

С 353а + С 345Н

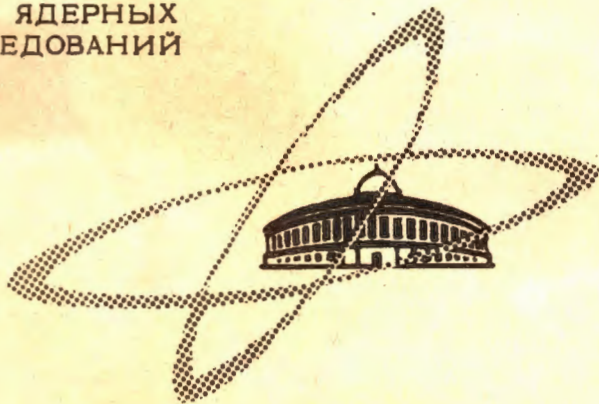
5/4-67г.

р-693

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

13 - 3214



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Н.П. Романов

ЗАСЕЛЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ
НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ ГЕЛИЯ
В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

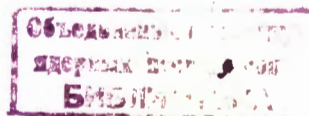
1967.

13 - 3214

Н.П. Романов

4945/1 нр.
ЗАСЕЛЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ
НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ ГЕЛИЯ
В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Направлено в журнал "Оптика и спектроскопия"



В ряде работ ^{/1-5/} наблюдалось очень быстрое уменьшение заселенности возбужденных уровней нейтрального гелия с ростом главного квантового числа n . При этом распределенке электронов по подуровням с различными орбитальными квантовыми числами L не соответствует ни модели "мгновенного высвечивания" ^{6/}, ни модели "локального термического равновесия". Авторы ^{/2,4/} обратили внимание на особо быстрое снижение заселенности P уровней. Для объяснения этих явлений в ^{/4/} предполагается наличие двух групп электронов. в ^{/5/} предлагается учесть большой свободный пробег нейтральных атомов при используемых в этой работе низких давлениях. В работах ^{/1,2/} учитывается ступенчатое возбуждение и делается вывод, что наблюдаемое заселение можно объяснить наличием молекулярных процессов девозбуждения, особенно для P уровней. Поэтому представляет интерес исследовать заселенность возбужденных уровней гелия при малых концентрациях нейтральных атомов. В данной работе измеряется заселенность возбужденных уровней в дуговом разряде источника многозарядных ионов для 150-сантиметрового циклотрона ОИЯИ ^{/6/}, где давление нейтральных атомов до начала разряда имеет величину $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. ^{/7/}.

Методика измерений и экспериментальные результаты

В предыдущих работах ^{/8,9/} были измерены концентрация электронов n_e и температура электронов T_e в смеси гелия с водородом. В данном случае в качестве рабочего газа применялся чистый гелий с тем, чтобы уменьшить количество посторонних линий. Использовался импульсный режим работы источника с длительностью импульса 1 мсек и частотой следования 50 гц. Измерение

интенсивности линий в основном проводилось с помощью фотоприставки к спектрографу ДФС-8. Для измерения интенсивности очень слабых линий использовалась также фотографическая методика. Калибровка относительной и абсолютной чувствительности приемников производилась при помощи ленточной лампы накаливания и угольной дуги аналогично ^{/9/}. Совпадение результатов обоих методов измерения интенсивности обеспечивается тем, что поведение интенсивности всех линий нейтрального гелия во время импульса имеет одинаковый характер. Послесвечение плазмы, вызываемое тройной рекомбинацией и не пропорциональное интенсивности линий во время разряда ^{/10/}, в нашем случае отсутствует. Типичные осциллограммы интенсивности линий гелия и тока дуги приведены на рис.1. Длительность начального пика интенсивности, который наблюдается у всех линий нейтрального гелия, равна 0,1 мксек. У линий ионов подобный пик гораздо меньшей величины появляется только при напряжении дуги порядка 700-800 в. Небольшие пики интенсивности нейтральных линий, появляющиеся в промежутке между импульсами, обусловлены развитием тлеющего разряда во время пиков выпрямленного напряжения из-за неполного закрытия отключающей лампы.

