

При рассмотрении свойств прямых и обратных реакций следует иметь в виду, что как результирующее, так и начальное ядро могут быть возбужденными и это увеличивает число его возможных состояний. При температуре T населенность i -го возбужденного состояния есть

$$P_i = \frac{g_i}{G} \exp(-E_i/kT),$$

$$G = \sum_i g_i \exp(-E_i/kT)$$
(15.11)

и $g_i = 2J_i + 1$ — статистический вес возбужденного состояния со спином J_i , E_i — энергия возбуждения относительно основного состояния. $G(T)$ есть эффективный статистический вес ядра с учетом возбужденных состояний или сумма по состояниям. Роль возбужденных состояний определяется нормализованной суммой по состояниям

$$\mathcal{G} = G/g_0 = 1/P_0,$$
(15.12)

являющейся величиной, обратной к относительной концентрации ядер в основном состоянии P_0 . Учет возбужденных состояний сводится к замене статистических весов g_i на соответствующие суммы по состояниям G_i . Отличия G_i от g_i или \mathcal{G} от единицы появляются при высокой температуре ($T_9 \geq 2$ для ^{56}Fe [362]).

С ростом температуры значение G из (15.11) формально расходится, однако корректный учет состояний непрерывного спектра, дающих отрицательный вклад, и ограничения, связанные с развалом ядер, приводит к тому, что G проходит через максимум и стремится к нулю при $T \rightarrow \infty$. Для ^{56}Fe максимальное значение $G_{\max} \approx 33340$ и достигается при $T_9 \approx 700$ [362]. Таблица сумм по состояниям для ядер с $8 \leq Z < 86$ и $0 < T_9 \leq 10$ имеется в [638].

§ 16. Процессы образования тяжелых элементов

К моменту начала образования звезд вещество расширяющейся вселенной состояло из водорода и гелия с небольшими примесями дейтерия $x_{2D} \leq 10^{-4}$, гелия-3 $x_{3\text{He}} \leq 3 \cdot 10^{-5}$, лития $x_{7\text{Li}} \approx 10^{-9}$ и ничтожными примесями более тяжелых элементов [567]. Элементы, начиная с лития, практически не образуются из-за того, что отсутствуют стабильные элементы с $A = 5$ и 8 . Образование элементов с $A > 5$ и $A > 8$ возможно только в реакциях с заряженными частицами с $Z \geq 2$, которые не успевают пройти из-за кулоновского барьера.

Элементы, начиная с углерода и тяжелее, образуются в термоядерных реакциях в недрах звезд, при взрывах сверхновых и реакциях (p, γ) и, главным образом, (n, γ) захвата [215]. Возможно также образование очень тяжелых элементов при выбросах из нейтронных звезд [61]. Элементы ^6Li , ^9Be , ^{10}B и ^{11}B не образуются при термоядерном горении в звездах. Их наблюдаемые весовые концентрации в атмосферах звезд $\leq 10^{-8}$ объясняются реакциями откола при взаимодействии быстрых частиц космических лучей с тяжелыми элементами на поверхности звезд и в оболочках сверхновых [170].

При высоких температурах, достигающихся при взрывах сверхновых, в веществе устанавливается равновесие по ядерным реакциям с кинетикой по бета-процессам (см. § 3) и происходит образование элементов железного пика [363, 509]. Основным механизмом образования элементов, тяжелее железа являются захваты нейтронов [317].

а) Медленные захваты (*s*-процессы). При захвате нейтронов образуются ядра, неустойчивые относительно e^- -распада. Если концентрация нейтронов столь мала, что время между последовательными (n, γ) захватами больше, чем время бета-распада, то такие захваты называются *s*-процессами (slow). Рост ядер при *s*-процессе происходит вдоль долины стабильности (рис. 20) и продолжается вплоть до образования ^{209}Bi — последнего стабильного элемента в цепочке *s*-процесса. Захват нейтрона ядром ^{209}Bi приводит к образованию неустойчивого ядра ^{210}Bi , которое превращается в ^{206}Pb в реакциях $^{210}\text{Bi}(\gamma, \alpha)^{206}\text{Te}(e^- \nu)^{206}\text{Pb}$ или $^{210}\text{Bi}(e^- \nu)^{210}\text{Po}(\alpha)^{206}\text{Pb}$.

