

В. ФАБРИКАНТ

К ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 29 IV 1937)

1. По отношению к условиям возбуждения существует два предельных взаимно противоположных типа разряда: 1) предельно-неравновесное возбуждение, при котором вторичные процессы не играют существенной роли; 2) равновесное возбуждение, при котором атомы распределены по уровням возбуждения согласно закону Больцмана (1).

Первый тип разряда соответствует малым плотностям тока и низким давлениям. Второй тип разряда, наоборот, соответствует большим токам и высоким давлениям, когда наступает равновесие между первичными и вторичными процессами. Оба указанных типа разряда представляют большой теоретический и практический интерес. Примером разряда первого типа может служить разряд в натровых лампах, применяемых для осветительных целей. Ко второму типу разряда принадлежат обыкновенная угольная дуга и разряд в ртутных лампах высокого давления.

Настоящая работа посвящена первому типу разряда и ставит перед собой задачу количественного расчета абсолютной интенсивности излучения разряда.

Так как возбуждение в разряде первого типа тесно связано с элементарными атомными характеристиками, то в литературе имеется ряд попыток решения обратной задачи—вычисление атомных характеристик из данных об излучении разряда. Бартельс (2) даже сформулировал в общей форме принципы применения такого разряда для определения этих констант. Однако прямое определение атомных констант в чистых условиях конечно является гораздо более надежным. В настоящей работе мы, наоборот, исходим из элементарных атомных характеристик, полученных в чистых условиях, и на основании их рассчитываем излучение разряда.

Разрешение поставленной нами задачи в полном объеме должно привести к построению количественной теории излучения разряда.

2. В условиях разряда первого типа число возбуждающих соударений, приходящихся на единицу длины положительного столба разряда α , определяется, как известно, следующим соотношением (3):

$$\alpha = aNN_e \int_{v_a}^{\infty} Q(v)F(v)dv, \quad (1)$$

где N —концентрация атомов, N_e —число электронов на единицу длины столба, v_a —потенциал возбуждения, v —энергия электрона, $Q(v)$ —эффек-

тивный диаметр атома, $F(\nu)$ —функция распределения электронов по энергиям, a —известная константа.

Так как мы рассматриваем разряд первого типа, то вторичными процессами можно пренебречь, и число актов возбуждения равно просто числу актов испускания квантов.

Если есть вторичные процессы, то они могут вызвать «тушение», и интенсивность излучения уменьшится. Если вероятность тушащих соударений B , то интенсивность I_1 при наличии тушения будет связана с интенсивностью I без тушения следующим соотношением:

$$I_1 = \frac{A}{A+B} I, \quad (2)$$

где A —вероятность излучения.

Мы следовательно полагаем, что $B \ll A$. Поскольку в этом случае число актов испускания равно числу актов возбуждения, то интенсивность излучения определяется весьма просто:

$$I = \alpha h\nu. \quad (3)$$

Следует указать, что A не равно, вообще говоря, вероятности спонтанного излучения изолированного атома, а зависит от величины реабсорбции излучения в разряде. Изложенный метод расчета значительно проще метода, исходящего из концентраций возбужденных атомов, ибо расчет концентраций возбужденных атомов весьма сложен и приводит к большим математическим затруднениям (4).

Преимущество изложенного метода заключается в том, что не нужно учитывать реабсорбцию излучения. Реабсорбция влияет на концентрацию возбужденных атомов, так как увеличивает их продолжительность жизни (т. е. уменьшает величину A), но не влияет на общую интенсивность выходящего из разряда излучения ($N_a A = \text{const}$)*.

Все сказанное конечно справедливо только в отсутствии тушения. Таким образом расчет интенсивности сводится к определению α .

3. Как видно из (1) α пропорциональна N_e . Необходимо заметить, что N_e , вообще говоря, не пропорционально силе тока. Концентрация электронов растет быстрее, чем сила тока (5). На это обстоятельство не обращают должного внимания при обсуждении оптических свойств разряда (6). С ростом давления при постоянной силе тока N_e быстро возрастает.

Для вычисления интеграла, входящего в α , необходимо знать $F(\nu)$ и $Q(\nu)$, т. е. распределение электронов по энергиям и функцию возбуждения данного уровня.

