

С. Н. ГАВРИЛОВ

ДЕИОНИЗАЦИЯ ВОДОРОДА ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

(Представлено академиком Г. С. Ландсбергом 10 I 1950)

1. В работе показаны закономерности процесса деионизации в водороде при практически применяемых — в тиратронах — давлениях ($0,07 \div 0,6$ мм рт. ст.). Исследования проводились в длинном положительном столбе водородного разряда с накаливаемым катодом. Трубки диаметром 32 и 49 мм, содержащие, помимо электродов, несколько

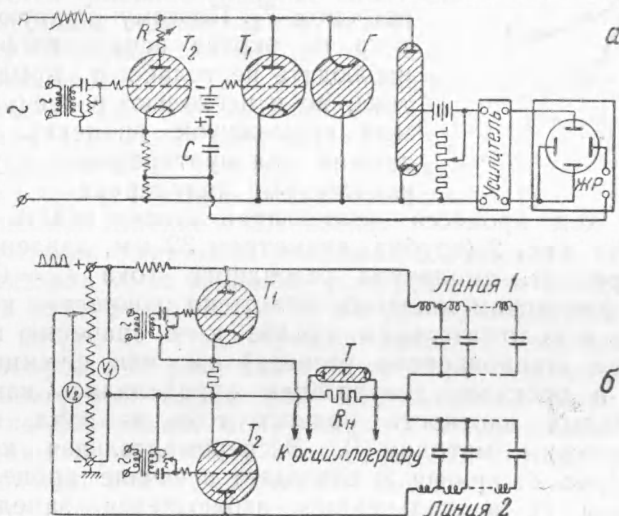


Рис. 1

зондов — цилиндрических и плоских, использовались для исследований в отпаянном виде. Давление в трубках изменялось при помощи регулятора давления из гидрида титана ⁽¹⁾, измерялось же посредством термоэлектрического манометра, лампа которого заранее припаивалась к разрядной трубке.

В указанном выше диапазоне давлений положительный столб водородного разряда — слоистый. Выбранная нами методика измерений (помещение зонда при измерениях в наиболее светлую часть страты) позволила изучить явления в условиях, приблизительно соответствующих сплошному положительному столбу, наблюдаемому обычно в других газах ^(2, 3).

В этих условиях по методу зондов Лэнгмюра и Мотт-Смиса были измерены параметры стационарного разряда в водороде: усредненный градиент потенциала, достигающий 10 в / см при давлениях 0,6 мм рт. ст. в трубке диаметром 32 мм, электронная температура T_{e0} (порядка $20 \div 50$ тыс. °К), плотность электронов n_{e0} (порядка 10^{10} см⁻³) и др. На основании данных стационарного разряда были расчетным путем ⁽⁶⁾

получены значения τ_0 — начальной постоянной времени деионизации (единицы микросекунд) и коэффициента амбиполярной диффузии D_a (порядка сотен тысяч $\text{см}^2 \text{сек.}^{-1}$).

Экспериментальное исследование деионизации производилось на установке, электрическая схема которой показана на рис. 1, а. Эта схема представляет собой дальнейшее развитие схемы, примененной В. Кохом⁽⁴⁾ и В. Л. Грановским^(5, 6) для исследования деионизации в ртутном разряде. Разряд в трубке T прерывается в момент максимума тока шунтирующим тиратроном T_1 ; напряжение с участка безиндукционного сопротивления, включенного в зондовую цепь, усиливается с помощью широкополосного усилителя (лучше усиление в 1600 раз) и подается на ординатные пластины электронно-лучевой трубки. При исследованиях применяется осциллограф со ждущей разверткой. Благодаря дополнительному устройству, состоящему из тиратрона T_2 и задерживающей ячейки из емкости C и переменного сопротивления R , запуск развертки осциллографа осуществляется несколько ранее обрыва разрядного тока в трубке T тиратроном T_1 . Поэтому кривую зондового тока на экране осциллографа возможно наблюдать не только с момента обрыва тока, но и несколько ранее (на регулируемый промежуток времени). Газотрон Γ служит для шунтирования трубки T в отрицательный полупериод.

