

О ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ В ПЛАЗМЕ

С. А. Решетняк, Л. А. Шелепин

(Москва)

Получена аналитическая форма функции распределения заселенностей в атомарной плазме в виде ряда по последовательным временным производным заселенности первого уровня. Первое приближение включает в себя известную методику стационарного стока. Полученное квазистационарное распределение для водорода находится в хорошем согласии с численными расчетами рекомбинации и ионизации, а для лития, гелия и аргона дает качественное согласие с численными расчетами.

Получение функции распределения заселенностей дискретных уровней в атомарной плазме имеет важное значение в задачах ионизации, рекомбинации, излучения плазмы, создания и оптимизации лазеров на атомных уровнях. Ее роль особенно подчеркивается результатами молекулярной кинетики, где в последнее время были получены квазистационарные распределения по колебательным уровням молекул. Это — распределение Тринора [1] и его различные обобщения. Простая аналитическая форма таких распределений дала возможность установить ряд новых закономерностей в колебательной кинетике и нашла широкое применение в теории лазеров [2-4].

В атомной кинетике положение более сложное. Здесь имеются два подхода. Один из них основан на численном решении уравнений баланса заселенностей. Особенно часто применялось численное решение упрощенных уравнений в приближении «стационарного стока» (см. например, [5-8]).

Другой подход [9-12] основан на рассмотрении движения электрона по уровням как вероятностного процесса типа броуновского движения в пространстве энергий, описываемого уравнением Фоккера — Планка. В работах [11, 12], используя модифицированное диффузионное приближение уравнения Фоккера — Планка в конечных разностях, удавалось сохранить реальную дискретную структуру энергетического спектра. Если первый подход неудобен в силу громоздкости, то второй, будучи вполне удовлетворительным для верхних уровней, не точен для нижних.

В данной работе предложено аналитическое решение кинетических уравнений релаксации водородной плазмы, а при определенных упрощающих предположениях — любой атомарной плазмы. Это решение основано на разложении распределения в ряд по временным производным заселенности первого уровня. В принципе может быть аналитически вычислено любое приближение, однако в большинстве практически интересных случаев достаточно первого приближения. Соответствующее ему квазистационарное распределение в некоторых принципиальных особенностях имеет общие черты с триноровским распределением для молекул.

1. Методика аналитического решения системы кинетических уравнений. Рассмотрим принципиальные основы решения уравнений атомной кинетики на примере релаксации водородной плазмы. Введем упрощающие предположения. Для свободных электронов принимается максвелловская функция распределения с постоянной электронной температурой:

T_e . Из элементарных процессов столкновений учитываются только соударения первого и второго рода атомов с электронами и не принимаются во внимание маловероятные процессы межатомных и атом-ионных столкновений, а также ионизация, радиационная и тройная рекомбинация. Кроме того, плазма считается оптически тонкой и пространственно однородной.

Эти допущения позволяют записать систему уравнений для заселенностей дискретных уровней водородной плазмы без учета радиационного распада уровней следующим образом:

$$\frac{dN_n}{dt} = -V(n, n+1)N_nN_e + V(n+1, n)N_{n+1}N_e - \\ - V(n, n-1)N_nN_e + V(n-1, n)N_{n-1}N_e \quad (1.1)$$

Здесь N_n — заселенность n уровня атома водорода, N_e — электронная плотность, а V — вероятности соударений первого и второго рода электронов с атомами, усредненные по максвелловскому распределению электронов. Для самых верхних уровней за времена, соизмеримые с временем соударения между свободными электронами, устанавливается равновесие с непрерывным спектром, описываемое формулой Саха

$$N_n = n^2 N_e^2 \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mT_e} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{R}{n^2 T_e} \right) \quad (n > n_0) \quad (1.2)$$

где R — потенциал ионизации водорода. Вероятности обратных процессов $V(m, m+1)$ связаны с вероятностями прямых принципом детального равновесия

$$\frac{V(m, m+1)}{V(m+1, m)} = \frac{(m+1)^2}{m^2} \exp\left(-\frac{E_{m+1, m}}{T_e} \right), \quad E_{m+1, m} = E_{m+1} - E_m \quad (1.3)$$

