

ВЛИЯНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА РЕЗОНАНСНУЮ ИОНИЗАЦИЮ ГАЗОВ

© М.В.Костенко

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 1 декабря 1994 г.)

Ионизационные процессы в газах зависят от ряда статистических закономерностей для упругих и неупругих столкновений электронов и ионов с атомами, молекулами и другими ионами, их длин свободного пробега, уровней и времен жизни метастабильных состояний молекул газов. Фундаментальные исследования основоположника теории ионизации газов Таунсенда [1] и его учеников установили замечательный закон подобия развития ионизационных процессов в зависимости от давления и напряженности электростатического поля

$$\alpha/p = f(E/p), \quad (1)$$

где α — коэффициент ударной ионизации Таунсенда (первый) электронами нейтральных молекул (атомов) исследуемого газа в однородном поле, т. е. число ионов, которое один электрон в среднем создает на пути в 1 см, дрейфуя под действием внешнего электростатического поля с напряженностью E (В/см) в направлении этого поля; p — давление этого газа (Тор), характеризующее среднюю длину свободного пробега электронов.

Первоначальная зависимость, предложенная Таунсендом на основе допущения, что электрон на протяжении одного свободного пробега набирает энергию ионизации, имела вид

$$Y = A \cdot \exp(-B/X), \quad (2)$$

где A (1/см · Тор) и B (В/см · Тор) — константы, характерные для каждого газа; $X = E/p$, $Y = \alpha/p$.

Дальнейшие исследования Боульса [2], Хейля [3] и др. установили, что ничтожные остаточные примеси паров ртути, атомы которой обладают энергией ионизации 10.4 эВ, существенно влияют на результаты измерений и для определения истинных значений коэффициентов ионизации необходимо обеспечить весьма тщательную очистку измерительной установки от следов паров ртути.

Анализ результатов экспериментальных исследований коэффициентов ионизации тщательно очищенных газов в широком диапазоне изменения $X = E/p$, особенно в области сравнительно слабых полей, показали, что существенную, а в отдельных случаях определяющую роль наряду с многократными упругими столкновениями начинают играть процессы неупругих столкновений, сопровождающихся предварительным переходом электронов в атомах на метастабильные уровни и ступенчатой ударной ионизацией при последующем столкновении возбужденного атома с новым электроном.

