

УДК 52—726

О ВРЕМЕНИ УСТАНОВЛЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО РАВНОВЕСИЯ В ГОРЯЧЕМ РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

К. А. СИДОРОВ

Поступила 10 декабря 1983

Принята к печати 25 мая 1984

Рассчитано время установления ионизационного равновесия в горячем разреженном газе. Показано, что следует ожидать существенных отклонений от состояния ионизационного равновесия при хромосферных вспышках и в остатках взрывов сверхновых. Кроме того, движущаяся галактика в скоплении галактик должна оставлять след с неравновесным состоянием ионизации, который существует более 10^8 — 10^9 лет.

1. *Введение.* В последние годы проведены многочисленные расчеты ионизационного равновесия горячего разреженного газа [9]. Это возрастание интереса связано прежде всего с диагностикой такого газа по его рентгеновскому излучению. Однако горячая разреженная плазма появляется, главным образом, при нестационарных процессах, таких, как хромосферные вспышки, взрывы сверхновых, выметание газа из галактик скоплений и т. п., постоянно привлекающих внимание астрофизиков. Поэтому естественно, оценить время установления ионизационного равновесия.

В настоящей работе рассматривается следующая задача. В момент времени $t = 0$ холодный газ ($T = 0$) попадает в горячий электронный газ с температурой T_0 и концентрацией n_0 , и равномерно с ним перемешивается. Далее происходит ионизация атомов электронным ударом. В такой постановке задачи в начальный момент в газе присутствуют только нейтральные атомы с относительной концентрацией $n_1 = 1$, а ионы полностью отсутствуют. Разумеется, в реальной ситуации газ находится в ионизационном равновесии при некоторой температуре $T \neq 0$. Однако расчеты показали, что при $T \leq 0.01 \cdot T_0$ время установления ионизационного равновесия примерно такое же, как и при $T = 0$. Следовательно, описываемая ниже картина существенно зависит от деталей процесса перемешивания двух разнотемпературных компонентов, чем от температуры холодного газа. Наши расчеты позволят только оценить, в каких ситуациях можно ожидать отклонений от ионизационного равновесия, не претендуя на подробное описание кинетики установления этого равновесия. Будем предполагать, что

T_e и n_e не зависят от времени. Это предположение означает, что горячего газа много больше, чем холодного, а образующиеся при ионизации электроны сразу же приобретают температуру T_e . Последнее естественно, так как время обмена энергией между электронами много меньше времени ионизации [2].

Для расчетов потребуются коэффициенты ионизации и рекомбинации, которые мы позаимствуем из работы Шула и Ван Стинберга [9]. При вычислении этих коэффициентов учитывались прямая ионизация электронным ударом и автоионизация, радиативная и диэлектронная рекомбинации.

2. Основные уравнения и метод их решения. Для концентраций ионов n_k с зарядом $k-1$ элемента с номером N имеем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= B_2 n_2 n_e - C_1 n_1 n_e, \\ \frac{dn_k}{dt} &= B_{k+1} n_{k+1} n_e - (C_k + B_k) n_k n_e + C_{k-1} n_{k-1} n_e, \quad k = 2, \dots, N \\ \frac{dn_{N+1}}{dt} &= C_N n_N n_e - B_{N+1} n_{N+1} n_e, \end{aligned} \right\} (1)$$

где B_k — коэффициент рекомбинации иона k , C_k — коэффициент его ионизации. Удобна замена переменных (т. к. n_e постоянна)

$$\tau = n_e t. \quad (2)$$

Тогда система (1) принимает вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_1}{d\tau} &= B_2 n_2 - C_1 n_1, \\ \frac{dn_k}{d\tau} &= B_{k+1} n_{k+1} - (C_k + B_k) n_k + C_{k-1} n_{k-1}, \quad k = 2, \dots, N \\ \frac{dn_{N+1}}{d\tau} &= C_N n_N - B_{N+1} n_{N+1}, \end{aligned} \right\} (3)$$

с начальными условиями (т. к. $T = 0$)

$$\left. \begin{aligned} n_1(0) &= 1, \\ n_k(0) &= 0, \quad k = 2, \dots, N+1. \end{aligned} \right\} (4)$$

