

В. Л. ГРАНОВСКИЙ

**О ВРЕМЕНИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ УПРАВЛЯЕМОСТИ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 27 XI 1938)

В известных статьях Халла и Лэнгмюра (<sup>1</sup>, <sup>2</sup>), содержащих изложение основных принципов электростатического управления газовым разрядом, было наряду с другими вопросами обрисовано значение процесса деионизации. В стационарном разряде отрицательно-заряженная сетка окружена ионной оболочкой, в которой сосредоточено все поле сетки. При обычных значениях плотности разрядного тока и сеточного напряжения толщина ионной оболочки мала сравнительно с диаметром отверстий сетки; сетка не влияет на разрядный ток. С прекращением разряда плотность ионов падает, и толщина ионного слоя вокруг сетки растет. По истечении некоторого времени толщина слоя ионов  $x$  становится равной  $R$  — радиусу отверстия сетки. Тогда сетка вновь становится способной запирать разряд. Это «время восстановления управляемости» [Freiwerdezeit по Герману (<sup>3</sup>)] зависит от начальной толщины слоя ионов, следовательно от силы разрядного тока  $i$ , давления газа  $p$ , напряжения сетки  $U_g$  относительно плазмы; далее, от скорости деионизации, следовательно от общей конфигурации твердых поверхностей трубки и еще раз от давления газа; наконец от радиуса отверстий сетки  $R$ . Для этого промежутка времени \* Халл и Лэнгмюр дали без вывода следующую формулу, которую они характеризовали, как «полуэмпирическую»:

$$\theta = \frac{0.0012 p \cdot i^{0,7}}{U_g^2 \cdot d}, \quad (1)$$

где  $d$  — расстояние от сетки до анода. Эта формула перепечатывалась затем в книгах и обзорных статьях по ионным приборам без какого-либо анализа.

Между тем простой расчет, опирающийся на физические представления, развитые Халлом и Лэнгмюром, и на некоторые твердо установленные факты, приводит к совершенно иной формуле.

\* Халл и Лэнгмюр называли его «временем деионизации»; однако в настоящее время мы различаем эти два понятия. Время деионизации есть тот промежуток времени, в течение которого плотность ионов падает ниже некоторого заданного предела; в отличие от «времени восстановления управляемости» оно мало зависит от диаметра проволок сетки, от ширины отверстий между ними и от напряжения сетки (если последнее не очень велико). Формула Халла и Лэнгмюра (<sup>1</sup>) относится именно ко «времени восстановления управляемости».

Будем исходить из следующих положений.

1. На сетку идет только ионный ток; электронная компонента тока равна нулю. Этим предполагается, что  $U_g < 0$  и по абсолютной величине не очень мало.

2. Ток ионов к сетке ограничен пространственным зарядом. Толщина ионного слоя вокруг сетки  $x$  определяется плотностью ионного тока  $j$ . При низком давлении, когда длина свободного пробега иона  $\lambda_i \gg x$ , можно воспользоваться формулой, данной И. Лэнгмюром и К. Блоджетт (3) для цилиндрической конфигурации:

$$j = \frac{5.41 \cdot 10^{-8} \cdot U_g^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{M} \cdot r^2 \cdot \beta^2 \left( \frac{r+x}{r} \right)}, \quad (2)$$

где  $r$  — радиус проволок сетки,  $M$  — молекулярный вес газа,  $\beta^2$  — определенная функция. Если сетка представляет собой диск с просверленными отверстиями или конструкцию в виде воронки, то можно пользоваться той же формулой (2), но вместо  $\beta^2 \left( \frac{r+x}{r} \right)$  должна стоять другая функция  $\beta_1^2 \left( \frac{R-x}{R} \right)$  (случай внутреннего катода), причем  $R$  — радиус отверстия сетки. При более высоких давлениях мы должны вместо (2) пользоваться одной из формул, выведенных Мак-Карди (4) или Астоном и учитывающих давления газа  $p$ . Мы можем для общности написать

$$j = \frac{cU_g^\alpha}{p^\gamma \cdot f(x)}. \quad (3)$$

При этом в случае Лэнгмюра  $\alpha = \frac{3}{2}$ ;  $\gamma = 0$ ; в случае Мак-Карди  $\alpha = \frac{3}{2}$ ,  $\gamma = \frac{1}{2}$ ; в случае Астона  $\alpha = 2$ ,  $\gamma = 1$ .