Получение в *s*-процессах количества тяжелых элементов, близкого к наблюдаемому, требует потока нейтронов $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует их концентрации $n_n \approx 5 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ при $v_n \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, и длительности облучения $\geq 10^3$ лет [223]. Для производства нейтронов в звездах важными являются реакции (α, n) захвата на ядрах с массовым числом $A = 4j + 1$ и зарядом $Z = 2j$ [215]. Эти ядра содержат один слабо связанный нейтрон сверх группы сильно связанных j альфа-частиц. При взаимодействии с другой альфа-частицей нейтрон легко отрывается и образуется ядро из сильно связанных $(j + 1)$ альфа-частиц. Как отмечалось в § 14, п. б, мишенями для этих реакций

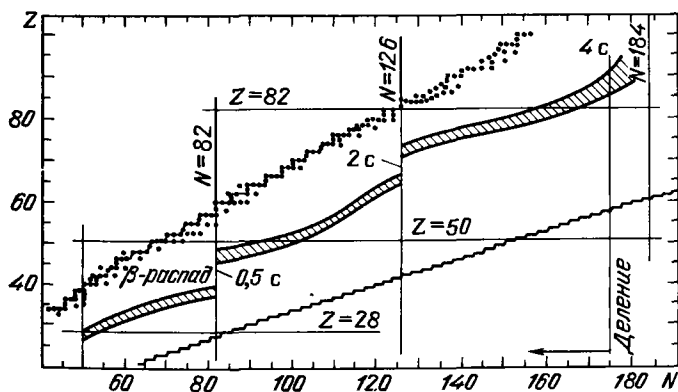


Рис. 20. Пути образования элементов на $N - Z$ -диаграмме. Верхняя линия показывает путь *s*-процесса вдоль долины бета-стабильности элементов. Ниже расположена заштрихованная полоса, соответствующая *r*-процессу. Указанные времена определяют длительность достижения соответствующих пиков концентраций. Цифры для *r*-процесса при параметрах $T_9 = 1,0$, $\lg n_n = 24$ и начальных ядрах железа $Z = 26$ взяты из расчетов работы [574]. Точками обозначены стабильные ядра, образующиеся при *r*-процессе. Нижняя ступенчатая линия определяет *n*-процесс. Она соответствует предельному *r*-процессу при большой концентрации нейтронов $\lg n_n > 30$, и ее расположение с ростом n_n не меняется. Ядра, образующиеся в *n*-процессе, попадают в долину стабильности в результате бета-распада и деления с испусканием нейтронов

Параметры (α, n) реакций для формулы (16.2), Q_6 – выделение энергии на реакцию в МэВ, $T_{\text{обл}}$ – пределы применимости

Реакция	TAU	A	B	
$^{17}\text{O}(\alpha, n)^{20}\text{Ne}$	39,92	41,42	1,673 (-2)	
$^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$	46,90	44,50	1,750 (-2)	
$^{23}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$	53,42	47,24	1,667 (-2)	

Реакция	C	D	Q_6	$T_{\text{обл}}$
$^{17}\text{O}(\alpha, n)^{20}\text{Ne}$	2,304 (-3)	-1,584 (-4)	0,588	$0 < T_9 < 10$
$^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$	1,189 (-3)	-7,053 (-5)	2,554	$0 < T_9 < 10$
$^{23}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$	1,302 (-3)	-7,781 (-5)	2,654	$0 < T_9 < 10$

служат ядра ^{13}C , ^{17}O , ^{21}Ne , ^{25}Mg , которые образуются в процессе высокотемпературного горения водорода, дополненного реакцией (14.20). Скорость реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ вычислена в [623]:

$$\begin{aligned}
 N_A \langle ^{13}\text{C}\alpha \rangle &= 6,77 \cdot 10^{15} (1 + 2,04T_9^{2/3} + 0,184T_9) T_9^{-2/3} \times \\
 &\times \exp \left[-\frac{32,33}{T_9^{1/3}} - \left(\frac{T_9}{0,987} \right)^2 \right] + T_9^{-3/2} [2,12 \cdot 10^6 \times \\
 &\times \exp(-9,43/T_9) + 1,92 \cdot 10^7 \exp(-11,54/T_9)], \quad (16.1) \\
 Q_6 &= 2,215.
 \end{aligned}$$

