

А. Ф. НИКИФОРОВ, В. Б. УВАРОВ

ВЫЧИСЛЕНИЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ ЗВЕЗД С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ

(Представлено академиком Я. Б. Зельдовичем 16 VII 1969)

При построении моделей звезд необходимо иметь данные о непрозрачности звездного вещества. До недавнего времени при расчетах непрозрачности из числа процессов поглощения света учитывались лишь фотоионизация и тормозное поглощение ⁽¹⁾. Однако в интересующей астрофизиков области температур и плотностей росселандов пробег, как показали первые же расчеты ⁽²⁾, может уменьшиться в 3—5 раз за счет поглощения в линиях. Такое влияние дискретно-дискретных переходов на непрозрачность звезд объясняется присутствием в них элементов со сравнительно большими атомными номерами, для которых при высоких температурах имеется большое число состояний атомов с различной степенью ионизации и возбуждения, а также уширением спектральных линий.

Нами были проведены расчеты росселандова пробег для ряда астрофизических смесей с учетом поглощения фотонов в спектральных линиях.

Для вычисления эффективных сечений поглощения и рассеяния фотонов при заданных физических условиях необходимо найти: 1) волновые функции электронов дискретного и непрерывного спектров и уровни энергии связанных электронов; 2) средние числа заполнения электронных состояний и среднюю степень ионизации вещества; 3) распределение вероятностей для различных чисел заполнения электронных состояний; 4) распределение вероятностей для различных значений электрического поля, создаваемого ионами; 5) форму и положение спектральных линий.

Так как при высоких температурах достаточно совершенной и практически удобной является статистическая модель Томаса — Ферми для заданной температуры и плотности ⁽³⁻⁴⁾, то при нахождении волновых функций электронов в качестве исходного приближения было использовано уравнение Шредингера с потенциалом Томаса — Ферми. Вычисление последнего проводилось по методике, изложенной в ⁽⁵⁾.

В зависимости от значения энергии электрона можно произвести классификацию состояний электронов в пределах атомной ячейки на состояния дискретного спектра, непрерывного спектра и так называемой промежуточной группы. Результаты расчетов и проведенный анализ показали, что электронов, занимающих состояния промежуточной группы, в рассматриваемых условиях мало, и их можно эффективно учесть, относя их к электронам непрерывного спектра.

Для нахождения дискретных уровней энергии и соответствующих волновых функций был предложен фазовый метод ⁽⁶⁾, опирающийся на обобщение квазиклассических условий Бора — Зоммерфельда. При достаточно высоких температурах был применен более экономичный метод пробного потенциала ⁽⁷⁾. С помощью этого метода была проанализирована возможность использования водородоподобных волновых функций. Проверка метода на многих задачах дала хорошее совпадение с результатами, полученными путем непосредственного численного решения уравнения Шредингера фазовым методом.

При нахождении волновых функций непрерывного спектра удалось избежать численного интегрирования уравнения Шредингера. Оказалось, что квазиклассическое приближение для центрально-симметричного поля с использованием функций Эйри дает вполне удовлетворительную точность, в том числе и вблизи точек поворота.

Средние числа заполнения для электронов дискретного спектра определялись по статистике Ферми — Дирака. При выборе распределения вероятностей для различных чисел заполнения было использовано биномиальное распределение. Это распределение, так же как и распределение Саха, можно получить из распределения Гиббса для подсистемы с переменным числом частиц при малых отклонениях чисел заполнения от средних значений, если в качестве подсистемы рассматривать атомную ячейку.

При определении положения спектральных линий были приняты во внимание релятивистские эффекты и сдвиг линий за счет флуктуаций чисел заполнения. Эффектами, связанными с отличием самосогласованного поля от центрально-симметричного, пренебрегали.

Эффективные сечения процессов поглощения фотонов вычислялись в нерелятивистском дипольном приближении. Благодаря тому что формулы для сечений фотоионизации можно вывести с помощью соответствующего предельного перехода из выражений для сечения поглощения в линиях, оказалось возможным эффективно учесть дискретно-дискретные переходы лишь для сравнительно небольших значений главного квантового числа n . Так как штарковское расщепление резко падает с уменьшением n , то в ряде случаев можно было не принимать во внимание эффекта Штарка. Ввиду того что форма линий слабо влияет на непрозрачность, использовалась лоренцова форма линий. Ширины линий вычислялись с помощью волновых функций электронов. Учитывалось уширение линий за счет столкновений рассматриваемого иона со свободными электронами, естественное и доплеровское уширение. Анализ показал, что автоионизационное уширение, как правило, можно не учитывать при расчетах росселандовых пробегов.

Эффективные сечения рассеяния фотонов вычислялись так же, как в (11).

Расчеты непрозрачности с учетом поглощения в линиях проводились А. Коксом с сотр. (2, 8) и в самое последнее время Т. Карсоном и др. (9, 10). Так как результаты расчетов росселандова пробегга, выполненных этими авторами, иногда значительно расходятся (в 2—3 раза), то естественно проанализировать каждый из методов расчета и сравнить их с методами, применяемыми нами.