Функция  $f(x)$  содержит, как параметр, радиус проволок сетки или радиус отверстия сетки; в константу  $c$  входит молекулярный вес газа.

В формулах (2) и (3) мы отбрасываем поправку  $\left( 1 + 0.0247 \sqrt{\frac{T_i}{U_g}} \right)$ , учитывающую начальную скорость ионов, так как не располагаем данными о последней. Однако эта неточность сказывается только при малых значениях  $U_g$ .

3. Плотность ионного тока убывает в стадии деионизации по экспоненциальному закону

$$j = j_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (4)$$

При низких давлениях скорость исчезновения основной массы ионов с достаточной степенью точности передается этим законом, см. (5, 6, 7, 8, 9, 10).

Вообще говоря, спад ионного тока происходит по более сложному закону (10). Однако в условиях, практически имеющих место, например в тиратроне с парами ртути, отступления от формулы (4) становятся заметны только в конце деионизации. Эта неточность так же, как и предыдущая, может сказаться только при малых  $U_g$ .

4. Ход деионизации не зависит от приложенного сеточного напряжения  $U_g$ . Это положение также установлено

опытом; см. (6, 7, 10, 11). В последних опытах автора было найдено, что только напряжения порядка 1 kV и выше заметно ускоряют ход деионизации ртутного пара при давлениях до нескольких десятков  $\mu$ .

5. Управляемость разряда восстанавливается, когда  $x = R$ .

Этих предположений достаточно для вывода. Из формул (3) и (4) находим:

$$\frac{c U_g^n}{p^\gamma \cdot f(x)} = j_0 e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

К моменту времени  $t = \Theta$   $x = R$ ; следовательно

$$\frac{c U_g^n}{p^\gamma \cdot f(R)} = j_0 e^{-\frac{\Theta}{\tau}}.$$

Отсюда

$$\Theta = \tau \cdot \ln \frac{j_0 p^\gamma \cdot f(R)}{c U_g^n}. \quad (5)$$

В частности, для низкого давления ( $\alpha = \frac{3}{2}$ ,  $\gamma = 0$ ) и проволочной сетки  $[f(R) = r^2 \cdot \beta^2 \left(\frac{R}{r}\right)]$

$$\Theta = \tau \left[ 16.75 + \ln \frac{j_0 \sqrt{M} \cdot r^{3/2} \left(\frac{R}{r}\right)}{U_g^2} \right]. \quad (5')$$

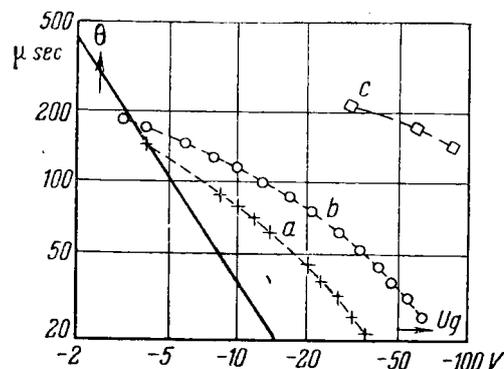
Таким образом вместо степенной зависимости  $\Theta$  от  $i$  и  $U_g$ , следующей из формулы Халла и Лэнгмюра (1), мы получаем логарифмическую зависимость (5)\*. Зависимость от конфигурации электродов и стенок учитывается временной постоянной деионизации  $\tau$ . Зависимость от давления также входит в величину  $\tau$ , кроме того  $p$  влияет на величину  $j_0 \left| \frac{\partial j_0}{\partial p} > 0 \right|$  и наконец  $p$  входит непосредственно в формулу (5).