Скорости других реакций производства нейтронов представимы в виде

$$N_A \langle \text{O}1 \rangle = T_9^{-2/3} \exp \left[A - \frac{\text{TAU}}{T_9^{1/3}} (1 + BT_9 + CT_9^2 + DT_9^3) \right] \quad (16.2)$$

с параметрами A, B, C, D и TAU в табл. 17 из [638]. Приведем также скорость эндотермической реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, $Q_6 = -0,480$ из [332], рассмотренной в [333] для производства нейтронов

$$\begin{aligned}
 N_A \langle ^{22}\text{Ne}\alpha \rangle_n &= \left\{ 7,417 \cdot 10^{20} T_9^{-2/3} \exp \left(-\frac{49,96}{T_9^{1/3}} - 1,352 T_9^2 \right) + \right. \\
 &\left. + 1,580 \cdot 10^7 \exp \left(-\frac{21,43}{T_9} \right) \right\} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (16.3)
 \end{aligned}$$

Более детальное выражение для скорости этой реакции дано в [361]. Реакции (16.1)–(16.3) протекают при температурах $T > 3 \cdot 10^8$ К, которые достигаются при горении гелия в ядрах массивных звезд (см. гл. 9). Время бета-полураспада ядер, образующихся из стабильных после захвата нейтрона меняется от 14 с до $7 \cdot 10^6$ лет для ^{116}In и ^{107}Pd соответственно.

Сечение захвата тепловых нейтронов, участвующих в s-процессах. $\sigma_n \sim 1/v$ [212]. В табл. 18 дано $\sigma_{30} = \sigma_n$ (30 кэВ) для ядер, участвующих

Таблица 18

Сечения захвата нейтронов с энергией $E = 30$ кэВ, σ_{30} (в мбарн = 10^{-27} см²) стабильными ядрами вдоль основного пути s -процесса и времена бета-полураспада $\tau_{1/2}$ образующихся там нестабильных ядер; $K = A - 55$

K	Z	Стабильный изотоп	σ_{30}	Нестабильный изотоп	e^{\pm}	$\tau_{1/2}$
1	26	⁵⁶ Fe	13,5 ± 2			
2	26	⁵⁷ Fe	30 ± 5			
3	26	⁵⁸ Fe	15,9 ± 1,5	⁵⁹ Fe	—	45 сут
4	27	⁵⁹ Co	72 ± 14	⁶⁰ Co	γ —	90 сут
5	28	⁶⁰ Ni	31 ± 6			
6	28	⁶¹ Ni	135 ± 27			
7	28	⁶² Ni	26 ± 5	⁶³ Ni	—	92 г
8	29	⁶³ Cu	49 ± 14	⁶⁴ Cu	—, +, K	13 ч
9	28	⁶⁴ Ni	23	⁶⁵ Ni	—	2,6 ч
9	30	⁶⁴ Zn	51,1	⁶⁵ Zn	+	243 г
10	29	⁶⁵ Cu	42 ± 7	⁶⁶ Cu	—	5,1 мин
11	30	⁶⁶ Zn	40			
12	30	⁶⁷ Zn	160			
13	30	⁶⁸ Zn	23 ± 3	⁶⁹ Zn	—	57 мин
14	31	⁶⁹ Ga	130 ± 30	⁷⁰ Ga	—	21 мин
15	32	⁷⁰ Ge	84	⁷¹ Ge	K	215 сут
16	31	⁷¹ Ga	120 ± 30	⁷² Ga	—	14 ч
17	32	⁷² Ge	53,2			
18	32	⁷³ Ge	330			
19	32	⁷⁴ Ge	17 ± 5	⁷⁵ Ge	—	82 мин
20	33	⁷⁵ As	490 ± 100	⁷⁶ As	—	26 ч
21	34	⁷⁶ Se	101			
22	34	⁷⁷ Se	424			
23	34	⁷⁸ Se	98 ± 14	⁷⁹ Se	γ —	35 г
24	35	⁷⁹ Br	600 ± 150	⁸⁰ Br	+ , —, K	18 мин
25	34	⁸⁰ Se	20 ± 12	⁸¹ Se	—	19 мин
25	36	⁸⁰ Kr	163	⁸¹ Kr	K	2 · 10 ⁵ г
26	35	⁸¹ Br	460 ± 80	⁸² Br	—	35 ч
27	36	⁸² Kr	127			
28	36	⁸³ Kr	601			
29	36	⁸⁴ Kr	25	⁸⁵ Kr	—	11 г
30	37	⁸⁵ Rb	215 ± 20	⁸⁶ Rb	—	19 сут
31	38	⁸⁶ Sr	74 ± 7			
32	38	⁸⁷ Sr	109 ± 9			
33	38	⁸⁸ Sr	6,9 ± 2,5	⁸⁹ Sr	—	52 сут
34	39	⁸⁹ Y	21 ± 4	⁹⁰ Y	—	64 ч
35	40	⁹⁰ Zr	12 ± 2			
36	40	⁹¹ Zr	68 ± 8			
37	40	⁹² Zr	34 ± 6	⁹³ Zr	—	1,5 · 10 ⁶ г
38	40	⁹³ Zr	81,3			
39	40	⁹⁴ Zr	20 ± 2	⁹⁵ Zr	—	65 сут
40	41			⁹⁵ Nb	—	32 сут
40	42					
41	42	⁹⁵ Mo	430 ± 50			
42	42	⁹⁶ Mo	90 ± 10			
42	42	⁹⁷ Mo	350 ± 50			
43	42	⁹⁸ Mo	150 ± 40	⁹⁹ Mo	—	67 ч