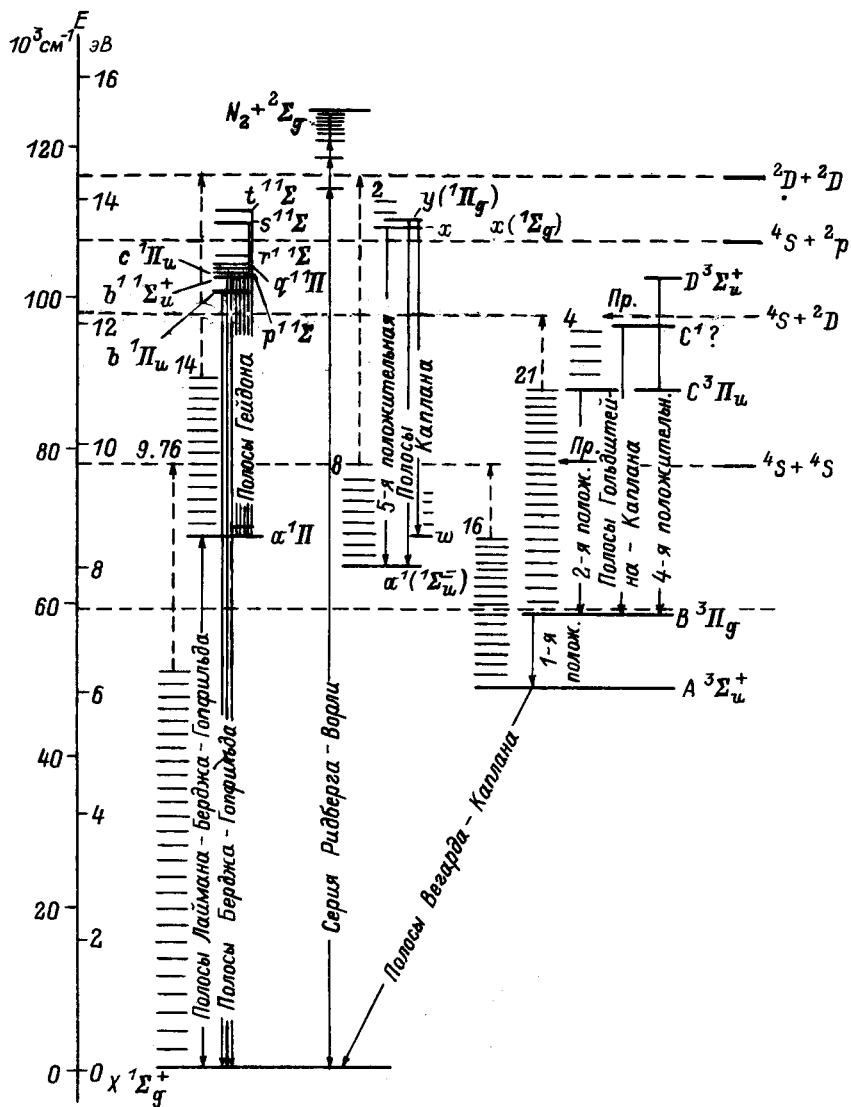


Рис. 1. Схема уровней молекулы N_2 .

Так, в случае центрального удара электрона в простейший атом — атом водорода необходимая его энергия для вырывания второго электрона равна

$$E(n) = E(1)/n^2, \quad (3)$$

где $E(1) = 13.6$ эВ — энергия ионизации этого атома от основного уровня; $n = 1, 2, \dots$ — главные квантовые числа Бора.

Соответственно для перевода орбитального электрона с основного уровня ($n = 1$) на низший возбужденный ($n = 2$) достаточен центральный удар электрона с энергией

$$E(r) = E(1)(1 - 1/n^2) = 10.2 \text{ эВ} < E(1).$$

Значительно сложнее система разнообразных уровней у молекул газов. В качестве примера на рис. 1 приведена схема уровней молекулы азота N_2 [4]. Например, молекула азота (N_2) имеет энергию ионизации 15.4 эВ, а энергию возбуждения нижнего нестабильного уровня 6.2 эВ с временем жизни 1.3–2.6 с. Рядом с ним имеется еще один уровень с энергией возбуждения 8.4 эВ и временем жизни 0.5 с.

Экспериментально установлены существенные отклонения зависимостей коэффициентов ионизации от основного равенства (2) и предложены многочисленные эмпирические формулы, справедливые в ограниченных диапазонах изменения $X = E/p$.

Например, Леб [5] приводит следующие эмпирические формулы, удовлетворяющие значениям Позина [6], для азота (N_2): при $20 < X < 38$ $Y = 5.76 \exp(0.245 \cdot X)/10^7$; при $44 < X < 176$ $Y = 1.17(X - 32.2)^2/10^4$; при $200 < X < 1000$ $Y = SQRT(0.21 \cdot X) - 3.65$. Эти же формулы по данным [7,8] можно применить также для воздуха.

Райзер [4] приводит для азота эмпирические формулы, структура которых соответствует основной формуле Таунсенда (2): при $27 < X < 200$ $Y = 8.8 \exp(-265/X)$; при $100 < X < 600$ $Y = 12 \exp \times (-342/X)$. Однако было бы желательно получить единую эмпирическую формулу, справедливую с достаточной для практики точностью во всем широком диапазоне изменения $X = E/p$. Поэтому для дальнейшего учета явлений резонансного возбуждения метастабильных уровней с последующей ионизацией нейтральных молекул газов мы будем основываться на результатах экспериментальных исследований процессов ионизации тщательно очищенных газов, особенно на исследованиях Боульса [2] и Хейля [3], охватывающих широкие диапазоны изменения $X = E/p$.