Для сравнения обеих формул с данными опыта мы располагаем в настоящее время рядом более новых и более полных данных в работах Германа (7) и Л. С. Друскиной и А. В. Красиловой (12). Зависимость  $\Theta$  от  $U_g$  при различных  $R$ ,  $j_0$  и  $p$  в работе Германа представлена на фиг. 17 и 18. Из приведенных там кривых обработаем три наиболее надежные: при  $R = 1.35$  мм,  $p = 6.5$   $\mu$ ,  $U_a = 240$  В,  $i = 0.08$  А (обозначим ее  $a$ ), при  $R = 1.35$  мм,  $p = 6.5$   $\mu$ ,  $U_a = 120$  В,  $i = 0.8$  А (обозначим  $b$ ) и при  $R = 3$  мм,  $p = 9.5$   $\mu$ ,  $U_a = 100$  В,  $i = 0.8$  А (обозначим  $c$ ); остальные содержат либо явные неправильности, либо недостаточное число точек. При обработке мы возьмем вместо  $U_g$  потенциал сетки относительно катода; в стадии деионизации это не должно дать большой ошибки, так как катодное падение потенциала исчезло. По формуле Халла и Лэнгмюра (1) график зависимости  $\lg \Theta$  от  $\lg U_g$  должен быть прямой линией с угловым коэффициентом  $-\frac{3}{2}$ . На фиг. 1 представлены данные Германа в логарифмическом масштабе; для сравнения на фигуру нанесена прямая, соответствующая формуле (1), т. е. с наклоном  $-\frac{3}{2}$ . Очевидно, что все три экспериментальные кривые совершенно не согласуются с формулой (1).

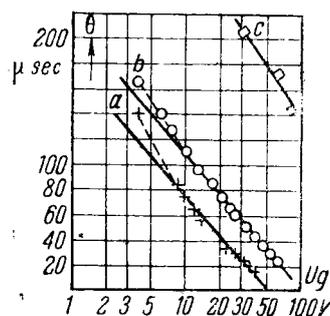
\* В первом приближении  $j_0$  пропорционально  $i$ .

По найденной нами формуле (5)  $\Theta$  должно быть линейной функцией  $\lg U_g$ . На фиг. 2 те же кривые  $a$ ,  $b$  и  $c$  перестроены в полулогарифмическом масштабе ( $\Theta - \lg U_g$ ). Мы видим, что в этом масштабе точки удовлетворительно ложатся на прямые линии за исключением самых малых напряжений (при  $|U_g| < 8$  V), для которых предпосылки вывода формулы (5) не имеют места.

Далее, сравнивая ход кривых  $a$  и  $b$  на фиг. 2, отличающихся значением силы тока  $i$  при одинаковых  $p$  и  $R$ , мы видим, что они идут параллельно. Экспериментатор подчеркивает в своих выводах, что при изменении силы тока  $i$  время восстановления  $\Theta$  меняется на вели-



Фиг. 1. — Сравнение экспериментальных данных Германа (пунктирные линии) с формулой Халла и Лэнгмюра (1) (сплошная линия).



Фиг. 2. — То же, с формулой (5).

чину  $\Delta\Theta$ , которая мало зависит от  $U_g$ , в то время как самое  $\Theta$  сильно зависит от  $U_g$ . Математически это значит, что

$$\frac{\partial}{\partial U_g} \left( \frac{\partial \Theta}{\partial i} \right) = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial U_g \partial i} \approx 0.$$

Такой результат действительно следует из формулы (5):

$$\frac{\partial \Theta}{\partial i} = \frac{\partial \Theta}{\partial j_0} \frac{\partial j_0}{\partial i} = \frac{\tau}{j_0} \frac{\partial j_0}{\partial i},$$

а в этом выражении  $\tau$  совсем не зависит от  $U_g$ , а  $j_0$  мало зависит (при не очень малых значениях  $U_g$  сеточный ток является током насыщения). Напротив, этот результат противоречит формуле (1), по которой

