

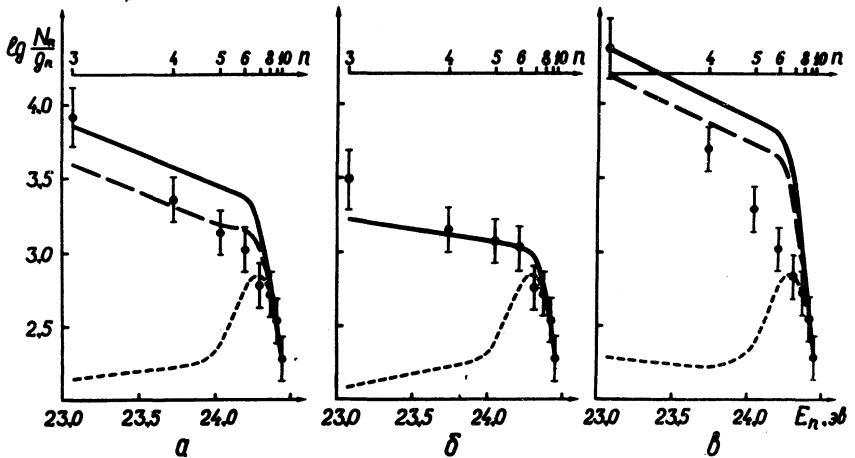
ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМОВ ГЕЛЛИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ
В СЛАБО ИОНИЗИРОВАННОЙ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЕ

Б. И. Илькин, В. Н. Колесников

В работе /1/ сообщалось об изломе в распределении заселенностей возбужденных уровней атомов HeI, наблюдавшемся в слабо ионизированной пучковой гелиевой плазме. Заселенности уровней n^3D при $n = 9 \div 12$ соответствуют температуре распределения $T_{p1} = 650^\circ K$, в то время как заселенности уровней с $n = 13 \div 16$ характеризуются температурой распределения $T_{p2} = 285^\circ K$. Первая из этих температур близка к температуре электронов T_e в плазме, вторая - к температуре газа T_g . На основе этого обстоятельства наблюдавшийся излом в распределении заселенностей интерпретируется в /1/ как результат более быстрого нарастания с увеличением n роли неупругих соударений $He^{\pm} + He$ (или $He^{\pm} + He^+$) по сравнению с соударениями $He^{\pm} + e$ и оценивается возможная величина соответствующего сечения "одноквантового" перехода. Для проверки адекватности этой гипотезы необходимо провести ряд дополнительных экспериментов и расчетов. В частности, необходимо получить достаточно четкие свидетельства того, что в рамках этой гипотезы правильно представляется и оценивается роль совокупности неупругих столкновений с электронами, радиационных процессов, диффузии и т.д. В данном случае это легче всего сделать, сопоставляя измеренные и рассчитанные заселенности нижних возбужденных уровней с главным квантовым числом $n = 3 \div 8$. Как отмечалось в /2/, распределение заселенностей этих уровней в пучковой плазме имеет весьма своеобразный ступенчатый характер, явно говорящий о конкуренции различных элементарных процессов.

Измерения заселенностей проводились нами в тех же условиях и на той же экспериментальной установке, что и в работе /1/.

В разрядной трубке ($R = 4$ см, $L = 20$ см, $P_{\text{He}} = 0,3$ тор) с игольчатым катодом, охлаждаемым водой, закипел аномальный тлеющий разряд ($U = 15$ кв, $J = 6$ ма). При указанных параметрах диф-



Р и с. 1. Распределение заселенностей уровней He I в слабо ионизированной пучковой плазме: а) суммарные по n и l заселенности; б) заселенности триплетных уровней; в) заселенности синглетных уровней. Точки - экспериментальные значения, пунктирная линия - результаты расчета по 1-й модели, штриховая линия - по 2-й модели; сплошная линия - по 3-й модели.

фузное отрицательное свечение столба плазмы довольно равномерно заполняло всю трубку, за исключением небольшой зоны на оси вблизи катода. Наблюдение велось вдоль трубки на расстоянии $(2/3)L$ от оси. Были измерены абсолютные интенсивности около 70 спектральных линий He I и по ним определены заселенности N_n соответствующих уровней. Заселенности всех уровней с одним и тем же n суммировались, при этом заселенности уровней F, G, H..., которые не могли быть измерены, полагались бальмовскими по отношению к D-уровням. Суммарные заселенности нанесены точками на графике рис. 1а.

Для обсуждения полученной картины заселенностей необходимо, прежде всего, знать вид функции распределения электронов по ско-

ростам $f_0(v)$. Известно (см., например, /3-5/), что в условиях слабо ионизированной пучковой плазмы эта функция имеет следующий вид: практически монокинетический пучок первичных электронов (обозначим их плотность N_{e1} и энергию ϵ_1), довольно "размазанное" по энергиям распределение вторичных электронов (плотность N_{e2} , эффективная "температура" T_{e2}) и группа прорелаксированных "холодных" электронов (плотность N_0 , температура T_0).