Система (3), если нет кратных корней характеристического уравнения, имеет решение вида [3]

$$n_k(\tau) = \sum_{j=1}^{N-1} a_{jk} e^{\lambda_j \tau}, \quad (5)$$

где λ_j — корни характеристического уравнения системы (3), a_{jk} — постоянные, определяемые начальными условиями (4). Так как λ_j входят в показатель степени, то их требуется находить с очень высокой точностью, что сложно при больших N . Кроме того, сумма в правой части выражения (5) содержит близкие по величине, но противоположные по знаку члены. Все это приводит к потере точности. Поэтому система (3) интегрировалась методом Рунге—Кутты с использованием подпрограммы из [4] с двойной точностью. Так как сумма относительных концентраций равна 1, то в ходе вычислений контролировалась величина $\delta = 1 - \sum n_k$. Всегда оказывалось, что $|\delta| < 10^{-12}$. Из-за ошибок округления могли появиться отрицательные концентрации n_k . Проверка показала, что этого не происходит. Наконец, искусственно вносимые малые возмущения не влияли на результат.

3. *Результаты расчетов.* Решение системы (3) было получено для всех элементов, коэффициенты ионизации и рекомбинации которых даны в работе [9] (C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni), для электронных температур $T_e = 5 \cdot 10^5, 10^6, 5 \cdot 10^6, 10^7, 5 \cdot 10^7, 10^8, 5 \cdot 10^8$ К. В качестве иллюстрации часть расчетов представлена в табл. 1, где дана зависимость от времени τ (лет см⁻³) величин $\lg n_k$ для ряда ионов при температуре $T_e = 10^8$ К.

Очевидно, что найденные нами концентрации должны асимптотически стремиться к равновесным, найденным Шулом и Ван Стинбергом [9]. Однако для многозарядных ионов тяжелых элементов полученные асимптотические значения несколько отличаются от равновесных. В отдельных случаях это различие может достигать 30%. Так как коэффициенты в [9] имеют точность того же порядка, то это различие не существенно. Кроме того, численный эксперимент показал, что изменения коэффициентов ионизации и рекомбинации изменяют концентрации ионов, но слабо влияют на характерные времена процесса.

Различие асимптотических и равновесных концентраций может быть обусловлено как ошибками округления, так и тем, что за время интегрирования рассмотренные процессы не привели к точному ионизационному равновесию. Отметим, что коэффициенты Шула и Ван Стинберга найдены для равновесных условий. Однако, на самом деле эти коэффициенты зависят от распределения ионов по степени возбуждения [2], которое в нашей

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ВРЕМЕНИ τ (ЛЕТ CM^{-3}) КОНЦЕНТРАЦИЙ ИОНОВ $-\lg n_k$ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ
 $T_e = 10^8 \text{K}$.

Ион	τ				Ион	τ				Ион	τ			
	10^3	$5 \cdot 10^3$	10^4	$5 \cdot 10^4$		10^3	$5 \cdot 10^3$	10^4	$5 \cdot 10^4$		10^3	$5 \cdot 10^3$	10^4	$5 \cdot 10^4$
Ne X	0.58	2.60	2.63	2.63	Ca XVIII	0.45	2.45	2.90	3.90	Fe XXVI	—	1.12	0.62	0.38
Ne XI	0.14	0.00	0.00	0.00	Ca XIX	0.28	0.41	0.85	1.82	Fe XXVII	—	2.65	1.69	0.73
Mg XI	0.89	3.97	—	—	Ca XX	1.43	0.32	0.31	0.72	Ni XVIII	1.05	—	—	—
Mg XII	0.29	1.70	2.15	2.15	Ca XXI	3.11	0.90	0.43	0.10	Ni XIX	1.17	—	—	—
Mg XIII	0.44	0.01	0.00	0.00	Fe XV	0.55	3.45	—	—	Ni XX	0.86	—	—	—
Si XIII	0.41	2.40	3.51	3.76	Fe XVI	1.02	3.91	—	—	Ni XXI	0.71	—	—	—
Si XIV	0.31	0.85	1.57	1.72	Fe XVII	1.30	—	—	—	Ni XXII	0.69	—	—	—
Si XV	0.90	0.07	0.01	0.01	Fe XVIII	1.11	3.95	—	—	Ni XXIII	0.77	3.96	—	—
S XV	0.19	1.34	2.34	3.03	Fe XIX	0.99	3.75	—	—	Ni XXIV	1.05	2.46	—	—
S XVI	0.52	0.43	0.90	1.34	Fe XX	0.92	3.52	—	—	Ni XXV	1.60	1.43	2.58	2.83
S XVII	1.50	0.24	0.06	0.02	Fe XXI	0.90	3.14	—	—	Ni XXVI	2.33	0.55	1.04	1.25
Ar XVI	0.89	3.05	3.76	—	Fe XXII	1.03	2.53	—	—	Ni XXVII	3.45	0.19	0.12	0.29
Ar XVII	0.14	0.75	1.44	2.40	Fe XXIII	1.41	1.76	2.96	3.28	Ni XXVIII	—	1.43	0.84	0.46
Ar XVIII	0.89	0.29	0.49	1.01	Fe XXIV	1.97	0.76	1.26	1.57	Ni XXIX	—	3.21	2.15	1.09
Ar XIX	2.22	0.52	0.20	0.05	Fe XXV	2.89	0.14	0.16	0.44					