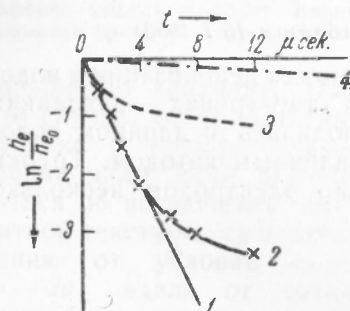


Рис. 2

2. Общий ход процесса деионизации можно видеть на примере, показанном на рис. 2 (трубка диаметром 32 мм, давление водорода $p = 0,2$ мм рт. ст., амплитуда разрядного тока $I_m = 0,5$ а). Здесь в полулогарифмическом масштабе отложено отношение концентрации электронов n_e в положительном столбе к ее значению в начальный момент (конец стационарного разряда) n_{e0} , как функция времени. Значения n_e в процессе деионизации определялись как величины, пропорциональные плотности ионного тока на зонд, измеряемого осциллографическим методом⁽³⁾. Экспериментальная кривая хода деионизации (рис. 2, кривая 2) совпадает в начале процесса с экспонентой (кривая 1), в дальнейшем наблюдается замедление хода деионизации.

Теория деионизация В. Л. Грановского^(6, 7) в простейшем случае (учет одних упругих столкновений электронов с молекулами и пропорциональность между средним пробегом и скоростью электрона) приводит к ходу деионизации, выражаемому законом:

$$\ln n_{e0} / n_e = \frac{\theta_1}{p} \left(\frac{1}{\tau_0} - \frac{1}{\tau_\infty} \right) (1 - e^{-pt/\theta_1}) + \frac{t}{\tau_\infty}, \quad (1)$$

где θ_1 — постоянная времени спадания электронной температуры при $p = 1$ мм рт. ст. Расчеты, проведенные по этой формуле при указанных условиях (диаметр 32 мм, $p = 0,2$ мм рт. ст.), приводят к результату, приведенному на рис. 2 в виде кривой 3. При этом величина τ_0 определялась по кривой a (рис. 3), а величина τ_∞ — из соотношения

$$\tau_\infty = \tau_0 \frac{T_{e0} + T_g}{2T_g}.$$

Электронная температура стационарной плазмы T_{e0} бралась из зондовых измерений ($= 40\,000$ °К); температура газа T_g оценивалась

в 700°К. При принятых упрощенных предположениях относительно θ_1 расчет дает $\theta_1/p \cong 1,6 \mu \text{сек}$. Сравнение экспериментального хода деионизации с расчетным показывает качественное согласие такой упрощенной теории с опытом. Количественное совпадение в случае водорода имеет место в начале процесса. Дальнейшее расхождение кривых (более быстрый ход в действительности, чем по расчету) указывает на то, что значение θ_1/p , вычисленное в предположении одних упругих столкновений при данных условиях ($p = 0,2 \text{ мм рт. ст.}$), сильно преуменьшено, т. е. что электронная температура падает медленнее, чем должна была бы падать вследствие упругих ударов. Можно предполагать, что фактически найденное поддержание скоростей электронов на более высоком уровне, чем это получается по расчету, обусловлено наличием ударов 2-го рода между электронами и возбужденными молекулами газа (общий случай теории В. Л. Грановского (?)).

Таким образом, теория Грановского правильно описывает процесс деионизации в водороде. Если же принять концепцию Шпенке и Штенбека (8), согласно которой плазма с начала процесса деионизации является изотермической с $T_e = T_g$, т. е. не учитывается плавное спадание электронной температуры, и поэтому $\ln n_{e0}/n_e = t/\tau_{\infty}$, то окажется, что теоретический ход деионизации, показанный на рис. 2 (кривая 4), не имеет ничего общего с экспериментальной зависимостью; τ больше действительно наблюдаемого почти в 30 раз. Тем не менее некоторые авторы (9, 10) придерживаются ошибочной концепции Шпенке и Штенбека.

3. Заслуживает внимания зависимость начальной постоянной времени деионизации τ_0 от давления водорода. Эта зависимость, снятая в разрядной трубке диаметром 32 мм при $I_m = 0,5 \text{ а}$, показана сплошной кривой на рис. 3. Пунктирными кривыми показаны зависимости $\tau_0 = f(p)$, полученные расчетным путем (6) на основании проведенных зондовых измерений параметров стационарного разряда. Кривая *a* построена по значениям, полученным в предположении только прямой ионизации, кривая *б* — в предположении ступенчатой ионизации.

Из сравнения кривых видно, что достаточно хорошее совпадение эксперимента с расчетом имеет место до давлений $\approx 0,3 \text{ мм рт. ст.}$ (в пределах точности эксперимента: используемая аппаратура позволяет получать точность отсчета не выше $0,5 \mu \text{сек.}$). Резкое отклонение экспериментальной кривой от расчетных, наблюдаемое при $p > 0,3 \text{ мм рт. ст.}$, объясняется усилением роли объемной рекомбинации.