Все приведенные ниже результаты измерений получены при токе дуги 4 а и напряжении 400 в. При этом режиме концентрацию и температуру электронов можно принять равными $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 10 \text{ эв}$ ^{/8,9/}. При изменении напряжения в пределах от 150 до 800 в (n_e меняется в 1,5-2 раза) изменения в относительных интенсивностях линий не превышали нескольких процентов, в то время как по абсолютной величине интенсивность линий менялась в несколько раз. В табл.1 в графе "Эксперимент" приведены результаты расчёта относительной заселенности возбужденных уровней нейтрального гелия внутри главных квантовых чисел n по измеренным интенсивностям соответствующих линий с использованием вероятностей переходов из ^{/11/}. Здесь заселенность S уровней принята за 1.

Таблица 1

Заселенность возбужденных уровней с различными L

L n	Э к с п е р и м е н т			Р а с ч е т		
	S	P	D	S	P	D
синглетные	3	1	4,6	2,9		
	4	1	1,8	3,5		
	5	1	-	3,6		
триплетные	2		-	-	1.	1,25
	3	1	2,1	3,0	1	1,6 2,4
	4	1	1,3	3,1	1	2,05 3,3
	5	1	-	4,2	1	2,5 4,4

В табл.2 даны относительные заселенности D уровней с различными n, причём заселенность 3^3D и 3^1D уровней принята за 100. Соотношение между заселенностями этих уровней равно $N_{3^3D} = 2,0 N_{3^1D}$. Имея также измеренную абсолютную заселенность уровня $N_{3^3D} = 1,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, из соотношений табл.1 и 2 можно найти абсолютную заселенность всех приведенных уровней.

Таблица 2

Заселенность D уровней с различными n

n	Э к с п е р и м е н т				Р а с ч е т					
	3	4	5	6	1 ^x	2 ^{xx}	3	4	5	6
синглетные	100	55	17,5	-	2,1 · 10 ⁶					
триплетные	100	28	9	4	1050	100	20	6,5	2,3	

x) Заселенность основного 1^1S уровня.

xx) Заселенность уровня 2^3P .

Из табл. 1 и 2 видно, что заселенность уровней внутри главных квантовых чисел не является равновесной. В то же время наблюдаемая заселенность не соответствует и модели "мгновенного высвечивания", так как в этом случае S-уровни должны быть заселены сильнее остальных. Отклонения от последней модели и следовало ожидать, так как уже при концентрациях $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ надо учитывать переходы внутри n /12/. С ростом квантового числа n заселенность уровней очень быстро падает; намного быстрее, чем это допускают вышеупомянутые модели заселения возбужденных уровней. Характерным является особо быстрое падение заселенности P-уровней, так что для n=4 уровни D оказываются инверсно заселенными по отношению к P-уровням. Таким образом, мы видим, что поведение заселенности возбужденных уровней гелия в исследуемом разряде подобно уже наблюдаемому в работах /1-5/.

Анализ процессов заселения

Характерным для данного типа разряда является большая температура электронов и, следовательно, малая вероятность рекомбинации. Подсчёт количества рекомбинаций на возбужденные уровни n = 2-8 показывает, что при $T_e = 10 \text{ эВ}$, n_n и $N_{n,+} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ число рекомбинаций на эти уровни сравнивается с числом прямых и ступенчатых возбуждений из основного состояния при концентрации нейтральных атомов порядка 10^{10} см^{-3} . Коэффициенты радиационной рекомбинации на возбужденные уровни приведены в /13/, а коэффициенты тройной рекомбинации подсчитывались по формулам работы /14/. Очевидно, что при измененных n /8/ соотношениях между концентрациями $N_{He^+} = 20 N_{He^{2+}}$ количество нейтральных атомов должно намного превышать величину 10^{10} см^{-3} .