Для решения системы (1.1) проведем замену переменных

$$\tau = \int_0^t N_e(t') dt', \quad d\tau = N_e dt \quad (1.4)$$

Просуммировав полученные уравнения от 1 до m , имеем

$$N_{m+1} = \frac{V(m, m+1)}{V(m+1, m)} N_m + \frac{1}{V(m+1, m)} \sum_{n=1}^m \frac{dN_n}{d\tau} \quad (1.5)$$

Решение системы (1.5) может быть представлено в виде

$$N_m = \sum_{i=0}^{m-1} \alpha_m^i N_1^{(i)} \quad (1.6)$$

где населенности N_m определяются производными населенностей первого уровня $N_1^{(i)} = d^{(i)} N_1 / d\tau^{(i)}$ и величинами α_m^i , не зависящими от τ . Для определения α_m^i подставим (1.6) в (1.5)

$$\sum_{i=0}^m \alpha_{m+1}^i N_1^{(i)} = \frac{V(m, m+1)}{V(m+1, m)} \sum_{i=0}^m \alpha_m^i N_1^{(i)} + \frac{1}{V(m+1, m)} \sum_{n=1}^m \sum_{i=1}^n \alpha_n^{i-1} N_1^{(i)} \quad (1.7)$$

Изменяя порядок суммирования во втором слагаемом согласно формуле

$$\sum_{n=1}^m \sum_{i=1}^n \rightarrow \sum_{i=1}^m \sum_{n=i}^m$$

и приравнявая коэффициенты при соответствующих производных, получим рекуррентные соотношения

$$\alpha_{m+1}^i = \frac{V(m, m+1)}{V(m+1, m)} \alpha_m^i + \frac{1}{V(m+1, m)} \sum_{n=i}^m \alpha_n^{i-1} \quad (1.8)$$

которые можно также представить в виде

$$\alpha_n^i = \sum_{m=i+1}^n \frac{n^2}{m^2} \frac{\exp(-En, m/T_e)}{V(m, m-1)} \sum_{k=i}^{m-1} \alpha_k^{i-1} \quad (1.9)$$

Отсюда получаем

$$\alpha_m^0 = m^2 \exp(-Em, 1/T_e) \quad (1.10)$$

$$\alpha_{m+1}^m = \left[\prod_{i=1}^m V(i+1, i) \right]^{-1} \quad (1.11)$$

$$\alpha_n^1 = \sum_{m=2}^n \frac{n^2}{m^2} \frac{\exp(-En, m/T_e)}{V(m, m-1)} \sum_{k=1}^{m-1} k^2 \exp\left(-\frac{Ek, 1}{T_e}\right) \quad (1.12)$$

Решение (1.6) описывает процесс релаксации к больцмановскому распределению. Отклонение от больцмановского распределения с температурой T_e , справедливое при $N_1^{(i)} = 0$, $i \neq 0$, дается членами с первой, второй и т. д. производными заселенности основного состояния атомов. Процесс рекомбинации и ионизации происходит так, что атомы с течением времени начинают «забывать» о своих начальных условиях. Другими словами, члены с высшими производными могут оказаться существенными только в начальной стадии процесса и несущественны в конечной. Для временного хвоста релаксации можно ограничиться членом с первой производной, тогда для населенностей имеем

$$N_m = \alpha_m^0 N_1 + \alpha_m^1 N_m^{(1)} \quad (1.13)$$

где α_m^0 дается формулой (1.10), а α_m^1 — формулой (1.12).