задаче является неравновесным. Кроме того, тепловые скорости электронов достаточно высоки, и у слабо ионизованных атомов электроны могут вырываться с внутренних оболочек, что не учитывалось при наших расчетах. Наконец, электроны, оторванные от атомов, имеют среднюю энергию меньше тепловой энергии окружающего электронного газа. Так как сечения ионизации принимают максимальное значение около пороговой энергии [2], то вторичные электроны с энергией, близкой к пороговой, могут вносить заметный вклад в ионизацию. Вряд ли существенное влияние на коэффициенты может оказать различие электронной и ионной температур, потому что даже в состоянии равновесия скорости электронов много больше скоростей ионов.

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ T_e ВРЕМЕНИ ДОСТИЖЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО РАВНОВЕСИЯ τ (10^3 ЛЕТ CM^{-3}) ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Элемент	T_e, K						
	$5 \cdot 10^5$	10^6	$5 \cdot 10^6$	10^7	$5 \cdot 10^7$	10^8	$5 \cdot 10^8$
C	60	50	4	2	1	1	1
N	2	50	8	4	2	2	2
O	6	40	10	7	2	2	3
Ne	6	7	50	20	5	5	6
Mg	2	50	40	50	10	8	8
Si	3	3	30	60	20	20	20
S	6	5	10	30	30	20	20
Ar	20	7	30	30	40	30	20
Ca	0.5	20	40	20	50	40	30
Fe	0.4	1	20	40	40	60	60
Ni	0.6	0.6	20	20	30	50	60

В табл. 2 приведены времена установления ионизационного равновесия τ (лет cm^{-3}). Здесь принято, что ионизационное равновесие установилось, когда отношения концентраций 2—3 наиболее распространенных ионов (при данной температуре в состоянии равновесия) отличаются от асимптотических менее, чем на 10%. Можно было бы считать, что ионизационное равновесие установилось, когда все ионы достигли с некоторой точностью своих равновесных концентраций. Однако и в этом случае результаты не отличаются существенно от приведенных в табл. 2.

4. *Обсуждение.* При обсуждении результатов прежде всего хотелось бы обратить внимание на то, что в каждый момент времени в заметных

концентрациях в газе содержится больше ионов данного элемента, чем в состоянии равновесия. Таким образом, если одновременно наблюдается несколько стадий ионизации некоторого элемента, то это можно объяснить не только в рамках многотемпературных моделей, но и отсутствием ионизационного равновесия.

При наблюдениях рассмотренной смеси горячих электронов с холодным газом можно измерять две температуры. С одной стороны, горячие электроны излучают в непрерывном спектре, по которому можно найти T_e . С другой стороны, можно найти температуру ионизации или возбуждения по излучению ионов в линиях. Различие этих температур свидетельствует о неравновесности состояния ионизации. Именно с такой ситуацией мы сталкиваемся при наблюдении остатков вспышек сверхновых звезд. Подробнее эволюция остатков вспышек сверхновых рассмотрена Шулом [8]. Наши расчеты, в частности, подтверждают вывод Шула о том, что литиеподобные ионы элементов легче кальция при $T_e = 7.2$ кэВ ($\approx 10^8$ К) и $n_e = 4$ см⁻³ образуются за время менее 50 лет, хотя рассматривавшиеся процессы несколько отличаются. Из табл. 2 следует, что для достижения ионизационного равновесия при указанных условиях требуется 10^3 — 10^4 лет.