Выявление и аппроксимация резонансных областей производились по следующей методике. Экспериментальные зависимости ионизационных коэффициентов Таунсенда аппроксимировались формулой вида

$$Y = V(X) \left[1 + \sum_{k=1}^n Z_k(X) \right]; \quad V(X) = A / \exp(B/X), \quad (4)$$

где $Y = \alpha/p$; $X = E/p$; α — коэффициент ионизации (1/см); p — давление (Тор), E — напряженность электростатического поля (В/см); A и B — параметры, соответствующие нижней огибающей $V(X)$ эмпирической зависимости $Y = f(X)$; Z_k — резонансные поправки.

После ряда менее удачных попыток, учитывая, что каждая резонансная поправка определяется совместным влиянием большого числа статистических закономерностей, резонансные поправки аппроксимировались эмпирическими формулами, соответствующими плотности нормального закона статистического распределения

$$Z_k(X) = F_k / \exp((D_k - X)/C_k)^2 > 0, \quad (5)$$

где параметры F_k , D_k и C_k определялись в соответствии с результатами экспериментальных исследований.

Экспериментальная зависимость $Y = f(X)$, полученная Боульсом [2] и опубликованная в численном виде Лебом [5], приведена в табл. 1 в

Таблица 1. Сравнение результатов расчетов по эмпирическим формулам с опытными данными для молекулярного азота N₂

№	Опытные данные			Расчеты по формуле (8)			Расчеты по формуле (14)		
	X	Y	±DY	Y ₁	Q ₁ , %	Q ₀ , %	Y ₁	Q ₁ , %	Q ₀ , %
1	59	0.1189	0.0073	0.1194	0.38	0.00	0.1189	0.00	0.00
2	65	0.2128	0.0067	0.2144	0.74	0.00	0.2128	0.00	0.00
3	78	0.2970	0.0150	0.2941	-0.97	0.00	0.3318	11.71	6.34
4	94	0.4047	0.0066	0.4103	1.38	0.00	0.3683	-9.00	-7.49
5	115	0.6120	0.0130	0.6286	2.71	0.58	0.6351	3.77	1.61
6	140	0.9610	0.0320	0.9389	-2.30	0.00	1.0324	7.43	3.97
7	160	1.1960	0.0720	1.2764	6.72	0.66	1.3652	14.15	7.67
8	195	1.8980	0.0590	1.8995	0.08	0.00	1.9395	2.19	0.00
9	198	1.9930	0.0930	1.9533	-1.99	0.00	1.9872	-0.29	0.00
10	215	2.2150	0.3000	2.2552	1.82	0.00	2.2518	1.66	0.00
11	250	2.6800	0.1100	2.8385	5.91	1.74	2.7609	3.02	0.00
12	290	3.3780	0.0068	3.3886	0.31	0.11	3.2813	-2.86	-2.67
13	320	3.5800	0.1100	3.7022	3.41	0.33	3.6306	1.41	0.00
14	350	3.9600	0.1400	3.9458	-0.36	0.00	3.9481	-0.30	0.00
15	440	4.3720	0.0800	4.5402	3.85	1.98	4.7406	8.43	6.48
16	500	5.1630	0.0850	4.9777	-3.59	-1.98	5.1630	0.00	0.00
17	530	5.1900	0.2700	5.2100	0.39	0.00	5.3492	3.07	0.00
18	660	6.2030	0.0081	6.2400	0.60	0.47	6.0091	-3.13	-3.00
19	800	7.1900	0.4000	7.1900	0.00	0.00	6.5290	-9.19	-3.84
20	1000	7.5800	0.1800	7.5800	0.00	0.00	7.0604	-6.85	-4.59

виде ряда № точек и соответствующих $X(N)$, средних значений $Y(N)$ и возможных отклонений $\pm DY(N)$.