Таблица 18 (продолжение)

K	Z	Стабильный изотоп	σ_{30}	Нестабильный изотоп	e^{\pm}	$\tau_{1/2}$
44	43			^{99}Tc	$\gamma -$	7г; $2,12 \cdot 10^5$ г
44	44	^{99}Ru	640			
45	44	^{100}Ru	209 ± 6			
46	44	^{101}Ru	1011 ± 30			
47	44	^{102}Ru	189 ± 6	^{103}Ru	-	40 сут
48	45	^{103}Rh	1072 ± 30	^{104}Rh	-	43 с
49	46	^{104}Pd	447 ± 22			
50	46	^{105}Pd	1189 ± 60			
51	46	^{106}Pd	382 ± 19	^{107}Pd	-	$7 \cdot 10^6$ г
52	46	^{107}Pd	950			
53	46	(^{108}Pd)	345 ± 17	^{109}Pd	-	13 ч
54	47	^{109}Ag	620 ± 50	^{110}Ag	-	25 с
55	48	^{110}Cd	250 ± 30			
56	48	^{111}Cd	624			
57	48	^{112}Cd	233 ± 30			
58	48	^{113}Cd	569			
59	48	^{114}Cd	158 ± 25	^{115}Cd	-	54 ч
60	49	^{115}In	700 ± 45	^{116}In	-	14 с
61	50	^{116}Sn	100 ± 15			
62	50	^{117}Sn	420 ± 30			
63	50	^{118}Sn	63 ± 5			
64	50	^{119}Sn	348 ± 54			
65	50	^{120}Sn	50 ± 15	^{121}Sn	-	27 ч
66	51	^{121}Sb	740 ± 100	^{122}Sb	-	2,8 сут
67	52	^{122}Te	270 ± 30			
68	52	^{123}Te	820 ± 30			
69	52	^{124}Te	150 ± 20			
70	52	^{125}Te	430 ± 20			
71	52	^{126}Te	82 ± 8	^{127}Te	-	9,4 ч
72	53	^{127}I	710 ± 35	^{128}I	-	25 мин
73	54	^{128}Xe	232			
74	54	^{129}Xe	665			
75	54	^{130}Xe	143			
76	54	^{131}Xe	587			
77	54	^{132}Xe	90,9	^{133}Xe	-	5,3 сут
78	55	^{133}Cs	700 ± 40	^{134}Cs	$\gamma -$	24 сут
79	56	^{134}Ba	225 ± 35			
80	56	^{135}Ba	472			
81	56	^{136}Ba	90 ± 20			
82	56	^{137}Ba	72,6			
83	56	^{138}Ba	$4,22 \pm 0,25$	^{139}Ba	-	82 мин
84	57	^{139}La	44 ± 4	^{140}La	-	40 ч
85	58	^{140}Ce	$11,5 \pm 0,6$	^{141}Ce	-	33 сут
86	59	^{141}Pr	111 ± 15	^{142}Pr	-	19 ч
87	60	^{142}Nd	67,7			
88	60	^{143}Nd	333			
89	60	^{144}Nd	67,4			
90	60	^{145}Nd	485			
91	60	^{146}Nd	105 ± 16	^{147}Nd	-	11 сут