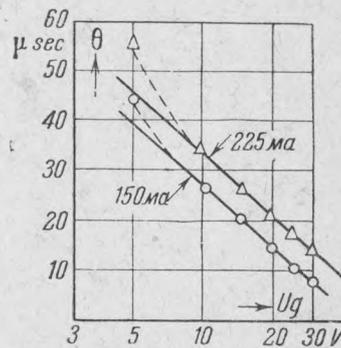
$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial U_g \partial i} = \text{const} \cdot \frac{p}{i^{0.3} U_g^{2.5} \cdot d} \neq 0.$$

Наконец из формулы (5) следует еще, что по наклону кривых  $\Theta - \lg U_g$  можно вычислить временную постоянную деионизации  $\tau$ . Именно  $-\frac{\partial \Theta}{\partial \ln U_g} = \alpha \tau$ . В работе Германа содержатся непосредственные измерения хода деионизации в условиях, соответствующих кривой  $c$  (рис. 15, кривая I—II). Из кривой  $c$  находим  $-\frac{\partial \Theta}{\partial \ln U_g} = 64$  мсек. Полагая  $\alpha = \frac{3}{2}$  (низкое давление), получим  $\tau = 43$  мсек. А непосредственные измерения Германа дают для начальной части кривой  $\tau = 49$  мсек.

На фиг. 3 приведены данные, заимствованные из работы Друскиной и Красилова<sup>(12)</sup>, найденные в тиратроне при различных значениях  $i$  (150 и 225 mA), но одинаковых прочих условиях. И здесь мы констатируем согласие с выводами формулы (5) в двух отношениях: кривые  $\theta - \lg U_g$  оказываются прямыми, кроме самых низких напряжений ( $U_g = -5$  V); обе прямые, соответствующие  $i = 150$  mA и  $i = 225$  mA, идут параллельно.

Что касается отступлений, наблюдаемых при малых значениях  $U_g$ , то мы уже видели выше ряд оснований, по которым их можно ожидать именно при малых значениях  $U_g$ : электронная компонента тока, начальные скорости ионов, отступление от экспоненциального хода деионизации, различие потенциалов катода и плазмы — все обстоятельства, которыми мы пренебрегли при выводе формулы (5). Учет их однако сильно усложнил бы расчет и практически вряд ли мог бы быть использован.

Резюмируя, можно сказать, что формулы (5) и (5'), вытекающие из элементарных соображений теории и твердо установленных фактов, хорошо выражают зависимость времени восстановления управляемости разряда от силы разрядного тока, скорости процесса деионизации и управляющего напряжения, если последнее не очень мало.



Фиг. 3.—Сравнение экспериментальных данных Друскиной и Красилова с формулой (5).

Поступило  
1 XII 1938.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> A. W. Hull, Gen. El. Rev., **32**, 213 (1929). <sup>2</sup> A. W. Hull a. J. Langmuir, Proc. Nat. Ac. Am., **15**, 218 (1920). <sup>3</sup> J. Langmuir a. K. Blodgett, Phys. Rev., **22**, 347 (1923). <sup>4</sup> W. H. Mc Curdy, Phys. Rev., **27**, 157 (1926). <sup>5</sup> Eckart, Phys. Rev., **26**, 454 (1925). <sup>6</sup> M. L. Pool, Phys. Rev., **30**, 848 (1927). <sup>7</sup> P. K. Hermann, Arch. für Electr., **30**, 555 (1936). <sup>8</sup> G. Graf, Entionisierung in Quecksilberglassgleichrichtern. Диссертация (1935). <sup>9</sup> W. Koch, ZS. für techn. Phys., **17**, 446 (1936). <sup>10</sup> В. Л. Грановский, Изв. АН СССР, серия физич., № 4 (1938). <sup>11</sup> C. Kenty, Phys. Rev., **32**, 624 (1928). <sup>12</sup> Л. С. Друскина и А. В. Красилов, Электричество, **5**, 25 (1937).