Параметры A и B выбирались так, чтобы все резонансные поправки были практически положительными, путем совместного решения уравнений

$$\begin{aligned} Y_1(N_1) &= Y(N_1) - P(N_1) = A \exp(-B/X(N_1)), \\ Y_1(N_2) &= Y(N_2) - P(N_2) = A \exp(-B/X(N_2)), \end{aligned} \quad (6)$$

причем номера экспериментальных точек N_1 и N_2 определены путем нескольких последовательных уточняющих попыток, начиная с $N_1 = 1$ и $N_2 = N(\max)$, так, чтобы с достаточно малой погрешностью было выполнено условие (5) для всего диапазона изменения X . Из совместного решения уравнений (6) имеем

$$\begin{aligned} B &= \lg(Y_1(N_1)/Y_1(N_2))/(1/X(N_2) - 1/X(N_1)), \\ A &= Y_1(N_1) \exp(B/X(N_1)). \end{aligned} \quad (7)$$

Полученная в результате зависимость от X суммы резонансных поправок

$$W(X) = \sum_{k=1}^n Z_k(X) = Y_1 \exp(B/X)/A - 1 \quad (8)$$

приведена на рис. 2 для диапазона $59 \leq X \leq 160$ и на рис. 3 для диапазона $160 \leq X \leq 1000$.

Из рассмотрения зависимости рис. 2 следует, что в области сравнительно малых $X = E/p$ имеется один (или два смежных с близкими значениями параметра D) резко выраженный резонанс, приводящий к увеличению коэффициента ионизации более чем в 3 раза по сравнению с нижней огибающей $V(X)$ по формуле (2). Что касается диапазона с большими $X = E/p$, то из рис. 3 следует считаться с поправками, лежащими в пределах 20%. Эти поправки можно аппроксимировать двумя обобщенными резонансами. При этом отклонения расчетных значений от экспериментальных будут лежать уже практически в пределах точности исходных экспериментальных данных. Если же допустить отклонения от эксперимента до $\pm 8\%$, то можно ограничиться учетом только одного эквивалентного резонанса в области малых $X = E/p$ с соответствующей коррекцией параметров A и B нижней огибающей.

Параметры каждого k -го резонанса выбирались исходя из совместного решения трех уравнений

$$\begin{aligned} Z_k(N_1) &= F_k / \exp((D_k - X(N_1))/C_k)^2, \\ Z_k(N_2) &= F_k / \exp((D_k - X(N_2))/C_k)^2, \\ Z_k(N_3) &= F_k / \exp((D_k - X(N_3))/C_k)^2, \end{aligned} \quad (9)$$

причем в точках N_3 , соответствующих сопряжению резонансов, вносились коррекции для значений $Z_k(N_3)$. Решив уравнения (9) имеем:

$$\begin{aligned} D_k &= (S_1 \cdot S_3 \cdot S_6 - S_2 \cdot S_4 \cdot S_5) / (S_1 \cdot S_6 - S_2 \cdot S_5) / 2, \\ C_k &= SQR((S_3 - D_k) \cdot S_1 / S_5), \\ F_k &= Z_k(N_2) \cdot \exp((D_k - X(N_2))/C_k)^2. \end{aligned} \quad (10)$$

