

УДК 524.527

## Молекулы LiH в плотных межзвездных облаках

Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, И. А. Юдилевич

Оценены содержания молекул LiH в межзвездных облаках. Рассчитаны температуры возбуждения вращательных уровней и ожидаемые потоки излучения, соответствующие вращательным переходам. Обсуждается возможность наблюдения этих линий.

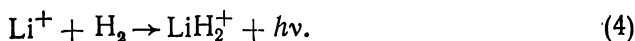
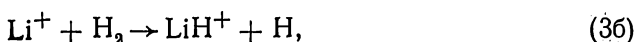
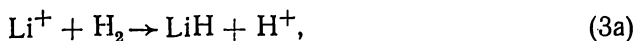
*LiH MOLECULES IN DENSE INTERSTELLAR CLOUDS, by Vajner B. V., Shchekinov Yu. A., Yudilevich I. A.* — The abundances of LiH molecules in interstellar clouds are estimated. The excitation temperatures of rotational levels and the expected radiation fluxes in rotational transitions are calculated. The possibility of observation of these lines is discussed.

**Введение.** В последнее время большое внимание привлекают вопросы, связанные с исследованием галактической распространенности легких элементов (D, He, Li), несущих информацию о самых ранних стадиях эволюции Вселенной. Сопоставление наблюдаемых содержаний этих элементов с расчетными значениями дает возможность идентифицировать параметры космологической модели (см. [2, 10]). До сих пор для этой цели служили, главным образом, He<sup>4</sup> и D. Галактическая распространенность He<sup>3</sup> исследовалась лишь в нескольких работах. Существующие данные о распространенности He<sup>4</sup>, He<sup>3</sup> и D свидетельствуют в пользу стандартной космологической модели с плотностью барионов  $\Omega_b = 0.03 - 0.1$ . Однако литий не укладывался в сценарий космологического нуклеосинтеза — его содержание ( $\sim 10^{-9}$  по числу частиц для изотопа Li<sup>7</sup>) примерно на порядок превышает значение, предсказываемое стандартной моделью с указанным  $\Omega_b$  [5]. Авторы работы [4] впервые указали, что не существует такого значения параметра  $\Omega_b$ , при котором наблюдаемые концентрации Li, He и D соответствовали бы их выходу в космологическом нуклеосинтезе. Отсюда следовал вывод, что активные процессы в Галактике вносят заметный вклад в производство лития. Недавние наблюдения [9] подтверждают этот вывод: содержание лития в атмосферах нескольких звезд населения II оказалось равным  $\approx 10^{-10}$  по числу частиц, т. е. близким к тому значению, которое ожидается в стандартной космологической модели с  $\Omega_b = 0.03 - 0.1$ . Однако сейчас не вполне ясен вопрос об изменении содержания лития в атмосферах звезд различных спектральных классов, поэтому ключ к пониманию галактической эволюции лития следует искать в межзвездной среде. Конкретные количественные выводы о переработке лития звездами и активными процессами в Галактике можно будет сделать только имея картину его глобального распределения по газовому диску Галактики.

С этой целью в данной работе мы рассчитываем концентрации молекул LiH в межзвездных молекулярных облаках, температуры возбуждения различных вращательных уровней LiH и ожидаемые потоки в ИК-линиях, соответствующих вращательным переходам LiH.

**Концентрация молекул LiH в межзвездных облаках.** Молекулы гидрида лития могут образовываться в следующих реакциях:





Следующая за реакцией (4) диссоциативная рекомбинация



приводит к образованию молекул гидрида лития.

Рассмотрим вклад каждого из этих каналов отдельно. В условиях межзвездных облаков при температуре газа  $T \sim 10^2$  К скорость реакции радиативной ассоциации (1) может достигать величины  $10^{-18} - 10^{-17}$  см<sup>3</sup>/с, а возможно и более [1]. К сожалению, в настоящее время точные данные отсутствуют. Разрушение молекул LiH осуществляется излучением с длинами волн  $\lambda = 240.0 - 383.4$  нм; полная скорость фоторазрушения неослабленным межзвездным излучением составляет  $3.7 \times 10^{-9}$  с<sup>-1</sup>. Концентрация молекул LiH в молекулярных облаках с оптической толщиной  $\tau_\nu > 6$ , определяемая образованием их в реакции (1) и фоторазрушением межзвездным излучением, равна:

$$n(\text{LiH})/n(\text{Li}) = FR^{-1}\alpha n(1 + FR^{-1}\alpha n)^{-1}, \quad (6)$$

где  $F$  — скорость реакции (1), (в оценках мы принимали  $F = 10^{-17}$  см<sup>3</sup>/с),  $R = 3.7 \cdot 10^{-9} \exp(-\tau_\nu)$  с<sup>-1</sup>,  $\tau_\nu$  — оптическая толщина в видимой области спектра,  $n$  — концентрация газа,  $\alpha$  — доля атомарного водорода,  $n(\text{Li}) = n(\text{LiI}) + n(\text{LiH})$ ,  $n(\text{LiI})$  — концентрация нейтрального лития. По нашим оценкам, степень ионизации лития в молекулярных облаках с  $\tau_\nu > 6$  существенно меньше единицы. Благодаря фактору самоэкранирования от межзвездного УФ-излучения, практически весь водород в этих условиях переходит в молекулярную форму. При этом оказывается, что  $\alpha n \approx 1$  см<sup>-3</sup> [6]. В результате

$$n(\text{LiH})/n(\text{Li}) \approx 2.7 \cdot 10^{-9} \exp \tau_\nu. \quad (7)$$

В разреженных диффузных оптически тонких облаках концентрация молекул LiH, образующихся в реакции (1), равна:

$$n(\text{LiH})/n(\text{LiI}) \simeq FR^{-1}n \approx 2.7 \cdot 10^{-9} n. \quad (8)$$

Мы учли, что в диффузных облаках  $\alpha \approx 1$ , и вклад реакции (1) в образование молекул LiH мал. Отсюда видно, что лишь в очень плотных облаках с  $\tau_\nu > 10$  реакция (1) может обеспечивать достаточно большой выход LiH:  $n(\text{LiH}) \geq 10^{-4} n(\text{Li})$ . Для молекулярных облаков с концентрацией частиц на луче зрения  $N(\text{H}) \approx 10^{21}$  см<sup>-2</sup>, при содержании лития по числу частиц равном  $\approx 10^{-10}$ ,  $N(\text{LiH}) \approx 10^7$  см<sup>-2</sup>.