Таблица 18 (продолжение)

К	Z	Стабильный изотоп	σ_{30}	Нестабильный изотоп	e^{\pm}	$\tau_{1/2}$
92	61			^{147}Pm	—	2,6 г
92	62	^{147}Sm	1150 ± 90			
93	62	^{148}Sm	260 ± 50			
94	62	^{149}Sm	1620 ± 280			
95	62	^{150}Sm	370 ± 70	^{151}Sm	—	87 г
96	63	^{151}Eu	3600 ± 500	^{152}Eu	γ —	9,3 ч
97	64	^{152}Gd	982	^{153}Gd	К	242 сут
98	63	^{153}Eu	2700 ± 300	^{154}Eu	γ —	100 сут
99	64	^{154}Gd	1164 ± 350			
100	64	^{155}Gd	2711 ± 813			
101	64	^{156}Gd	557 ± 166			
102	64	^{157}Gd	1464 ± 440			
103	64	^{158}Gd	540 ± 70	^{159}Gd	—	18 ч
104	65	^{159}Tb	2949 ± 340	^{160}Tb	—	72 сут
105	66	^{160}Dy	1010			
106	66	^{161}Dy	2520 ± 270			
107	66	^{162}Dy	470 ± 50			
108	66	^{163}Dy	1600 ± 300			
109	66	^{164}Dy	180 ± 40	^{165}Dy	—	140 мин
110	67	^{165}Ho	1170 ± 55	^{166}Ho	—	27 ч
111	68	^{166}Er	519 ± 156			
112	68	^{167}Er	1439 ± 432			
113	68	^{168}Er	243 ± 73	^{169}Er	—	9,4 сут
114	69	^{169}Tm	2085 ± 290	^{170}Tm	—	130 сут
115	70	^{170}Yb	790 ± 60			
116	70	^{171}Yb	1413 ± 424			
117	70	^{172}Yb	414 ± 124			
118	70	^{173}Yb	869 ± 261			
119	70	^{174}Yb	175 ± 52	^{175}Yb	—	101 ч
120	71	^{175}Lu	1460 ± 110	^{176}Lu	γ —	7 г
121	72	^{176}Hf	640 ± 160			
122	72	^{177}Hf	1950			
123	72	^{178}Hf	217 ± 27			
124	72	^{179}Hf	215 ± 25			
125	72	^{180}Hf	290 ± 80	^{181}Hf	—	43 сут
126	73	^{181}Ta	865 ± 86	^{182}Ta	—	115 сут
127	74	^{182}W	260 ± 30			
128	74	^{183}W	550 ± 50			
129	74	^{184}W	180 ± 20	^{185}W	—	75 сут
130	75	^{185}Re	1530 ± 200	^{186}Re	—	90 ч
131	76	^{186}Os	467 ± 12			
132	76	^{187}Os	927 ± 19			
133	76	^{188}Os	413 ± 15			
134	76	^{189}Os	858			
135	76	^{190}Os	418 ± 63	^{191}Os	—	15 сут
136	77	^{191}Ir	1900 ± 300	^{192}Ir	—	74 сут
137	78	^{192}Pt	352	^{193}Pt	К	10^5 г
138	78	^{193}Pt	1320			
139	78	^{194}Pt	386			

Таблица 18 (окончание)