4. Для исследования потенциала повторного зажигания в водороде была разработана схема, показанная на рис. 1, б. На экспериментальную разрядную трубку *T* при зажигании вспомогательных тиратронов T_1 и T_2 подавались прямоугольные импульсы напряжения от двух искусственных длинных линий. Линии заряжались от однополупериодного выпрямителя; общее напряжение регулировалось с помощью автотрансформатора, включенного перед выпрямителем. Напряжение, подаваемое для зарядки второй линии, регулировалось посредством потенциометра, что позволяло изменять амплитуду напряжения второго импульса по отношению к первому. Расстояние между импульсами регулировалось с помощью фазовращателей в сеточных цепях тиратронов.

Параллельно трубке включено безиндукционное сопротивление R_n , равное эквивалентным сопротивлениям R_0 обеих линий. Метод измерения заключался в рассогласовании линии с нагрузкой при зажигании

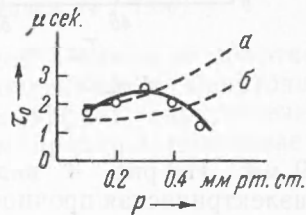


Рис. 3

разряда в трубке. На экране осциллографа наблюдались два импульса, следующие один за другим на расстоянии, измеряемом с помощью калибровочных меток. Запуск развертки осциллографа производился одновременно с первым импульсом. Импульс имеет, как известно⁽¹¹⁾, прямоугольную форму при $R_n \geq R_0$ (в нашем случае $R_n = R_0$), т. е. когда ток проходит только через сопротивление K_n , а разряд в трубке не возникает. Если же поданным импульсом напряжения производится зажигание разряда в трубке, то импульс принимает на экране осциллографа ступенчатую форму. Таким образом, зная расстояние между импульсами, величины напряжений импульсов, замеряемые пиковыми вольтметрами, и наблюдая форму импульса, можно было находить желаемые зависимости.

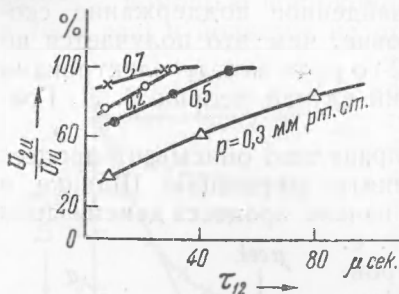


Рис. 4

5. Получены зависимости напряжения повторного зажигания от расстояния между импульсами τ_{12} . На рис. 4 приведены некоторые из полученных зависимостей $U_{2u}/U_{1u} = f(\tau_{12})$, где U_{2u} и U_{1u} — напряжения второго и первого зажигающих импульсов. В указанном случае от первой линии получался импульс длительностью 100 μ сек., второй — 20 μ сек., расстояние между анодом и катодом 3 см, диаметр трубки

49 мм. Из рис. 4 видно, что при давлениях 0,2 и 0,7 мм рт. ст. диэлектрическая прочность промежутка восстанавливается значительно быстрее, чем при промежуточных давлениях, и наиболее медленно при $p = 0,3$ мм рт. ст. Полученные при различных условиях зависимости $\tau_{12} = f(p)$ показывают наличие максимума при давлениях около 0,3 мм рт. ст. Увеличение значений τ_{12} до этих давлений хорошо объясняется теорией Грановского: амбиполярная диффузия происходит тем медленнее, чем выше давление газа. При увеличении давлений от 0,3 мм рт. ст. величина τ_{12} снижается за счет увеличивающейся рекомбинации в газе (ср. рис. 3).

Предложенная методика позволяет также проводить измерения времени развития разряда.

В заключение считаю долгом выразить искреннюю благодарность В. Л. Грановскому за предложенную тему и руководство работой.

Военно-воздушная инженерная академия
им. Н. Е. Жуковского

Поступило
23 XI 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Г. И. Бабат, Электричество, № 12 (1948).
- ² Б. Н. Клярфельд, ЖТФ, 8, 2012 (1938).
- ³ В. Л. Грановский, Изв. АН СССР, сер. физ., № 4, 419 (1938).
- ⁴ W. Koch, Zs. f. techn. Phys., 16, 484 (1935).
- ⁵ В. Л. Грановский, Тр. ВЭИ (1940).
- ⁶ В. Л. Грановский, ДАН, 23, 882 (1939).
- ⁷ В. Л. Грановский, ЖТФ, 13, 123 (1943).
- ⁸ E. Spenke u. M. Steenbeck, Wiss. Ver. Siemens, 15, 18 (1936).
- ⁹ T. Wasserraab, ibid., 19 (1940).
- ¹⁰ J. Pachner, Elektrotechn. Obzor, 38, 102 (1949).
- ¹¹ Я. С. Ицхоки, Импульсная техника, 1949.