2. Рекомбинация и ионизация водородной плазмы. Рассмотрим рекомбинацию и ионизацию водородной плазмы при сравнительно больших плотностях свободных электронов, когда основную роль играют столкновительные переходы. Распределение заселенностей по уровням удобно характеризовать температурами θ_n между соседними уровнями, которые определяются соотношением

$$\frac{N_{n+1}}{N_n} = \frac{(n+1)^2}{n^2} \exp\left(-\frac{E_{n+1, n}}{\theta_n}\right) \quad (2.1)$$

В случае рекомбинации плазмы, степень ионизации которой превышает равновесную, соответствующую температуре свободных электронов $T_e = 0.05-0.5$ эв, используя выражение для населенностей (1.13), получаем

$$\theta_n = T_e \left[1 + \frac{T_e}{E_{n+1, n}} \ln \frac{1 + \kappa \beta_n^1}{1 + \kappa \beta_{n+1}^1} \right]^{-1} \quad (2.2)$$

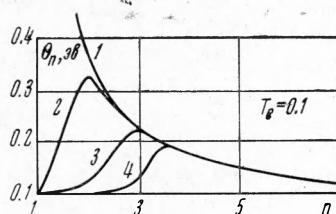
где

$$\beta_n^1 = \frac{1}{n^2} \exp(E_{n, 1}/T_e) \alpha_n^1 = \sum_{m=2}^n \frac{\exp(E_{m+1, 1}/T_e)}{m^2 V(m, m-1)}, \quad \kappa = \frac{N_1^{(1)}}{N_1}$$

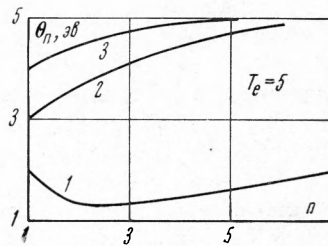
Параметр $\kappa(\tau)$ можно представить в виде

$$\kappa(\tau) = 4V(2,1) \left[\exp\left(-\frac{E_{2,1}}{\theta_1}\right) - \exp\left(-\frac{E_{2,1}}{T_e}\right) \right] \quad (2.3)$$

Поскольку при рекомбинации заселенность нижнего уровня растет со временем, то параметр κ является величиной положительной (это следует непосредственно из его определения) и, следовательно, все температуры всегда больше T_e . Кроме того $\kappa(\tau) \rightarrow 0$ и $\theta_1(\tau) \rightarrow T_e$ при $\tau \rightarrow \infty$. Таким образом, температура между первым и вторым уровнями во время рекомбинации асимптотически приближается к электронной.



Фиг. 1



Фиг. 2

Были проведены расчеты температур θ_n при фиксированных T_e и различных значениях параметра θ_1 . Вероятности соударений первого и второго рода атомов с электронами брались из выражений, основанных на формуле Бете (см., например, [6]). Для $T_e = 0.1$ эв. Результаты расчета представлены на фиг. 1 в виде зависимости θ_n от n для различных θ_1 . Интересно, что при уменьшении θ_1 до значения, определяемого условием

$$\exp\left(-\frac{E_{2,1}}{\theta_1}\right) \gg \exp\left(-\frac{E_{2,1}}{T_e}\right) \quad (\theta_1 < 0.102 \text{ эв})$$

Значения других температур практически остаются постоянными. В известном приближении «стационарного стока» [6] характер распределения, полученного в результате численных расчетов, также не зависит от температуры между первым и вторым уровнями и совпадает с аналитическим решением.

Как видно из фиг. 1, в результате рекомбинации довольно быстро устанавливается равновесие между электронами на верхних уровнях и свободными электронами. Затем происходит накопление первого уровня при неизменном характере распределения на верхних уровнях (стационарный сток, кривая 1). Далее, как только температура θ_1 становится близкой к равновесной, происходит падение температуры между вторым и третьим уровнями и накопление второго уровня при неизменном характере распределения на верхних (кривые 2 и 3) и т. д.

Таким образом, процесс рекомбинации можно рассматривать как некоторый последовательный процесс заполнения уровней, начиная с первого.