K	Z	Стабильный изотоп	σ_{30}	Нестабильный изотоп	e^{\pm}	$\tau_{1/2}$
140	78	^{195}Pt	1040			
141	78	^{196}Pt	160 ± 40	^{197}Pt	—	18 ч
142	79	^{197}Au	610 ± 15	^{198}Au	—	2,7 сут
143	80	^{198}Hg	411			
144	80	^{199}Hg	362			
145	80	^{200}Hg	69,5			
146	80	^{201}Hg	130			
147	80	^{202}Hg	50 ± 15	^{203}Hg	—	47 сут
148	81	^{203}Tl	150 ± 30	^{204}Tl	—	3,8 г
149	82	^{204}Pb	60 ± 16	^{205}Pb	K	$3 \cdot 10^7$ г
150	82	^{205}Pb	57,7			
151	82	^{206}Pb	14 ± 1			
152	82	^{207}Pb	$11,3 \pm 0,7$			
153	82	^{208}Pb	$0,75 \pm 0,09$	^{209}Pb	—	3,3 ч
154	83	^{209}Bi	$12,1 \pm 4$	^{210}Bi	—, α	5 сут

"—", "+" — e^{\mp} -распады, K — K-захват, γ указывает на распады из возбужденных состояний ядра; α — альфа-распад. Скобками в 3-м столбце отмечены ядра с большим $\tau_{1/2}$.

в s -процессах, из [506, 201a]. Сечения выбирались на основе наилучшего согласия точного решения системы уравнений для s -процесса с наблюдаемым обилием элементов в солнечной системе. Аргументом в теории s -процессов является нейтронная экспозиция

$$\tau = \int n_n v dt \quad (\text{см}^{-2}), \quad (16.4)$$

а искомыми функциями — значения

$$\psi_A(\tau) \equiv \sigma_A n_A(\tau) / n_1(0), \quad (16.5)$$

где $n_A(\tau)$ — концентрация ядер, образующихся в s -процессе при наличии одного типа ядер с концентрацией $n_1(0)$ в начальный момент. Для произвольных, но малых энергий нейтронов

$$\sigma(E) = \sigma_{30} \sqrt{\frac{30}{Q_n, \text{кэВ}}}, \quad (16.6)$$

где $Q_n, \text{кэВ}$ энергия нейтронов в кэВ. В [399, 638] приводятся более сложные формулы типа (13.46) для сечений (n, γ) реакций, учитывающие отклонения от асимптотического закона (16.6). В табл. 18 даны также времена полураспада $\tau_{1/2}$ радиоактивных ядер из [232], образующихся после захвата одного нейтрона стабильным ядром. При длительной экспозиции для промежуточных ядер, образующихся в s -процессе устанавливается состояние, близкое к стационарному, когда число образующихся ядер с атомным весом A равно числу ядер, превращающихся в элемент с атомным весом $A + 1$:

$$\dot{n}_A = \langle \sigma_{A-1} v \rangle n_{A-1} - \langle \sigma_A v \rangle n_A. \quad (16.7)$$