В нашем эксперименте $N_{e1} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_1 \approx 1,5 \text{ кэВ}$. Распределение $f_0(v)$ в области вторичных электронов, вообще говоря, не является максвелловским; однако зондовые измерения, выполненные в работах /4,5/, показали, что в условиях, аналогичных нашим, функция $f_0(v)$ в интервале энергий $1 < \epsilon < 10 \text{ эВ}$ близка к максвелловской с эффективной температурой $T_{e2} \approx 5 \text{ эВ}$ и плотностью $N_{e2} \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Группа холодных электронов с энергиями $\epsilon < 1 \text{ эВ}$ хорошо аппроксимируется максвелловской функцией. Значения N_0 и T_0 для этой группы сильно зависят от условий эксперимента. Как правило, N_0 на порядки превышает N_{e2} , а T_0 в 30-100 раз меньше T_{e2} .

Расчеты заселенностей существенно упрощаются, если предположить, как это обычно делается, что верхние уровни находятся в ионизационном равновесии с холодными электронами ("с континуумом"). Конечно, обнаруженный в /1/ излом в распределении заселенностей верхних уровней делает этот вопрос нетривиальным. Однако, учитывая отмеченную в /1/ близость температур T_0 и T_{p1} , в качестве первого приближения приемлемо, что заселенности уровней с $n = 9 \div 12$ находятся в равновесии с континуумом. В этом случае по измеренным абсолютным заселенностям этих уровней по формуле Саха-Больцмана найдем концентрацию "холодных" электронов: $N_0 = (5 \pm 2) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Для контроля рассчитаем плотность "холодных" электронов из уравнения баланса заряженных частиц. Предварительные оценки скоростей различных элементарных процессов показывают, что в первом приближении в уравнение баланса достаточно включить члены, учитывающие ионизацию пучком $j_{10}^{(1)} = N_1 \nu \sigma_{10}(\epsilon) / \text{см}^2$ и вторичными электронами $j_{10}^{(2)} = N_1 N_{e2} < \nu \sigma_{10} >$ из основного состояния с плотностью N_1 и диффузионный уход заряженных частиц. Ионизация из

возбужденных состояний, включая метастабильные, а также объемные потери заряженных частиц пренебрежимо малы.

Уравнение баланса .

$$D_a \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dN_e}{dr} \right) + j_{10}^{(1)} + j_{10}^{(2)} = 0, \quad N_e(R) = 0$$

решалось в предположении $j_{10}^{(1)} + j_{10}^{(2)} = \text{const}$. Необходимые для расчета ионизационных потоков сечения ионизации брались из работы /6/. Коэффициент амбипольной диффузии взят из работы /7/. Решение имеет вид: $N_e(r) = N_e(0)(1 - r^2/R^2)$, где $N_e(0) = 8,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, откуда $N_e(2R/3) = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Это значение хорошо согласуется с найденным выше в предположении ионизационного равновесия, что является дополнительным аргументом в пользу этого предположения.

Далее было проведено решение стационарных уравнений баланса заселенностей и рассчитаны заселенности уровней HeII с $n = 2 \div 8$ для трех различных моделей пучковой плазмы. Во всех расчетах перемешивание заселенностей синглетных и триплетных уровней учитывалось только для уровня $n = 2$. Плазма принималась оптичски тонкой ввиду, кроме линий резонансной серии и двух первых линий переходов, оканчивающихся на метастабильных состояниях 2^1s и 2^3s .

Модель I. Заселение возбужденных уровней происходит вследствие ударно-радиационной рекомбинации ионов HeII с "холодными" электронами. Уравнения баланса имеют вид

$$\sum_{k < l} N_l A_{lk} + N_e \left[N_{k+1} - N_k \frac{G_{k+1}}{G_k} \exp \left(\frac{E_k - E_{k+1}}{kT_e} \right) \right] \langle \nu \sigma_{k+1,k} \rangle -$$

$$- N_k \sum_{k < l} A_{kl} + N_e \left[N_{k-1} \frac{G_k}{G_{k-1}} \exp \left(\frac{E_{k-1} - E_k}{kT_e} \right) - N_k \right] \langle \nu \sigma_{k,k-1} \rangle = 0.$$

Заселение вследствие непосредственной рекомбинации на k -й уровень мало по сравнению со столкновительными и радиационными потоками сверху. Вероятности радиационных переходов A_{lk} брались из таблиц /8/. Сечения $G_{k,k+1}$ для $k < 5$, рассчитанные по программе/9/, были любезно предоставлены нам М. А. Машинг и Д. П. Пресняковым. Значения $\langle \nu \sigma \rangle$ для $k > 5$ находимся по аппроксимации

онным формулам из работы /10/. Результаты расчетов нанесены на графиках рис. I пунктирной линией.

Модель 2. Заселение происходит вследствие ударно-радиационной рекомбинации и прямого возбуждения пучком синглетных уровней (триплетные пучком практически не возбуждаются). В уравнении баланса добавляется член вида $N_1 N_e \sigma_{1k}(\epsilon) (2\epsilon/\epsilon_0)^{1/2}$. Сечения возбуждения $\sigma_{1k}(\epsilon)$ рассчитывались по программе /9/ в борновском приближении. Результаты расчетов нанесены на графиках штриховой линией.

