

В. ФАБРИКАНТ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ АТОМОВ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 25 III 1938)

1. Несколько лет тому назад В. де-Гроот и Драйвестейн пытались теоретически рассчитать концентрации возбужденных излучающих атомов в натровом разряде (1). Однако эта попытка окончилась неудачно, так как путь, выбранный указанными авторами, привел к большим математическим затруднениям (2).

В настоящей работе будет использован другой путь, основанный на изящной аналогии между диффузией квантов и атомов, указанной К. Комптоном (3). Этот путь не вполне строг, но зато прост и дает возможность использовать результаты, полученные в предыдущей работе (4).

На неточность аналогии, проводимой К. Комптоном, обратил внимание Милн в своей фундаментальной работе (5), послужившей основой для теории тушения возбужденных атомов при оптическом возбуждении (6). Милн дал более строгую теорию диффузии «плененного» излучения в газе, однако можно показать, что эта теория при определенных условиях (практически наиболее важных) эквивалентна теории, основанной на аналогии, предложенной К. Комптоном.

2. Милн рассматривал диффузию излучения в бесконечном плоском слое после выключения возбуждения и получил следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(n_r + \tau \frac{\partial n_r}{\partial t} \right) = 4k^2 \tau \frac{\partial n_r}{\partial t}, \quad (1)$$

где n_r —концентрация возбужденных излучающих атомов; k —коэффициент поглощения газа; τ —продолжительность жизни возбужденного излучающего атома.

При выводе уравнения (1) Милн предполагал, что поглощают излучения только нормальные атомы. Укажем прежде всего, что Милн получил уравнение (1), используя приближение Шустера-Шварцшильда (7), эквивалентное по существу предположению, что интенсивность потока излучения в среде не зависит от направления потока по отношению к оси x . В случае плоской диффузионной задачи естественнее считать, что эта интенсивность пропорциональна косинусу угла между направлением потока и осью x (вдоль которой наблюдается градиент плотности радиации и концентрации излучающих атомов). Тогда нетрудно показать, что уравнение (1) приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(n_r + \tau \frac{\partial n_r}{\partial t} \right) = 3k^2 \tau \frac{\partial n_r}{\partial t}. \quad (2)$$

Уравнение (2) отличается от обычного уравнения диффузии наличием члена $\tau \frac{\partial^3 n_r}{\partial x^2 \partial t}$ в левой части.

Применим уравнение (2) к возбуждению излучения в разряде. Так как $\frac{\partial n_r}{\partial t}$ учитывает в теории Милна изменение числа возбужденных атомов, вызванное только оптическими процессами, то при наличии других процессов возбуждения надо $\frac{\partial n_r}{\partial t}$ заменить через $\frac{\partial n_r}{\partial t} - R$, где R —скорость образования возбужденных атомов за счет не оптических процессов. Если же мы рассматриваем стационарный разряд, то $\frac{\partial n_r}{\partial t}$ равно нулю, и уравнение (2) примет следующий вид:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} (n_r - \tau R) = -3k^2 \tau R. \quad (3)$$

Так же, как и в уравнении (1) в предыдущей работе, мы представим R в виде разности между числом ударов первого и второго рода:

$$R = \alpha_r q_e n - \beta_r q_e n_r. \quad (4)$$

Только в данном случае, поскольку речь идет о плоской задаче для q_e , мы примем следующее выражение (x изменяется от $-\frac{l}{2}$ до $+\frac{l}{2}$):

$$q_e = \cos \pi \frac{x}{l}. \quad (5)$$

Воспользовавшись (4) и (5), можно уравнению (3) придать вид:

$$(1 + \tau \beta_r q_e) \frac{\partial^2 n_r}{\partial x^2} = - \left(3k^2 \tau + \frac{\pi^2}{l^2} \tau \right) (\alpha_r q_e n - \beta_r q_e n_r); \quad (6)$$

при

$$\tau \beta_r q_e \ll 1 \quad (7)$$

уравнение (6) переходит в

$$D_r \frac{\partial^2 n_r}{\partial x^2} = - (\alpha_r q_e n - \beta_r q_e n_r), \quad (8)$$

где

$$D_r = \frac{1}{\left(3k^2 \tau + \frac{\pi^2}{l^2} \tau \right)}. \quad (9)$$

3. Уравнение (8) точно такого же типа, как и уравнение (1), полученное для метастабильных атомов. Ниже будет показано, что в рассматриваемых нами условиях разряда неравенство (7) почти всегда выполняется. Физический смысл этого неравенства весьма прост—число ударов второго рода, испытываемых возбужденным атомом за время его жизни (собственное), должно быть меньше единицы. Если кроме того ограничиться рассмотрением разряда с большими оптическими плотностями, при которых

$$kl \gg \frac{\pi}{\sqrt{3}}, \quad (10)$$

то

$$D_r = \frac{1}{3k^2 \tau}. \quad (11)$$

Соотношение (11) может быть получено из указанной выше аналогии между диффузией квантов и атомов (3).