Рассмотрим задачу об ионизации водородной плазмы, степень ионизации которой в начальный момент времени меньше равновесного значения, соответствующего температуре свободных электронов $T_e = 5-10$ эв. В отличие от рекомбинации параметр κ — величина отрицательная, поскольку населенность основного состояния падает до некоторого равновесного значения. Температура между первым и вторым уровнями растет до электронной. Заселенности описываются прежней формулой (2.2). Результаты расчета при $T_e = 5$ эв и различных значениях параметра

θ_1 приведены на фиг. 2. Согласно полученным распределениям вначале, когда температура электронов сильно отличается от температуры между первым и вторым уровнями, ионизация идет довольно интенсивно. На этой стадии ионизации существенной оказывается роль многоквантовых переходов на верхних уровнях. Поэтому кривая 1 на фиг. 2 (где учтены лишь одноквантовые переходы) имеет недостаточный загиб к температуре электронов. Начиная с момента, когда отличие электронной температуры от температуры между первым и вторым уровнями становится незначительным, заселенности возбужденных состояний определяются главным образом заселенностью соседнего нижнего уровня (ступенчатая ионизация). При этом температуры между верхними соседними уровнями последовательно релаксируют к электронной. Характер релаксации распределения к равновесному состоянию на стадии ступенчатой ионизации отображен на фиг. 2 кривыми 2 и 3.

3. Условие применимости квазистационарных распределений. Внешние воздействия на релаксирующую систему. Квазистационарные распределения получены в одноквантовом приближении (учитывались только переходы между соседними уровнями). Это приближение не выполняется для верхних уровней, для которых справедливо распределение Саха (1.2). Для получения единого распределения сохтем оба распределения, используя соотношение нормировки

$$\sum_{n=1}^{n_0} N_n = N - N_e$$

В результате получим систему двух уравнений

$$ZN_1 + Z^1 N_1^{(1)} = N - N_e, \quad N_1 + \beta_{n_0}^{-1} N_1^{(1)} = CN_e^2 \quad (3.1)$$

где

$$C = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mT_e} \right)^{3/2} \exp \frac{R}{T_e}, \quad Z = \sum_{n=1}^{n_0} n^2 \exp \left(-\frac{E_{n,1}}{T_e} \right)$$

$$Z^1 = \sum_{n=1}^{n_0} \alpha_n^{-1}$$

Решая эту систему относительно N_1 и $N_1^{(1)}$, легко связать параметр κ с электронной плотностью

$$\kappa = \frac{N - N_e - ZCN_e^2}{Z^1 CN_e^2 - \beta_{n_0}^{-1} (N - N_e)} = \frac{1}{\beta_{n_0}^{-1}} \left(\frac{CN_e^2}{N_1} - 1 \right)$$

Отсюда находим те допустимые значения κ , при которых можно рассматривать процессы релаксации. Для рекомбинации

$$\kappa < \frac{1}{\beta_{n_0}^{-1}} \left(\frac{CN_e^2(0)}{N_1(0)} - 1 \right) \approx \frac{1}{\beta_{n_0}^{-1}} \frac{CN_e^2(0)}{N_1(0)}$$

Для ионизации

$$|\kappa| < \frac{1}{\beta_{n_0}^{-1}} \left(1 - \frac{CN_e^2(0)}{N_1(0)} \right) \approx \frac{1}{\beta_{n_0}^{-1}}$$

Так как температура θ_1 релаксирует к T_e , то $\kappa \rightarrow 0$, а электронная плотность к некоторому пределу, который определяется из уравнения

$$N - N_e - ZCN_e^2 = 0, \quad N_e = \frac{1}{2ZC} [V1 + 4ZCN - 1]$$

В случае рекомбинации

$$N_e \rightarrow \sqrt{N/C} \quad (3.2)$$

В случае ионизации

$$N_e \rightarrow N(1 - ZCN) \quad (3.3)$$

Отметим, что этот же предел можно получить из точного решения системы (3.1) при $\tau \rightarrow \infty$.