Модель 3. Заселение происходит вследствие ударно-радиационной рекомбинации и возбуждения из основного состояния пучком и вторичными электронами. Вторичные электроны, в отличие от пучковых, эффективно возбуждают также и триплетные уровни. Сечения возбуждения уровней $n = 3, 4$ вторичными электронами брались из работы /11/, сечения возбуждения более высоких уровней оценивались с помощью экстраполяции по закону $\sigma \sim n^{-3}$. Результаты расчетов нанесены на графиках сплошной линией.

Заселенности уровней с $n = 2$ не измерялись, однако их пришлось рассчитать, поскольку повышенная плотность в плазме метастабильных атомов гелия в принципе может "подкачивать" вышележащие уровни. Уравнения баланса для метастабильных уровней включают в себя, помимо выше перечисленных, и диффузионные члены; кроме того, вместо истинных значений вероятностей радиационных переходов брались эффективные, учитывающие самопоглощение излучения (для s-p переходов). Коэффициенты диффузии брались из работы /7/. Было найдено, что $N_{21s} = 7,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $N_{23s} = 7,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Ниже приведены значения оптической толщины плазмы k_0 для переходов, оканчивающихся на этих уровнях:

Верхний уровень	2^1P	3^1P	2^3P	3^3P	4^3P
Оптич. толщина	0,43	0,043	12,0	0,52	0,15

Как видно из этой таблицы, при найденных выше плотностях метастабильных атомов радиационной подкачкой уровней с $n > 3$ в первом приближении можно вполне пренебречь. Столь же пренебрежимой оказывается и столкновительная подкачка - например, в рамках

третьей модели ее вклад не превышает 10% от суммарного потока на третий уровень.

Рис. 1а показывает, что рекомбинационная модель не может объяснить наблюдавшееся распределение заселенностей нижних уровней, в то время как две другие модели дают в целом удовлетворительное согласие с экспериментом. Следует учесть, что в данном случае сопоставление абсолютных экспериментальных и расчетных значений суммарных заселенностей можно проводить лишь с точностью до множителя 2.

Далее сопоставление экспериментальных и расчетных заселенностей проведено порознь для синглетных и триплетных уровней. Как видно из рис. 1б, для триплетных уровней только третья модель дает распределение заселенностей, хорошо согласующееся с экспериментальным, в то время как для синглетов (рис. 1в) она не дает удовлетворительного результата - расхождения для ряда уровней достигают почти порядка величины. Поскольку суммарные расчетные и измеренные заселенности согласуются, то единственный способ устранить эти расхождения заключается в том, чтобы в расчетной модели учесть процессы "перекачки" возбуждения от синглетов к триплетам. Включение этих процессов не ухудшит существенно ситуацию для триплетов благодаря их большому статистическому весу и достаточному (см. рис.) "запасу точности". Плотности заселения N_n/g_n для синглетов и триплетов становятся близкими лишь при $n > 5$. Следовательно, скорость процессов перемешивания в условиях наших экспериментов была не настолько велика, чтобы обеспечить установление бальмановского распределения по n для всех уровней, поэтому для расчетов необходимо знать точные сечения. Однако в известной нам литературе нет достаточной информации о сечениях "перемешивающих" соударений.

Итак, можно сделать следующие выводы:

1) Существенное перезаселение нижних ($n < 6$) возбужденных уровней HeI в пучковой плазме, наблюдавшееся в /2/ и в данной работе, может быть в целом удовлетворительно объяснено процессами прямого возбуждения атомов из основного состояния при столкновениях с электронами пучка и вторичными электронами.

2) Наблюдавшееся в данном эксперименте соотношение заселенностей синглетных и триплетных уровней может быть объяснено

лишь с помощью столкновительных процессов перемешивания заселенностей. Скорость этих процессов здесь была близка к скорости переходов по n в районе уровней с $n = 6 \div 8$.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л. П. Преснякову, И. Л. Бейтману и А. М. Урнову за плодотворные обсуждения данной работы, Е. А. Юкову и В. П. Шевелько за помощь в расчетах сечений.

Поступила в редакцию
9 октября 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Н. Колесников. Краткие сообщ. по физике ФИАН, № 9,35 (1971).
2. В. Г. Егоров, В. Н. Колесников. Препринт ФИАН, № 125, 1970 г.
3. В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. Москва, 1971 г.
4. D. H. Pringle, W. Farvis. Proc. Phys. Soc., B-68, 836 (1955).
5. А. И. Орлов. Кандидатская диссертация, МГУ, 1968 г.
6. L. J. Kieffer. JILA Inform. Center Report N°7 (1969).
7. И. Я. Фуголь. Докторская диссертация, ФТИИТ, Харьков, 1971 г.
8. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon. Atomic Transition Probabilities. N. B. S., Washington (1966).
9. Л. А. Вайнштейн, В. П. Шевелько. Препринт ФИАН, № 87, 1970 г.
10. H.-W. Drawin. Report EUR-CEA-FC-383 (1967).
11. R. John, F. Miller, Ch. Lin. Phys. Rev., 134A, 888 (1964).