Таким образом различие между теорией Милна и обычной диффузионной теорией сказывается только при малых оптических плотностях и про-

является в том, что при $k \rightarrow 0$ коэффициент диффузии остается конечным $\left(\frac{l^2}{\pi^2} \frac{1}{\tau}\right)$. При больших плотностях диффузия излучения эквивалентна диффузии излучающих атомов с коэффициентом диффузии, определяемым формулой (11).

Из всего сказанного следует, что возбуждение излучающих атомов в цилиндрическом столбе разряда при больших оптических плотностях описывается уравнением, совершенно идентичным с уравнением (1) предыдущей работы, только D_r в этом случае определяется формулой (11).

Поэтому для излучающих атомов справедливы все выводы, полученные в первой работе. Следует однако подчеркнуть, что задача о возбуждении излучающих атомов решается по существу гораздо менее точно, чем для метастабильных атомов. Дело заключается в том, что при диффузии излучения весьма важную роль играет форма линий—фактор, влияние которого учесть вполне строго очень трудно. Мы будем вынуждены так же, как это обычно делают, ограничиться лишь приближенным учетом роли формы линий, что естественно отразится на точности полученных результатов.

4. Как известно, учет формы линий приводит к неэкспоненциальному закону ослабления пучка излучения при прохождении сквозь газ⁽⁸⁾. Отклонения от экспоненциального закона соответствуют непрерывно уменьшающемуся коэффициенту поглощения. В теории Милна и в обычной диффузионной теории предполагалось, что коэффициент поглощения постоянен. Даже в случае самой простой формы линий коэффициент поглощения изменяется весьма сложным образом, что делает очень трудным учет этого изменения при выводе основного дифференциального уравнения, поэтому обычно ограничиваются тем, что в уже готовое решение дифференциального уравнения с постоянным коэффициентом поглощения вводят эффективную оптическую плотность для всего слоя в целом, вычисленную с учетом формы линий⁽⁹⁾. Такой путь конечно не вполне строг, но, как показало сравнение с экспериментальными данными, он приводит к практически достаточно точным результатам⁽¹⁰⁾. При больших оптических плотностях надо пользоваться коэффициентом диффузии излучения, рассчитанным Кенти⁽¹¹⁾. Дополнительная небольшая неточность еще возникает вследствие того, что Кенти определял коэффициент диффузии для плоского слоя, а не для цилиндра, но этим мы пренебрежем. Тогда можно показать, что эффективная продолжительность жизни τ_r определится следующим приближенным соотношением:

$$\tau_r = 3k_0 a \tau, \quad (12)$$

где k_0 — коэффициент поглощения в центре жизни.

Так как k_0 обратно пропорционально τ , то τ_r фактически не зависит от τ !

5. Так же, как и в предыдущей работе, мы можем ввести параметр B_r и сделать выводы о влиянии условий разряда на возбуждение излучающих атомов:

а) Из численных значений коэффициентов, входящих в соответствующие формулы, следует, что при одинаковых условиях разряда $B_r < B_a$.

Таким образом распределение излучающих атомов сильнее отличается от равновесного, чем распределение метастабильных атомов.

б) Рассуждая точно так же, как в предыдущей работе, мы для B_r получим следующее приближенное соотношение:

$$B_r \sim \frac{i\rho}{a}. \quad (13)$$

Это соотношение показывает, что при слабом тушении «приведенная» концентрация излучающих атомов пропорциональна отношению силы тока

к радиусу трубки (при постоянном давлении). Последнее обстоятельство отличает излучающие атомы от метастабильных.

с) Тушение излучающих атомов ударами второго рода становится заметным только при сильном «пленении» излучения, когда $\tau_r \gg \tau$. «Пленение» излучения является одним из основных факторов, определяющих тушение излучающих атомов в разряде.

Всесоюзный электротехнический институт.
Москва.

Поступило
25 III 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ M. Druyvesteyn, W. de Groot, *Physica*, **12**, 153 (1932); W. de Groot, *Physica*, **12**, 289 (1932); **13**, 50 (1933). ² W. de Groot, *Physica*, **1**, 28 (1933).
³ K. Kompton, *Phys. Rev.*, **20**, 283 (1922); *Phil. Mag.*, **45**, 752 (1923).
⁴ В. Фабрикант, ДАН, этот номер. ⁵ E. Milne, *Journ. Math. London Soc.*, **1**, 40 (1926). ⁶ W. Zemansky, *Phys. Rev.*, **34**, 213 (1929). ⁷ E. Milne, *Monthly Not.*, **81**, 361 (1921). ⁸ А. Митчелл, М. Земанский, Резонансное измерение и т. д., гл. III (1937). ⁹ W. Zemansky, loc. cit.
¹⁰ W. Zemansky, loc. cit. ¹¹ C. Kenty, *Phys. Rev.*, **42**, 823 (1932); **43**, 181 (1933).