениях тока и параметра η в зависимости от величины площади катода, занимаемой разрядом. Площадь S в [10] менялась ($S = 0.014-1 \text{ cm}^2$) прикрытием части катода кольцевой слюдяной пластинкой толщиной, меньшей d . Сетчатая часть анода имела ту же площадь S .

Падение j и η с уменьшением S , объясняемое в [10] ухудшением геометрии фотоподсветки катода из пространства дрейфа, в действительности вызвано краевыми эффектами. Вблизи границы отверстия в слюде силовые линии поля искривлены, как в полом аноде [7], и область катода, занимаемая разрядом, сужается, что хорошо просматривается на рис. 2 из [8]. Поэтому с уменьшением S j падает. Параметр η уменьшается из-за рассеяния ЭП на сплошную часть анода вследствие тех же краевых эффектов.

Резюме. Предположение в [10] о концентрации всего напряжения на промежутке в области $\sim \lambda_{ct}$ не согласуется с опытом: в таких условиях начались бы взрывные процессы на катоде.

В дополнение к [8] еще раз подтверждено: в типичном ОР сильное поле присутствует во всем разрядном промежутке и параметр η не зависит от величины коэффициента γ , что опровергает основу доказательства фотоэлектронной природы ОР в [9,10].

Расчеты γ_{ia} в [4] практически верно характеризуют энергетический КПД тлеющего разряда. Какие-либо уточняющие расчеты γ_{ia} вряд ли целесообразны из-за остающейся неопределенности коэффициентов γ_i , γ_a в реальных условиях разряда, если энергия быстрых тяжелых частиц в нем составляет десятки—сотни eV.

Основной вывод. В оценках процессов, происходящих в тлеющем разряде, совершенно неприемлемо использование коэффициентов эмиссии γ , измеренных в идеальных условиях сверхвысокого вакуума. Наиболее подходят γ , измеренные в техническом вакууме.

Автор благодарит Д.А. Шапиро за помощь в оценках сечений упругого рассеяния атомов He.

Список литературы

- [1] *Lakits G., Arnau A., Winter H.* // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 1. P. 15–24.
- [2] *Lakits G., Aumayr F., Heim M.* et al. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. N 9. P. 5780–5783.
- [3] *Hayden H.C., Utterback N.G.* // Phys. Rev. A. 1964. V. 135. N 6. P. 1575–1579.
- [4] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 24. С. 89–94.
- [5] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 9. С. 14–21.
- [6] *Сорокин А.Р.* // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1062–1066.
- [7] *Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е.* и др. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [8] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 4. С. 86–94.
- [9] *Колбычев Г.В.* // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1056–1061.
- [10] *Бохан А.П., Бохан П.А.* // Оптика атмосферы и океана. 2002. Т. 15. № 3. С. 216–227.
- [11] *Клименко К.А., Королев Ю.Д.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 9. С. 138–142.
- [12] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [13] *Amdur I., Jordan J.E.* // Colgate. J. of Chem. Phys. 1961. V. 34. N 3. P. 1525–1530.
- [14] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1965. 204 с.
- [15] *Yu Z., Rocca J.J., Collins G.J.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 1. P. 131–136.
- [16] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [17] *Bourne H.C., Cloud R.W., Trump J.G.* // J. of Appl. Phys. 1955. V. 26. N 5. P. 596–599.
- [18] *Грановский В.Л., Розанова Н.Б., Космарский Л.Н.* и др. // Радиотехника и электроника. 1963. № 12. С. 2102–2105.
- [19] *Сливков И.Н., Михайлов В.Н., Сидоров Н.И.* и др. Электрический пробой и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1966. 300 с.
- [20] *Арифов У.А.* Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. М.: Наука, 1968. 371 с.
- [21] *Rostagni A.Z.* // Physik. 1934. V. 88. P. 55.