Что касается солнечных вспышек, то в этом случае параметры плазмы определяются менее надежно, чем для остатков взрывов сверхновых. Если мы примем для хромосферной вспышки $T_e = 10^8$ К и $n_e = 10^{10}$ см⁻³ [5], то железо достигнет ионизационного равновесия, как следует из табл. 2, за 3 минуты. При $n_e = 10^8$ см⁻³ на это уже потребуется 5 часов. Таким образом, в солнечных вспышках следует ожидать существенных отклонений от состояния ионизационного равновесия и при интерпретации наблюдений недопустимо пользоваться предположением об этом равновесии.

Рентгеновские наблюдения указывают на присутствие горячего газа в скоплениях галактик [1]. При движении галактики через межгалактическую среду газ галактики может выметаться [6]. Так как этот газ холоднее окружающей среды, то ему потребуется некоторое время на достижение ионизационного равновесия. Как следует из табл. 2, при температуре межгалактического газа $T_e = 10^8$ К и $n_e = 10^{-4}$ см⁻³ это время составляет порядка 10^8 — 10^9 лет. При скорости галактики относительно среды, равной 1000 км/с, за галактикой должен оставаться след с неравновесной ионизацией длиной в сотни килопарсек. Примерное представление об изменении ионного состава вдоль следа дает табл. 1, где времени $\tau = 10^4$ лет см⁻³ при указанных условиях соответствует расстояние 100 кпс. Следует заметить, что полученная нами оценка длины следа занижена, так как при ее получении предполагалось, что газ галактики мгновенно перемешивается с газом скопления, хотя в действительности такое перемешивания

вание является длительным процессом [7]. Таким образом, столь протяженные следы обнаружимы при наблюдениях с существующим разрешением. Их обнаружение и исследование позволят определить тангенциальную составляющую скорости галактики и детальнее исследовать процессы взаимодействия газа галактик с межгалактической средой.

5. *Заключение.* В настоящей работе были оценены времена достижения ионизационного равновесия горячим газом. Рассмотрение реальных астрофизических условий показало, что следует ожидать существенных отклонений от состояния ионизационного равновесия при хромосферных вспышках и в остатках взрывов сверхновых. Кроме того, предсказано существование у галактик в скоплениях протяженных следов с неравновесной ионизацией, которые позволят определять тангенциальные составляющие скоростей галактик и детали процессов взаимодействия межзвездной и межгалактической среды.

Так как при тепловой ионизации требуется предварительное перемешивание горячего и холодного газов, то полученные нами результаты являются нижними оценками времени установления ионизационного равновесия. Эти оценки точнее простых порядковых оценок $t = 1/n_e C_i$.

Ленинградский государственный
университет

ON THE TIME OF ACHIEVEMENT OF IONIZATION EQUILIBRIUM IN HOT DILUTE GAS

K. A. SIDOROV

The time of achievement of ionization equilibrium in hot low-density gas was calculated. The substantial deviations from the ionization equilibrium are expected for solar flares and for supernova remnants. The moving galaxy in the clusters of galaxies has to leave the track with nonequilibrium ionization which exist longer than 10^8 — 10^9 years.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, в кн. «Итоги науки и техники. Сер. Астрономия», т. 18, ВИНТИ, М., 1981, стр. 83.
2. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, Наука, М., 1982.
3. В. И. Смирнов, Курс высшей математики, т. 2, изд. 21-ое, Наука, М., 1974.
4. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер, Машинные методы математических вычислений, Мир, М., 1980.
5. G. A. Dulk, B. R. Dennis, Ap. J., 260, 875, 1982.
6. G. B. Gislser, Astron. Astrophys., 51, 137, 1976.
7. М. Нервези, Astron. Astrophys., 114, 337, 1982.
8. M. J. Shall, Ap. J., 262, 308, 1982.
9. M. J. Shall, M. Van Steenberg, Ap. J. Suppl. ser., 48, 95, 1982.