Дифференцируя систему (3.1) по τ и решая ее относительно $N_1^{(1)}$ и $N_1^{(2)}$, получим условие, при котором следующим членом в разложении по производным можно пренебречь

$$\frac{N_1^{(2)}}{N_1^{(1)}} - \frac{2ZCN_e + 1}{2Z^2CN_e + \beta_{n_0}^{-1}} \ll \frac{\alpha_{n_0}^{-1}}{\alpha_{n_0}^{-2}}$$

В случае рекомбинации при $T_e = 0.05 - 0.5$ эв это неравенство можно упростить, так как

$$Z \approx 1, \quad Z^2 \approx \frac{1}{V(2,1)}, \quad \frac{\alpha_{n_0}^{-1}}{\alpha_{n_0}^{-2}} \approx V(2,1)$$

В результате

$$N_e \ll V(2,1) \beta_{n_0}^{-1/2} C \quad (3.4)$$

Для случая ионизации условие пренебрежения вторыми производными преобразуется к виду

$$1/\beta_{n_0}^{-1} \ll \alpha_{n_0}^{-1}/\alpha_{n_0}^{-2} \quad (3.5)$$

Если неравенство (3.4) позволяет найти те времена, начиная с которых временной хвост рекомбинации хорошо описывается первой производной, то неравенство (3.5) ограничивает электронную температуру снизу. При $T_e = 5$ эв оно выполняется с запасом в один-два порядка. Заметим, что в расчетах везде принималось $n_0 = 9$. Однако более высокие значения n_0 практически не влияли ни на характер распределения, ни на выполнение условий (3.4) и (3.5).

Итак, полученные распределения описывают довольно широкий круг явлений. Это относится и к распределению, учитывающему лишь первую производную, которое подобно распределению Тринора для колебательных уровней молекул зависит от двух параметров T_e и θ_1 . Электронная температура T_e характеризует как внешнее условие, так и функцию распределения по уровням. Температура θ_1 при данном T_e характеризует внутренние свойства распределения. Не останавливаясь на вопросах внешнего воздействия на релаксирующую систему, отметим лишь очевидную простоту рассмотрения релаксации в меняющихся внешних условиях при характерных временах изменения больших времен установления квазиравновесного распределения.

4. Учет радиационного распада уровней. До сих пор рассматривалась сравнительно плотная плазма с преобладанием столкновительных переходов. В плазме с малой электронной концентрацией наряду со столкновениями первого и второго рода атомов с электронами кинетика заселенности возбужденных состояний будет определяться также и радиационным распадом уровней. Пусть $A(n, m)$ есть вероятность радиационного спонтанного перехода с уровня n на уровень m . Тогда радиационный поток с уровня n на все ниже лежащие равен

$$-\sum_{m=1}^{n-1} A(n, m) N_n = -A(n) N_n, \quad A(1) = 0 \quad (4.1)$$

Из потока с верхних уровней на уровень n ограничимся рассмотрением только спонтанных переходов между $(n+1)$ -м и n -м возбужденными состояниями. В результате в кинетических уравнениях добавляются еще два слагаемых, которые значительно усложняют задачу, так как электронная плотность зависит от времени. Однако в случае «стационарного стока», когда N_e практически остается постоянной, или в квазистационарном случае, когда N_e меняется медленно по сравнению с изменением заселенностей дискретных уровней, радиационный распад удастся включить в общую схему решения системы (1.1) и получить поправки к коэффициентам при производных α_m^i , которые вычисляются из рекуррентного соотношения

$$\left[1 + \frac{A(m+1, m)}{N_e V(m+1, m)}\right] \alpha_{m+1}^i = \frac{(m+1)^2}{m^2} \exp\left(-\frac{E_{m+1, m}}{T_e}\right) \alpha_m^i + \frac{1}{V(m+1, m)} \sum_{n=i}^m \alpha_n^{i-1} + \frac{1}{N_e V(m+1, m)} \sum_{n=i+1}^m [A(n) - A(n, n-1)] \alpha_n^i \quad (4.2)$$

Особенно просто рекуррентное соотношение раскрывается для коэффициентов α_{m+1}^m

$$\alpha_{m+1}^m = \left[\prod_{i=1}^m W(i+1, i) \right]^{-1}, \quad W(m+1, m) = V(m+1, m) + \frac{A(m+1, m)}{N_e} \quad (4.3)$$

При этом формула для температур приобретает вид

$$\theta_n^{-1} = E_{n+1, n}^{-1} \ln \left[\frac{(n+1)^2}{n^2} \frac{\alpha_n^0 + \alpha_n^1 \kappa}{\alpha_{n+1}^0 + \alpha_{n+1}^1 \kappa} \right] \quad (4.4)$$