Распределение электронов по энергиям мы считаем максвелловским. За последнее время появились работы, показывающие, что в разряде при некоторых условиях должны наблюдаться отклонения от максвелловского распределения, связанные с недостатком быстрых электронов (7). Но в применении к интересующему нас типу разряда еще нет вполне однозначных данных, подтверждающих существование этих отступлений. Функции возбуждения $[Q(\nu)]$ известны в настоящее время для большого числа атомов и для различных уровней (8). Правда, большая часть данных носит относительный характер, но есть и отдельные надежные абсолютные значения эффективных диаметров для процессов возбуждения.

Недостатком всех этих данных с точки зрения их применения является то, что они приводятся обычно в виде эмпирических кривых.

* Следует подчеркнуть, что в отсутствие тушения значение A вообще не влияет на интенсивность измерения.

С другой стороны, теория возбуждения медленными электронами атомов, в особенности тяжелых, разработана еще весьма слабо (9). Поэтому приходится прибегать к каким-либо аппроксимациям экспериментальных кривых для функций возбуждения. Без аппроксимаций пришлось бы для каждого частного случая квадратуру, входящую в α , вычислять по точкам, и было бы затруднительно делать выводы общего характера. При выборе аппроксимации следует учитывать, что при возбуждении в газовом разряде основную роль играют сравнительно медленные электроны.

Различные авторы пользуются различными аппроксимациями для функций возбуждения, причем часто считают вероятность возбуждения просто постоянной (10). Однако большинство аппроксимаций слишком грубо для количественных расчетов, так как плохо передает форму функций возбуждения. Мы в качестве аппроксимации для функции возбуждения выбрали следующее выражение:

$$Q(\nu) = Q(\nu_m) \cdot \frac{\nu - \nu_a}{\nu_m - \nu_a} e^{1 - \frac{\nu - \nu_a}{\nu_m - \nu_a}} = 2.72 \cdot Q(\nu_m) \frac{\nu - \nu_a}{\nu_m - \nu_a} e^{-\frac{\nu - \nu_a}{\nu_m - \nu_a}},$$

где ν — энергия электрона, ν_a — энергия возбуждения, ν_m — энергия электронов в максимуме функции возбуждения.

Выражение (4) аналогично уже применявшейся аппроксимации для функции ионизации в теории ионизационного манометра (11). Формула (4) очень близко передает истинный ход большого числа функций возбуждения, что было нами проверено для ряда случаев. Преимуществом этой формулы является ее универсальность. Например формула (4) годна для функций возбуждения и синглетных и триплетных уровней несмотря на их резкое различие; объясняется это тем, что изменение параметра $\nu_m - \nu_a$ вызывает соответствующую деформацию кривой.

4. Подставив в (1) вместо $F(\nu)$ и $Q(\nu)$ их значения и выполнив интегрирование, получим:

$$\alpha = 1.48 \cdot 10^8 N N_e Q(\nu_m) \sqrt{\nu_0} \frac{(b-1)}{b^3} \left[2 + \frac{3}{2} b \frac{\nu_a}{\nu_0} \right] e^{-\frac{3}{2} \frac{\nu_a}{\nu_0}}, \quad (5)$$

где ν_0 — электронная температура в вольтах: $b = 1 + \frac{2}{3} \frac{\nu_0}{\nu_m - \nu_a}$.

Пользуясь (5) и (3), можно определить интенсивность излучения.

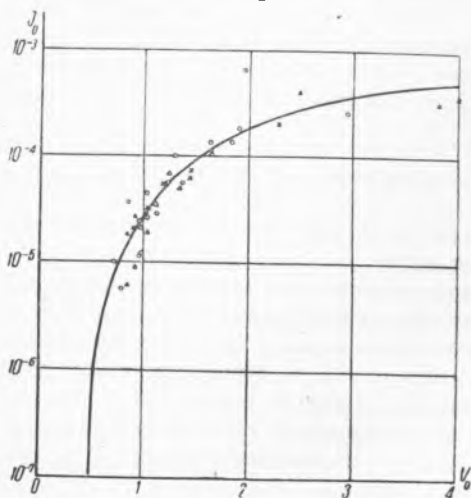
Из (5) видно, что для вычисления интенсивности излучения необходимо знать плотность газа, концентрацию электронов и электронную температуру. Последние две величины будут функциями силы разрядного тока и плотности газа.

К сожалению до сих пор не получено сколько-нибудь надежных общих соотношений для этих функциональных зависимостей. Поэтому пока задача о расчете излучения разряда может ставиться лишь так: концентрация электронов и электронная температура известны из зондовых измерений, требуется определить интенсивность излучения.