Поэтому заселенность возбужденных уровней нейтрального гелия будет определяться только возбуждением электронным ударом из основного состояния, перераспределением между возбужденными уровнями и ионизацией с них. Ниже будут рассмотрены эти процессы для триплетных уровней, так как для них не надо учитывать самопоглощение излучения. Подобные расчёты, при условии равенства числа ионизаций и рекомбинаций, проводились в /15/, где можно найти также сечения взаимодействия возбужденных атомов. В данном разряде эти процессы можно не учитывать.

На рис.2. приводится схема триплетных уровней гелия, используемая при расчёте. Для некоторых из рассматриваемых переходов приводятся вычисленные ниже коэффициенты вероятности прямого перехода для $T_e = 10$ эв. При расчёте уровни D, F... объединяются в один уровень с суммарным статистическим весом и усредненными по равновесному распределению характеристиками.

1. Сечения возбуждения из основного состояния для многих уровней измерены экспериментально /16-19/. Коэффициент вероятности возбуждения, определяемый формулой

$$K = \int_{U_{\text{п}}}^{\infty} v f(v) Q(v) dv,$$

находится графическим интегрированием по максвелловскому распределению. В формуле $U_{\text{п}}$ - пороговая энергия возбуждения, v - скорость электрона,

$f(v)$ - функция распределения электронов по скоростям, нормированная на единицу, Q - сечение возбуждения. Сечения возбуждения остальных уровней находятся на основании наблюдаемой из /16-19/ общей закономерности хода сечения с изменением квантовых чисел.

2. Сечения возбуждения оптически разрешенных переходов между возбужденными уровнями рассчитываются по полуэмпирической формуле, предложенной в /20/. Индивидуальные свойства атома гелия здесь учитываются тем, что сечение перехода берется прямо пропорциональным силе осциллятора этого перехода. Величины $S U$, где S - константа, а U - энергия перехода, берутся из /20/ для соответствующих переходов в атоме водорода. Энергии переходов в атоме гелия рассчитываются на основании данных работы /21/. Для переходов внутри квантового числа для всех n $S U$ берется равной 0,1.

3. Сечения возбуждения оптически запрещенных переходов рассчитываются по полуэмпирической формуле работы /22/. Величины B для гелия берутся равными $B_{\text{He}} = B_{\text{H}} \frac{U_{\text{H}}}{U_{\text{He}}}$. Для переходов, не приведенных в /22/, величина B получается из соотношения $B(U_1) = B(U_2) \frac{U_2}{U_1}$, которому приблизительно подчиняется эта величина для водорода. Далее полагалось, что для переходов с увеличением орбитального квантового числа $\Delta L = 3$ величина B уменьшается в два раза по сравнению с этой величиной для $\Delta L = 2$ и т. д. Оптически запрещенные переходы между уровнями внутри главных квантовых чисел не учитываются. Коэффициенты вероятности обратных переходов во всех случаях находятся на основании принципа детального равновесия.

4. Сечение ионизации с возбужденных уровней в борновском приближении

для водорода имеется в ^{/23/}. Так как согласно ^{/24/} оно мало зависит от L , то его можно принять одинаковым для всех L и равным среднему. Завышение борновского приближения учитываем делением коэффициента вероятности ионизации на величину 1,2, которая получается из сравнения коэффициентов $K_{(3d-4f)}$ для перехода $3d-4f$ в атоме водорода, рассчитанных из борновского приближения ^{/25/} и по полуэмпирической формуле работы ^{/20/}.

Вероятность ухода электрона с одного возбужденного уровня на другие получается умножением соответствующего коэффициента K на α . Из приведенных на рис.2 коэффициентов видно, что при $\alpha = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ спонтанное излучение для триплетных уровней ^{/11/} играет уже незначительную роль и уход электронов с возбужденных уровней происходит в основном путём возбуждения электронным ударом на соседние вышележащие уровни. В этих условиях распределение атомов по возбужденным состояниям будет мало зависеть от α , что и наблюдалось выше. Начиная с $n=3$, ионизация также играет незначительную роль. Поэтому верхние уровни в основном будут заселяться с нижних. Быстрое снижение заселенности с ростом n происходит из-за быстрого роста вероятности ухода с возбужденных уровней при увеличении n вследствие уменьшения энергии перехода, а также за счёт перераспределения поступивших электронов по большему количеству подуровней внутри квантового числа n . Так как вероятности переходов между уровнями внутри главных квантовых чисел для малых n сравниваются с вероятностями переходов между уровнями с различными n , то нельзя и ожидать установления равновесного распределения внутри главных квантовых чисел.