где

$$\kappa = 4W(2, 1) \left[\exp\left(-\frac{E_{2,1}}{\theta_1}\right) - \frac{V(2, 1)}{W(2, 1)} \exp\left(-\frac{E_{2,1}}{T_e}\right) \right]$$

Если радиационная поправка мала

$$A(m+1, m) / V(m+1, m) \ll N_e$$

то формула (4.4) легко преобразуется к старой путем замены

$$V(m+1, m) \rightarrow W(m+1, m)$$

Если электронная плотность меняется быстро, то радиационный распад можно учитывать методом последовательных приближений, в котором на первом шаге в этих формулах нужно полагать N_e зависящим от времени.

5. Релаксация заселенностей в атомарной плазме. В отличие от водорода структура дискретных уровней произвольных атомов имеет довольно сложный характер. Например, в случае атома лития уровень с главным квантовым числом n расщепляется на подуровни с разными значениями орбитального числа l .

Уравнения баланса, учитывающие неупругие столкновения атомов с электронами, имеют вид

$$\frac{dN_{nl}}{dt} = -N_e N_{nl} \sum_{n'l' \neq nl} V(nl, n'l') + \sum_{n'l' \neq nl} V(n'l', nl) N_{n'l'} N_e \quad (5.1)$$

Поскольку вероятности переходов между соседними уровнями возрастают с убыванием расстояния между ними, то равновесие быстрее всего устанавливается у близких уровней. Вводя предположение о больцмановском распределении по $l = s, p, d, \dots$

$$N_{nl} = N_{ns} (2l + 1) \exp \left[- \frac{\Delta E_l(n)}{T_e} \right], \quad \Delta E_l(n) = E_{nl} - E_{ns} \quad (5.2)$$

и учитывая переходы $\Delta n = 0, \pm 1$, $\Delta l = \pm 1$, перейдем в (5.1) к переменной τ

$$\begin{aligned} \frac{dN_{ns}}{d\tau} = & -V(ns, n+1p) N_{ns} + V(n+1p, ns) 3 \exp \left(- \frac{\Delta E_p(n+1)}{T_e} \right) N_{n+1s} + \\ & + V(n-1p, ns) 3 \exp \left(- \frac{\Delta E_p(n-1)}{T_e} \right) N_{n-1p} - V(ns, n-1p) N_{ns} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Эти уравнения аналогичны (1.1) для атома водорода, однако здесь из-за разветвления потока коэффициенты, стоящие при заселенностях (рассматриваемые как эффективные вероятности), уже не связаны соотношением типа (1.3) для прямых и обратных процессов. Как и в случае водорода, решение ищется в виде ряда

$$N_{ns} = \sum_{i=0}^{n-2} \alpha_n^i N_{2s}^{(i)} \quad (5.4)$$

В результате возникают рекуррентные соотношения для α_n^i , из которых получаем

$$\begin{aligned} \alpha_m^0 &= \exp \left(- \frac{E_{m,2}(s)}{T_e} \right), \quad E_{m,n}(s) = E_{ms} - E_{ns} \quad (m = 3, 4, \dots) \\ \alpha_m^1 &= \alpha_m^0 \sum_{n=2}^{m-1} \frac{1}{V(ns, n+1p)} \left[1 + \sum_{k=3}^n \prod_{q=k}^n \frac{V(qs, q-1p)}{V(q-1s, qp)} \right] = \alpha_m^0 \beta_m^1 \end{aligned} \quad (5.5)$$

Параметром, определяющим кинетику рекомбинации и ионизации, в этом случае будет температура $\theta_2(s)$ между уровнями $2S$ и $3S$

$$\kappa = \frac{N_{2s}^{(1)}}{N_{2s}} = V(2s, 3p) \left[\exp \left(E_{3,2}(s) \left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{\theta_2(s)} \right) \right) - 1 \right] \quad (5.6)$$