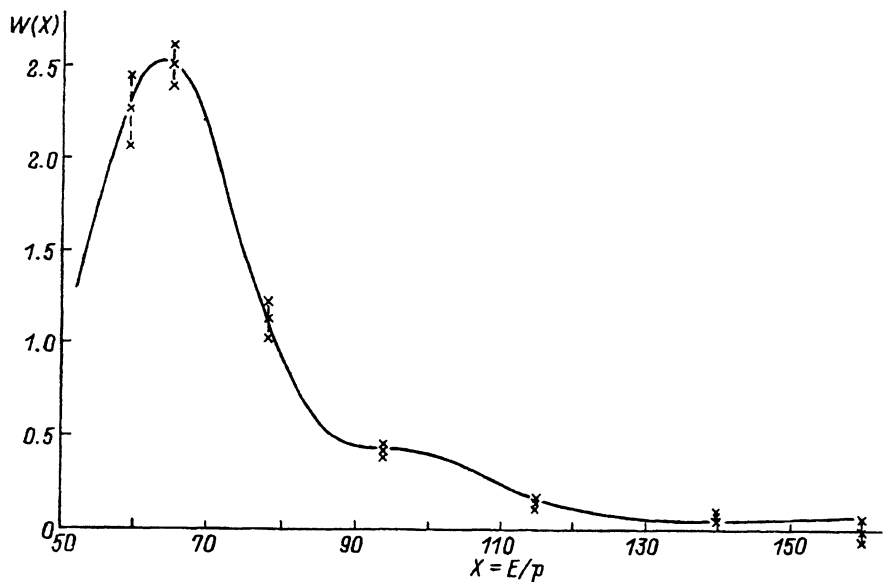


Рис. 2. Сравнение расчетной зависимости суммы резонансных поправок по формуле (8) с опытными точками [2,5] для диапазона $59 \leq E/p \leq 160$.

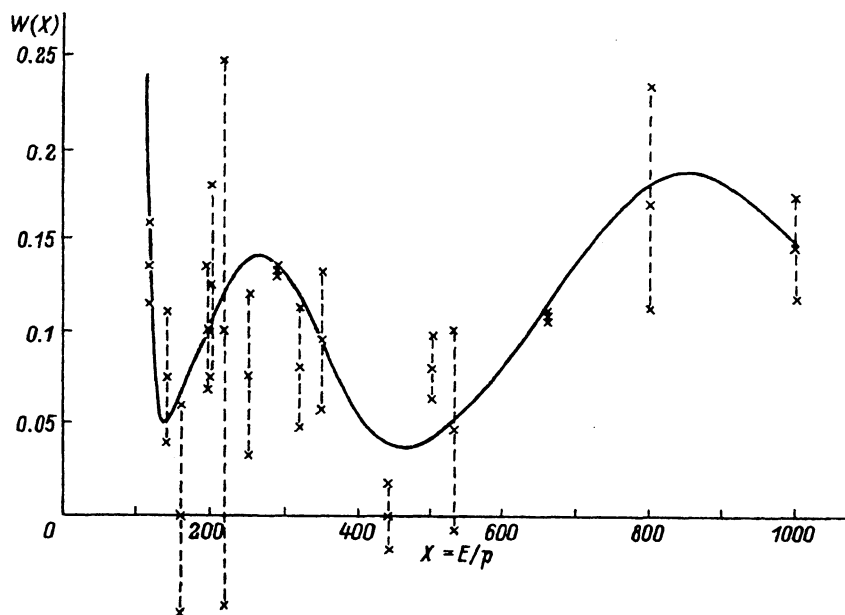


Рис. 3. Сравнение расчетной зависимости суммы резонансных поправок по формуле (8) с опытными точками [2,5] для диапазона $160 \leq E/p \leq 1000$.

Таблица 2. Параметры в формуле (8)

$A = 9.655142$	$B = 312.9864$	
$F_1 = 1.719271$	$C_1 = 15.9338$	$D_1 = 65.18087$
$F_2 = .3918749$	$C_2 = 17.7796$	$D_2 = 96.67627$
$F_3 = .1397723$	$C_3 = 120.7506$	$D_3 = 263.8347$
$F_4 = .1858761$	$C_4 = 285.5837$	$D_4 = 857.8888$