Для количественного расчёта заселенностей уровней с $n \leq 8$ на ЭЦВМ была решена система 14 уравнений с коэффициентами, вычисленными выше. Заселение с уровней $n \geq 7$ учитывалось методом последовательных приближений. Вычисленные данные приводятся в табл. 1 и 2 в графе "Расчёт". Из сравнения этих результатов с экспериментальными данными видно, что измеренное снижение заселенности уровней с ростом n удовлетворительно согласуется с расчётом. Для синглетных уровней снижение заселенности идет более медленно, что можно объяснить влиянием большой вероятности спонтанного излучения с Р уровней, которая с ростом n уменьшается. Измеренная относительная заселенность S и D уровней также находится в согласии с расчётом. Однако измеренное более быстрое снижение заселенности Р уровней в расчёте не про-

является. Причём это снижение не может обуславливаться молекулярными процессами, так как для достижения наблюдаемого эффекта вероятность его должна сравниваться с вероятностью переходов между подуровнями внутри квантового числа $n=4$. А это приведет к слишком большим сечениям такого процесса. Подобный эффект наблюдается и в работе /28/, где при атмосферном давлении при $n_0 > 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 14000 - 18000 \text{ }^\circ\text{K}$ в предположении термического равновесия измеренная сила осциллятора $2^1S - 4^1P$ перехода в 1,4 раза меньше расчётной величины. Поэтому можно предположить, что аномальное поведение заселенности Р уровней обусловлено завышенным значением используемых сил осцилляторов переходов $2^1S - 4^1P$ и $2^3S - 4^3P$.

Оценка концентрации нейтральных атомов

Исходя из рассчитанной относительной заселенности основного состояния и уровня 3^3D по измеренной абсолютной заселенности последнего можно сразу получить концентрацию атомов He в основном состоянии. Для исследуемого режима эта величина получается равной $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Выводы

В условиях, когда вероятности ступенчатых процессов сравниваются с вероятностями спонтанного излучения и когда вероятность ухода ионов из плазмы превышает вероятность их рекомбинации, происходит быстрое снижение заселенности возбужденных уровней. Это снижение обуславливается увеличением сечений ступенчатых процессов с ростом n и перераспределением электронов по большему числу подуровней с одним и тем же n . По-видимому, подобной ситуацией объясняются и результаты работ /1-5/.

В заключение приношу глубокую благодарность А.Р. Стриганову за руководство работой, а также Г.В.Шолину, прочитавшему рукопись и сделавшему ряд ценных замечаний. Выражаю признательность группе ионных источников ЛЯР, где была сделана эта работа, за предоставление оборудования и помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.А.Толмачёв. Оптика и спектроскопия, 21, 397 (1965).
2. О.П.Бочкова, Л.П.Разумовская. Опт. и спектр., 18, 777 (1965).
3. В.Н.Колесников. Труды ФИАН СССР, 30, 68 (1964).
4. I. G. Hirschberg, E. Hinnov and W. Hofmann,
C.I.P.I.G., 6, Paris, tome III, p. 359.
5. H. W. Drawin, M. Fumelli and G. Weste,
Zs. f. Natur., 20 a, - 184 (1965).
6. А.С.Пасюк, Го Ци-цянь. ПТЭ, №1, 28 (1965).
7. Д.Пигаров и П.М.Морозов. ЖТФ, 31, 461, 476 (1961).
8. Н.П.Романов, А.С.Пасюк. Препринт ОИЯИ, 7-3090, Дубна, 1967. Оптика и спектроскопия (в печати).
9. Н.П.Романов. Препринт ОИЯИ, 7-3147, Дубна, 1967. Оптика и спектроскопия (в печати).
10. E. Hinnov, I.G. Hirschberg. Phys. Rev., 125, 795 (1962).
11. A. H. Gabriel and D. W. Heddle. Proc. Roy. Soc., A258, 124 (1960).
12. И.М.Подгорный, Г.В.Шолин. ДАН СССР, 160, 575 (1965).
13. Д.Бейтс, А.Далгарно. В книге "Атомные и молекулярные процессы", под ред. Бейтса, Москва, 1964.
14. Л.М.Биберман, Ю.И.Торопкин, К.Н.Ульянов. ЖТФ, 32, 827 (1962).
15. H. W. Drawin. Zs. f. Natur., 19 a, 1451 (1964).
16. В.Е.Яхонтова. Вестник ЛГУ, 10, 27 (1959).
17. M. St. John, Frank L. Miller and Chun C. Lin. Phys. Rev., A134, 889 (1964).
18. И.П.Запесочный и П.В.Фельцман. Оптика и спектр., 18, 911 (1965).
19. М.Ситон, в книге "Атомные и молекулярные процессы", под ред.Бейтса, Москва, 1964, стр.358.
20. L. Vriens. Physica, 31, 1081 (1965).
21. C. E. Moore. Atomic Energy Levels, v.1, 1949.
22. L. Vriens. Physica, 31, 1333 (1965).