5. Для проверки справедливости полученных выше соотношений (3) и (5) наиболее подходящим объектом является натровый разряд. В этом разряде при условиях, интересных с практической точки зрения, плотность тока лежит в пределах от 0.02 до 0.1 А/см² давления от 10⁻³ до 10⁻² мм Нг. При этих условиях все излучение разряда состоит из D линий.

В обстоятельной работе Драйвестейна и Вармольца (12) приведены результаты зондовых и оптических измерений в положительном столбе натрового разряда. При их измерениях сила тока изменялась в пять раз, кроме того в разрядную трубку добавлялись инертные газы. Добавление инертных газов вызвало сильные изменения концентрации электронов

(на два порядка) и электронной температуры. Поскольку инертные газы обладают весьма слабым тушающим действием, их роль должна была сводиться только к изменению указанных величин. Пользуясь результатами зондовых измерений Драйвестейна и Вармольтца, мы при помощи формул (3) и (5) рассчитали интенсивность излучения натрового разряда. При этом абсолютное значение эффективного диаметра и форму функции возбуждения мы взяли из работ Кристофа (13) и Гафта (14), ибо данные этих авторов наиболее надежны. Для удобства сравнения на фигуре сплошная кривая представляет не самую рассчитанную интенсивность, а



интенсивность, разделенную на NN_e , как функцию электронной температуры. Из формулы (5) видно, что эта величина для данной линии будет зависеть только от электронной температуры. На той же фигуре треугольниками нанесены значения, вычисленные из экспериментальных данных для интенсивности при давлении натровых паров, равном $2 \cdot 10^{-3}$ мм Hg, кружками — то же для давления $4 \cdot 10^{-3}$ мм Hg, крестиками — для $6 \cdot 10^{-3}$ мм Hg. Одной и той же электронной t соответствуют самые различные условия разряда в смысле количества инертного газа, плотности паров натрия и силы тока,

Из фигуры мы видим, что почти все экспериментальные точки лежат близко от теоретической кривой, причем наилучшее совпадение наблюдается в области от одного до двух вольт. Это как раз область наиболее надежных зондовых измерений. Интересно отметить, что в тех случаях, когда сами Драйвестейн и Вармольтц выражают сомнение в полученных ими значениях электронных температур, наш расчет дает резко выпадающие точки. Полученное согласие между результатами расчета и опытными данными нам кажется довольно убедительно свидетельствует о правильности развитых выше соображений. К сожалению для проверки теории на разрядах в других парах и газах еще не хватает экспериментальных данных.

Всесоюзный электротехнический институт.
Москва.

Поступило
29 IV 1937.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ L. S. Ornstein u. H. Brinkman, Physica, 1, 797 (1934). ² H. Bartels, ZS. f. Phys., 37, 35 (1926). ³ M. J. Druyvesteyn u. W. de Groot, Physica, 12, 153 (1932). ⁴ W. de Groot, Physica, 12, 289 (1932); 13, 50 (1933); 1, 28 (1933). ⁵ См. например В. N. Klarfeld, Techn. Phys. USSR, IV, 44 (1937). ⁶ Р. Ладенбург, Усп. физ. наук, 14, 721 (1934); R. Ladenburg, Rev. Mod. Phys., 5, 243 (1933); R. Rompe, Acta Phys. Pol., 5, 151 (1936). ⁷ J. C. E. Townsend, Phil. Mag., 16, 729 (1933); Druyvesteyn, Physica, 10, 61 (1930); 1, 1003 (1934); Б. И. Давыдов, ЖЭТФ, 6, 463, 471 (1936); В. Давыдов, Sow. Phys., 9, 433 (1936). ⁸ W. Haule u. K. Sarche, Anregung und Ionisierung, Lpz. (1933); W. Haule, Hand. u. Jahrb. Chem. Phys., 9, Abschn. III u. IV, Lpz. (1936). ⁹ N. F. Mott a. H. S. W. Massey, Theory of Atomic Collisions (1933). ¹⁰ F. L. Moller, B. S. Journ. Res., 9, 493 (1932); F. Llewellyn Jones, Proc. Phys. Soc., 48, 513 (1936). ¹¹ N. Morgulis, Sow. Phys., 5, 407 (1934). ¹² M. J. Druyvesteyn a. N. Warmoltz, Phil. Mag., 17, 1 (1934). ¹³ W. Christoph, Ann. d. Physik, 23, 51 (1935). ¹⁴ G. Haft, ZS. f. Phys., 82, 73 (1933).