В формулах (10)

$$\begin{aligned}
 S_1 &= X(N_1) - X(N_2), & S_2 &= X(N_2) - X(N_3), \\
 S_3 &= X(N_1) + X(N_2), & S_4 &= X(N_2) + X(N_3), \\
 S_5 &= \lg(Z_k(N_2)/Z_k(N_1)); & S_6 &= \lg(Z_k(N_3)/Z_k(N_2)).
 \end{aligned} \quad (11)$$

Результаты выполненных на ЭВМ расчетов, наглядно показывают уточнение эмпирической формулы после введения поправок на резонансы. В табл. 1 приведены также расчетные значения $Y_0(N)$ для аппроксимирующей формулы с 4 резонансами, а в табл. 2 даны соответствующие параметры A , B , C_k , D_k и F_k ($k = 1, 2, 3, 4$). На рис. 2 и 3 показано сопоставление расчетов с опытными данными во всем диапазоне $X = E/p$ от 59 до 1000. В табл. 1 приведены также погрешности аппроксимации относительно средних экспериментальных значений

$$Q_1(N) = (Y_0(N)/Y(N) - 1) \cdot 100\%, \quad (12)$$

а также относительно ближайшего крайнего экспериментального значения

$$Q_0(N) = (Y_0(N)/Y_1(N) - 1) \cdot 100\%,$$

или

$$Q_0(N) = (Y_0(N)/Y_2(T) - 1) \cdot 100\%. \quad (13)$$

Из сопоставления приведенных результатов следует, что аппроксимация экспериментальных данных 4 резонансами дает результаты практически во всем диапазоне $X = E/p$, лежащие в пределах возможных погрешностей эксперимента или выходящие за эти пределы не более, чем на $\pm 2\%$. Однако формула получается довольно сложной с большим числом параметров, что нежелательно в практических расчетах. Поэтому для случаев, не требующих такой высокой точности, было рассмотрено также приближенное решение с одним эквивалентным резонансом для диапазона малых значений $X = E/p$, соответствующих только первым двум метастабильным электронным уровням для азота (6.2 и 8.4 эВ). Сопоставление расчетов с опытными данными приведено в той же табл. 1. Как следует из них, упрощенная формула дает выход за пределы разброса экспериментальных результатов не более чем на $\pm 8\%$ и имеет вид

$$Y = A \exp(-B/X) (1 + F / \exp((D - X)/C))^2, \quad (14)$$

где $A \cong 9.665$, $B \cong 313.0$, $C \cong 15.93$, $D \cong 65.18$, $F \cong 1.719$.

Выводы

1. Полученные эмпирические формулы лучше соответствуют физическому смыслу процессов ионизации молекулярного азота, учитывают влияние метастабильных уровней электронов на резонансную ионизацию газов, в одной формуле охватывают весь широкий диапазон изменения E/p и вполне удовлетворительно совпадает с имеющимися экспериментальными данными.

2. Было бы желательно иметь аналогичные экспериментальные данные в широком диапазоне E/p с оценками возможных погрешностей измерений для других газов, чтобы применить разработанную методику для получения аналогичных формул для них.

3. Полученные эмпирические формулы можно рекомендовать для практических расчетов.

Список литературы

- [1] *Townsend J.S.* // *Phil. Mag. and J. Sci.* 1901. Vol. 1. P. 198–227.
 - [2] *Bowls W.E.* // *Phys. Rev.* 1938. Vol. 53. P. 293–301.
 - [3] *Hale D.H.* // *Phys. Rev.* 1939. Vol. 55. P. 815.
 - [4] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
 - [5] *Loeb L.B.* *Basic Processes of Gaseous. Electronics Univ. of California Press Berkley and Los Angeles.* 1955. 1012 p. *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газе. М.: Гостехиздат, 1950. 672 с.
 - [6] *Posin D.O.* // *Phys. Rev.* 1936. Vol. 50. P. 650–658.
 - [7] *Вазелян Э.М., Ражанский И.М.* Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука, 1988. 165 с.
 - [8] *Лозанский Э.Д., Фирсов О.В.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
-