23. A. E. Kingston. Proc. Phys. Soc., 87, 193 (1966).
24. K. Omidvar, E. Sullivan. C.I.P.C., 6, Paris 1963, tome I, p. 15.
25. Mc. Coyd, Milford and Pomilla. Phys. Rev., 119, 149 (1960).
26. W. Botticher, O. Roder and K. H. Wobig. Zs. f, Phys., 175, 480 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 марта 1967г.

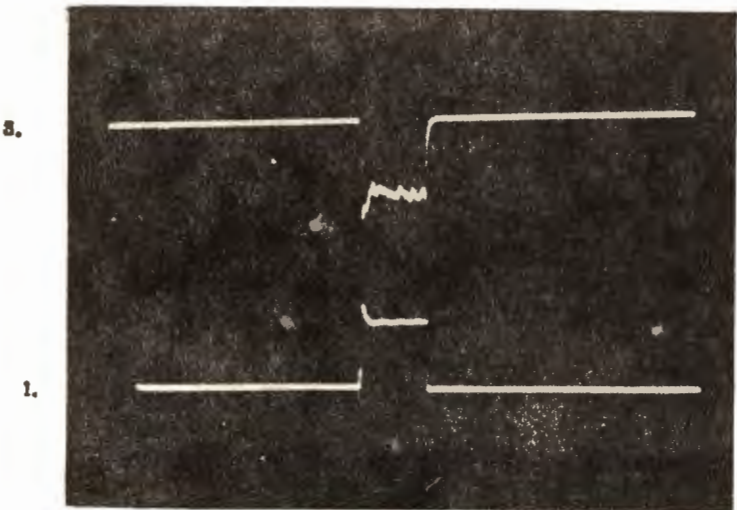
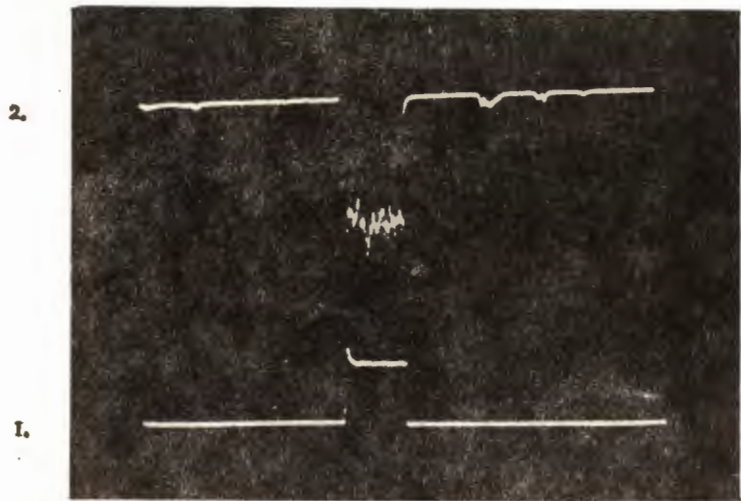


Рис.1. Осциллограмма интенсивности линий гелия.