Наконец, запишем выражения для заселенностей дискретных уровней и температур между $(n+1)s$ и np уровнями

$$N_{nl} = N_{2s} (2l + 1) \exp \left[- \frac{E_{n,2}(s) + \Delta E_l(n)}{T_e} \right] (1 + \kappa \beta_n^1) \quad (5.7)$$

$$\theta_n^{-1}(sp) = [E_{n+1,n}(s) - \Delta E_p(n)]^{-1} \left[\frac{E_{n+1,n}(s) - \Delta E_p(n)}{T_e} - \ln \frac{1 + \beta_{n+1}^1 \kappa}{1 + \beta_n^1 \kappa} \right] \quad (5.8)$$

Благодаря разветвлению релаксационного потока при рекомбинации плазмы может возникнуть инверсная заселенность между $(n+1)s$ и np уровнями, если

$$\frac{1 + \beta_{n+1}^1 \kappa}{1 + \beta_n^1 \kappa} > \exp \left[\frac{E_{n+1,n}(s) - \Delta E_p(n)}{T_e} \right] \quad (5.9)$$

Это условие особенно просто выглядит для $3s - 2p$ перехода

$$\theta_2(s) > \frac{E_{3,2}(s)}{\Delta E_p(2)} T_e \quad (5.10)$$

Результаты расчета населенностей в Li по указанным формулам находятся в хорошем соответствии с численным расчетом [13] для релаксации в плотной литиевой плазме, а также в качественном согласии с результатами [14] для атома гелия и [15] для атома аргона. Данный подход, очевидно, может быть применен при вычислении заселенностей дискретных уровней любых атомов, а также для создания инверсной заселенности при различных неравновесных режимах.

Авторы благодарят Б. Ф. Гордиеца за полезное обсуждение работы.

Поступила 7 II 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Treanor C. E., Rich J. W., Rehm R. G. Vibrational Relaxation of Anharmonic Oscillators with Exchange — Dominated Collisions. *J. Chem. Phys.*, vol. 48, No. 4, p. 198.
2. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетика колебательного обмена в молекулах. Усиление излучения в галогеноводородах при электрической и химической накачках. *ЖЭТФ*, 1970, т. 59, вып. 2.
3. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетика нерезонансного колебательного обмена и молекулярные лазеры. *ЖЭТФ*, 1971, т. 60, вып. 1.
4. Басов Н. Г., Игошин В. И., Маркин Е. П., Ораевский А. Н. Динамика химических лазеров, *Квантовая электроника*, № 2, М., «Советское радио», 1971.
5. Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А. Отрицательное поглощение в неравновесной водородной плазме, *ЖЭТФ*, 1963, т. 45, вып. 5.
6. Гордиец Б. Ф., Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А. Некоторые приложения теории релаксации высокоионизированной водородной плазмы. *ПМТФ*, 1968, № 6.
7. Bates D. R., Kingston A. E., McWhirter R. W. P. Recombination between electrons and atomic ions I. Optically thin plasmas., *Proc. Roy. Soc., Ser. A*, 1962, vol. 267, No. 1330.
8. Bates O. R., Kingston A. E. Properties of a decaying plasma. *Planet. Space Sci.*, 1963, vol. 11, No. 1.
9. Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases. *Phys. Rev.*, 1947, vol. 72, No. 12.
10. Биберман Л. Приближенный способ диффузии резонансного излучения. *Докл. АН СССР*, 1948, т. 59, № 4.
11. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. К теории ионизации и рекомбинации в низкотемпературной плазме. *ЖЭТФ*, 1969, т. 56, вып. 6.
12. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Неравновесная низкотемпературная плазма. *Теплофизика высоких температур*, 1967, т. 5, вып. 2.
13. Гордиец Б. Ф., Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А. О релаксационных процессах и усилении в плотной плазме. *ЖЭТФ*, 1968, т. 55, вып. 3.
14. Johnson L. C. Nonequilibrium excitation of neutral helium in plasmas of moderate density. *Phys. Rev., Ser. 2*, 1967, vol. 155, No. 1.
15. Гордиец Б. Ф., Дымова И. А., Шелепин Л. А. Релаксационные процессы и инверсная заселенность уровней в аргоновой плазме. *Ж. прикл. спектроскопии*, 1971, т. 15, № 2.