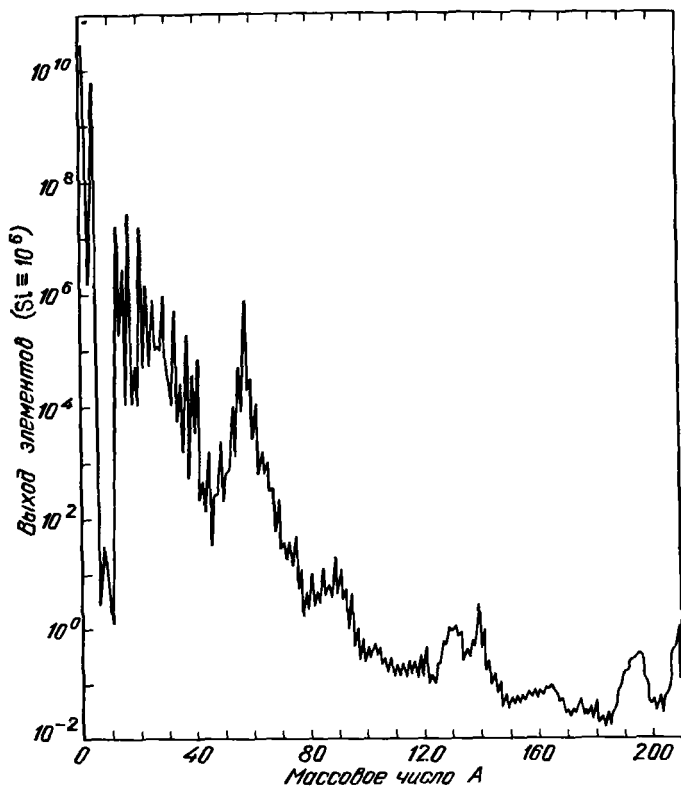


Рис. 21. Обобщенная кривая распространенности элементов в Солнечной системе

При $\dot{n}_A = 0$, $\langle \sigma v \rangle \approx \sigma_T v_T$ получаем

$$\frac{n_A}{n_{A-1}} = \frac{\sigma_{T, A-1}}{\sigma_{T, A}}, \quad (16.8)$$

т.е. должно происходить накопление ядер, которые плохо поглощают нейтроны. Как видно из табл. 18, малым сечением захвата обладают ядра ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{138}Ba , ^{140}Ge , ^{206}Pb , ^{207}Pb , которым соответствуют максимумы на наблюдательной кривой распространенности элементов (рис. 21). Выполнение условия (16.8) видно из близости к единице отношений ($n\sigma$) для стабильных изотопов олова и самария ^{148}Sm , ^{150}Sm , ^{116}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn [223]:

$$\frac{n_{148}\sigma_{148}}{n_{150}\sigma_{150}} = 0,98 \pm 0,06,$$

$$\frac{n_{116}\sigma_{116}}{n_{118}\sigma_{118}} = 0,8 \pm 0,2, \quad (16.9)$$

$$\frac{n_{120}\sigma_{120}}{n_{118}\sigma_{118}} = 0,9 \pm 0,3.$$

Важным доказательством участия s -процессов в нуклеосинтезе является обнаружение в спектрах звезд линии технеция, элемента, не имеющего стабильных изотопов. Самый большой период полураспада имеет ^{99}Tc ($\tau_{1/2} = 2,12 \cdot 10^5$ лет). Это меньше времени существования звезды и в то же время достаточно, чтобы сохраниться в цепочке s -процесса. Технеций образуется в реакции $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}(e^- \bar{\nu})^{99}\text{Tc}$. Нестабильное, но достаточно долго живущее ядро в цепочке s -процесса может захватить нейтрон до своего бета-распада, давая разветвления s -процесса. Захват нейтрона ядром ^{99}Tc дает начало одной из побочных цепочек.

б) Быстрые процессы захвата (r -процессы); rbc - и p -процессы. Элементы с $A > 209$, а также устойчивые ядра, отдаленные t долины бета-стабильности неустойчивыми изотопами не могут образоваться в s -процессе (см. рис. 20). Их образование происходит в быстрых r -процессах, когда плотность нейтронов столь велика ($n_n \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$), что между бета-распадами происходит много нейтронных захватов [317]. Помимо этого, требуется большая температура ($T \geq 10^9 \text{ К}$), так что наряду с p -захватами происходят фотоотщепления нейтронов.

Путь образования элементов в r -процессе проходит в области переобогащенных нейтронами, бета-неустойчивых ядер, свойства большинства из которых экспериментально не исследовались. При расчетах r -процессов используются теоретические оценки сечений p -захватов $\sigma_{n\gamma}$ и обратных к ним сечений фотоотщепления $\sigma_{\gamma n}$. Скорость захвата $\lambda_{n\gamma}$ связана со скоростью фотоотщепления $\lambda_{\gamma n}$ соотношением (13.10). Также теоретически рассчитываются скорости бета-распадов λ_β (см. гл. 5), границы деления и альфа-распада, существенные для установления максимально достижимых атомных весов в r -процессах; энергии связи и суммы по состояниям у переобогащенных нейтронами ядер (см. § 4, пп. д, е). Длительность r -процесса, протекающего на быстрых динамических стадиях взрыва сверхновых, не превышает нескольких секунд или нескольких десятков секунд. После окончания стадии нейтронного захвата переобогащенные нейтронами ядра возвращаются в долину стабильности по бета распадам. При этом в процессе бета распадов образуются возбужденные ядра. Запоздавающее деление, альфа распад и испарение нейтронов из возбужденных ядер может существенно повлиять на окончательный состав вещества, прошедшего стадию r -процесса. Учет запоздавающего испарения нейтронов сглаживает сильные колебания в концентрации четных и нечетных ядер, которые возникали в расчетах r -процессов и не соответствовали наблюдаемым отношениям концентраций. Кинетическое уравнение для изменения со временем концентрации нуклида $n_{A,Z}$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_{A,Z}}{dt} = & -\lambda_{n\gamma}(A,Z)n_{A,Z} + \lambda_{\gamma n}(A+1,Z)n_{A+1,Z} + \\ & + \lambda_{n\gamma}(A-1,Z)n_{A-1,Z} - \lambda_{\gamma n}(A,Z)n_{A,Z} + \\ & + \lambda_\beta(A,Z-1)n_{A,Z-1} - \lambda_\beta(A,Z)n_{A,Z}. \end{aligned} \quad (16.10)$$