1 - ток дуги,

2 - интенсивность линии He I 4922 \AA

3 - интенсивность линии He II 4686 \AA

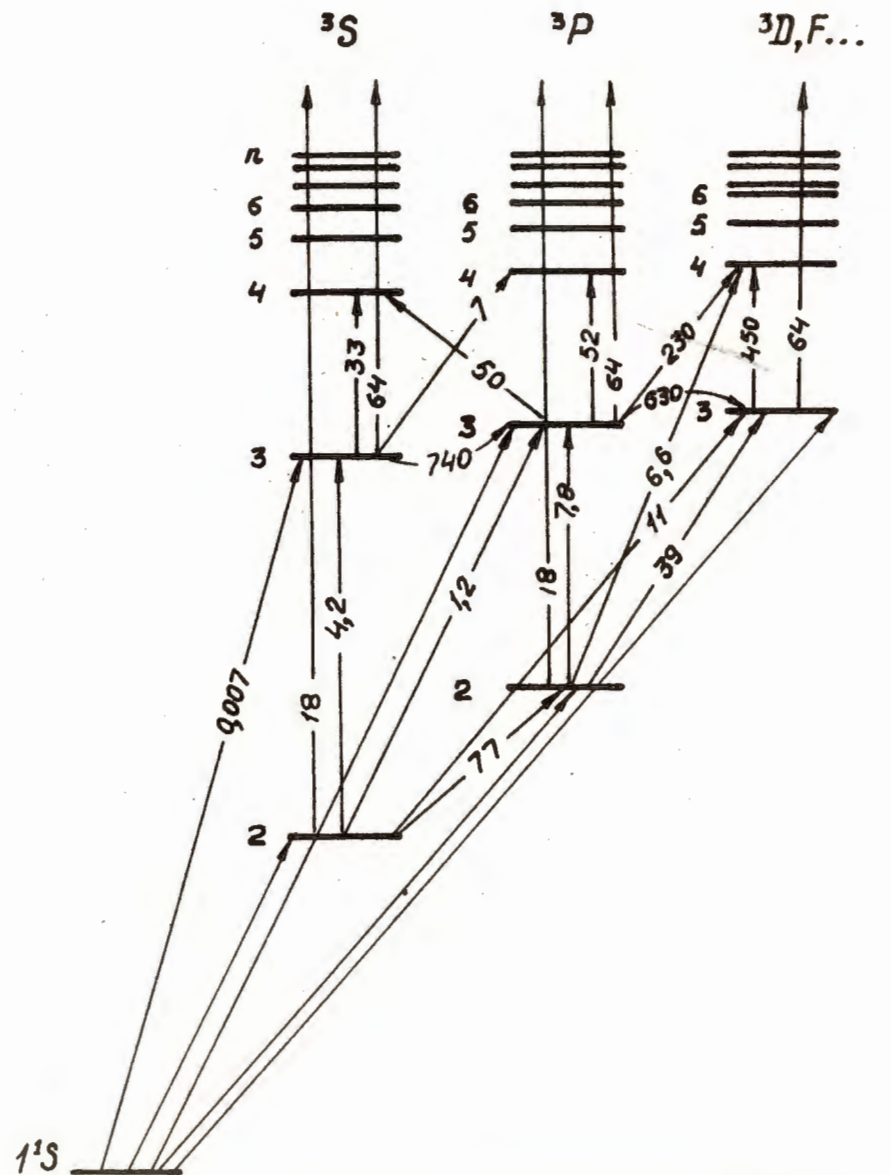


Рис.2. Схема заселения возбужденных уровней атомов гелия. Цифры со стрелками означают коэффициенты вероятности соответствующих переходов $K \cdot 10^8 \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$. Коэффициенты ионизации указываются стрелками, оканчивающимися в континууме.