По физической постановке задачи и учету различных эффектов, влияющих на непрозрачность вещества, работы (2, 8-10) мало отличаются от настоящей работы. Основное различие заключается в методах определения волновых функций электронов дискретного и непрерывного спектров, уровней энергии и химического потенциала электронов.

В своих расчетах А. Кокс использует модель постоянной плотности свободных электронов, а в качестве волновых функций берет волновые функции водородоподобного атома, определяемые с помощью полуэмпирических экранирующих констант типа Слэтера. Один из основных недостатков этих расчетов заключается в использовании экранирующих констант, которые сильно влияют на числа заполнения электронных оболочек, но сами не могут быть определены достаточно надежно.

Результаты расчетов Т. Карсона, использующего самосогласованный потенциал Томаса — Ферми для нахождения волновых функций электронов, содержит ряд ошибок. При термодинамическом равновесии химические потенциалы электронов для каждого из компонентов смеси должны быть равны. Справедливость этого требования подтверждается, в частности, тем, что на границах атомных ячеек, где на электроны не действуют кулоновские силы, плотность свободных электронов при равенстве хими-

ческих потенциалов для каждого компонента смеси будет одной и той же. Т. Карсон же в качестве условий равновесия берет условие равенства полных давлений на границе атомной ячейки, создаваемых электронами и ядрами каждого элемента. Это приводит к тому, что плотность свободных электронов на границах атомных ячеек терпит разрыв. В результате в расчетах Т. Карсона парциальные плотности веществ с большими атомными номерами могут отличаться почти вдвое от используемых нами.

Неправильность приравнивания суммарного давления на границах ячеек вытекает также из того, что термодинамическое равновесие электронов вследствие их большей по сравнению с ядрами скорости устанавливается за такие промежутки времени, при которых ядра практически остаются неподвижными, и можно говорить о термодинамическом равновесии электронов при фиксированном положении ядер. Движение ядер в наших расчетах учитывается в квазистатическом приближении при рассмотрении сдвига энергетических уровней за счет эффекта Штарка, вызванного электрическими полями соседних ионов.

Применяемые в ^(9, 10) методы расчета сравнительно громоздки, а в расчетах встречаются ошибки вычислительного характера.

Приведем результаты расчетов непрозрачности для астрофизической смеси I из ⁽⁹⁾, показывающие влияние различных подходов при вычислении росселандова пробега.

| T | ρ | k_1 | k_2 | k_3 |
|--------|--------|-------|--------|--------|
| 0,1 | 0,2017 | 79,86 | 225,7 | 86,34 |
| 0,3162 | 0,0626 | 1,779 | 5,180 | 2,126 |
| 0,3162 | 0,6288 | 8,378 | 11,86 | 8,463 |
| 0,3162 | 6,310 | 21,25 | 18,56 | 20,15 |
| 1,0 | 1,977 | 0,533 | 0,6461 | 0,5900 |

Здесь T — температура смеси в кэВ, ρ — средняя плотность смеси в г/см³; k_1, k_2, k_3 — непрозрачности смеси в см²/г, сосчитанные нами, Т. Карсоном ⁽⁹⁾ и А. Коксом ⁽⁸⁾ соответственно ($k = 1/l\rho$, l — росселандов пробег). Аналогичные результаты получены для непрозрачностей, вычисленных без учета поглощения в линиях.

Таким образом, при вычислении росселандова пробега в астрофизических смесях наши результаты иногда отличаются от результатов Т. Карсона более чем вдвое и, как правило, близки к результатам А. Кокса.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность чл.-корр. АН СССР А. А. Самарскому за обсуждение работы, а также чл.-корр. АН СССР Ю. Н. Бабаеву и Е. С. Фрадкину, которым принадлежит первоначальная постановка задачи. Расчеты производились на ЭВМ по программам, составленным Н. Н. Кучумовой и А. С. Скоробогатовой.

Институт прикладной математики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
25 VI 1969

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Д. А. Франк-Каменецкий, Физические процессы внутри звезд, М., 1959.
² A. N. Cox, J. N. Stewart, Astr. J., 67, 113 (1962); A. N. Cox, J. N. Stewart, D. D. Eilers, Astrophys. J., Suppl. Ser., № 94, 11, 1 (1965). ³ R. Feynman, N. Metropolis, E. Teller, Phys. Rev., 75, 1561 (1949). ⁴ R. Latter, Phys. Rev., 99, 1854 (1955). ⁵ А. Ф. Никифоров, В. Б. Уваров, Журн. вычислит. матем. и матем. физ., 9, в. 3, 715 (1969). ⁶ В. Б. Уваров, В. И. Алдонясов, Там же, 7, в. 2, 436 (1967). ⁷ А. Ф. Никифоров, В. Б. Уваров, Там же, 1, в. 1, 177 (1961). ⁸ A. N. Cox, Stars and Stellar Systems, 8, 195 (1965). ⁹ T. R. Carson, D. F. Mayers, D. W. N. Stibbs, Monthly Notices Roy. Astr. Soc., 140, № 4, 483 (1968). ¹⁰ T. R. Carson, H. M. Hollingsworth, Monthly Notices, 141, № 4, 77 (1968). ¹¹ D. Sampson, Astrophys. J., 129, № 3, 734 (1959).