Эти уравнения следует дополнить заданием начальных концентраций зародышевых ядер и условиями деления и альфа-распада при больших A , добавляющего продукты деления к некоторым нуклидам. Систему (16.10) часто упрощают, рассматривая равновесия по (n, γ) , (γ, n) реакциям.

В этом случае изотопы одного и того же элемента связаны равновесными соотношениями (13.14), а каждое уравнение типа (16.10) пишется для суммы всех изотопов данного элемента с оставлением в правой части только бета-процессов. Исследование r -процессов в условиях частичного равновесия проведено в работе [574]. Расчеты с учетом кинетики (n , γ), (γ , n) реакций, временных зависимостей $n_n(t)$ и $T(t)$, а также запаздывающих процессов выполнены в [151]. Обзоры более ранних работ даны в [609, 396].

Основной целью расчетов r -процессов является объяснение наблюдательной распространенности r -элементов, имеющей три пика при $A = 80, 130, 195$. В проведенных к настоящему времени расчетах не удалось получить все три пика необходимой высоты в одном физическом явлении. Это может быть связано с плохим выбором задаваемых функций $n_n(t)$, $T(t)$, большими ошибками в теоретически определяемых ядерных характеристиках, но это может быть следствием того, что в реальности разные наблюдаемые пики образуются в разных физических условиях.

Большие трудности возникают, если пытаться объяснять образование очень тяжелых элементов вблизи урана за счет r -процессов. Для этого требуются большие концентрации нейтронов, $n_n \approx 10^{24} \text{ см}^{-3}$, которые вряд ли достижимы при взрывах сверхновых. Для преодоления этих трудностей предлагалось дополнить r -процесс учетом фотоотщеплений протонов (γ, p) при наличии равновесия по (n, γ) и (γ, n) реакциям (rbc -процесс [179]). Это сильно понижает требования к нейтронной плотности, так как она предполагается поддерживающейся равновесными процессами.

В работах [60, 61, 287] производство сверхтяжелых элементов рассматривалось при большой плотности нейтронов $n_n \approx 10^{30} \text{ см}^{-3}$ и умеренной температуре $T \leq 10^8 \text{ К}$, так что все ядра оказываются вблизи границы испарения нейтронов при $Q_n \approx 0$ (n -процесс), см. рис. 20. Такая ситуация может реализоваться в неравновесных оболочках нейтронных звезд (см. § 4), выбросы из которых приведут к появлению сверхтяжелых элементов в межзвездной среде, звездах и планетах [287, 61, 326], см. § 46. *) В рассмотрении n - и rbc -процессов получены только первые результаты и для установления важности этих процессов для нуклеосинтеза требуются дальнейшие исследования.

§ 17. Ядерные реакции в плотном веществе

В предыдущем рассмотрении предполагалось, что в ядерной реакции участвуют только две заряженных частицы (или три в 3α реакции) и пренебрегалось взаимодействием с другими ядрами и электронами. Кулоновские взаимодействия в плазме уменьшают величину потенциального барьера и увеличивают вероятность его прохождения, по сравнению с (13.23). Ускорение реакции за счет экранирования существенно зависит от параметров плазмы. При низких плотностях и высоких температурах, в об-

*) В работах [298, 299] то же название n -процесс применялось для другого явления: нейтронного захвата, промежуточного по скорости между s - и r -процессами, когда $t_\beta \sim t_{n\gamma}$. Для производства тяжелых элементов этот процесс работает хуже, чем r -процесс. Здесь название n -процесс применяется только в смысле [60, 61, 287].