Реакция (2) является эндотермической: разность энергий связи молекул H<sub>2</sub> и LiH составляет  $\approx 2$  эВ, поэтому лишь за фронтами ударных волн (УВ), прогревающими газ до достаточно высокой температуры  $T = 1000 - 5000$  К, реакция (2) может быть эффективной. Выход молекул гидрида лития в этих условиях определяется соотношением между временем образования LiH в горячей области за фронтом УВ и временем охлаждения газа. Результаты расчета относительной распространенности молекул LiH в зависимости от температуры и скорости фронта УВ приведены на рис. 1. Для скорости реакции (2) принято значение  $K_2 = 10^{-10} \cdot \exp(-24128/T)$  см<sup>3</sup>/с, предэкспоненциальный множитель типичен для обменных реакций, показатель экспоненты определяется барьером реакции; скорость охлаждения взята из работы [3]. Указанная на рис. 1 зависимость приближенно описывается формулой:

$$\frac{n(\text{LiH})}{n(\text{LiI})} \approx 2 \cdot 10^9 \left[ 1 + 6 \exp(-\tau_\nu) \cdot \left( \frac{T}{10^3} \right)^{-2} \left( \frac{n}{10^3} \right)^{-1} \right]^{-1} \exp \left( -\frac{24128}{T} \right). \quad (9)$$

Как видно из рис. 1, за фронтами достаточно сильных ударных волн, соответствующих скоростям фронта  $V_{sh} \approx 5$  км/с, ожидаемое содержание молекул LiH в неослабленном поле межзвездного излучения может достигать значения  $3 \cdot 10^{-2} n(\text{Li})$ .

В условиях, типичных для холодных межзвездных облаков, реакции (3а) и (3б) неэффективны, поскольку они являются эндотермическими с дефицитом энергии  $E \approx 10$  эВ. Заметный вклад в содержание

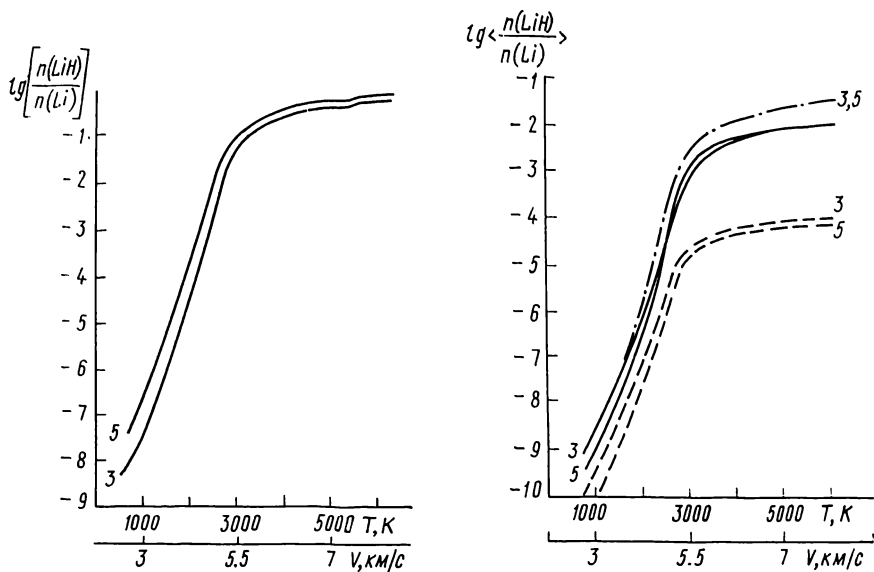


Рис. 1. Предельно-возможные значения концентрации молекул LiH за фронтом ударной волны (разрушением молекул межзвездным УФ-излучением после остывания газа пренебрегается). Рядом с кривыми приведены значения  $\lg n$ .

Рис. 2. Средние значения концентрации молекул LiH в облаке с развитой сверхзвуковой турбулентностью. Поле межзвездного УФ-излучения не ослаблено. Рядом с кривыми приведены значения  $\lg n$ . Сплошные линии — спектр (22а), штрих-пунктирные — (22б), пунктирные — (22в)

LiH могут вносить реакции (4) с последующей диссоциативной рекомбинацией (5) [8]. Результирующий выход гидрида лития определяется скоростью реакции (4) и составляет:

$$n(\text{LiH})/n(\text{Li}) = 3 \cdot 10^{-9} n[n(\text{Li}^+)/n(\text{Li})] \exp(\tau_\nu). \quad (10)$$

Для скорости реакции (4) принята величина  $K_4 = 10^{-17}$  см<sup>3</sup>/с,  $n(\text{Li}) = n(\text{LiI}) + n(\text{Li}^+) + n(\text{LiH})$ . В облаках с умеренной оптической толщиной ( $\tau_\nu = 2 \div 6$ ) практически весь литий ионизован, поэтому из (10) следует:

$$n(\text{LiH})/n(\text{Li}) \approx (3 \div 30) \cdot 10^{-8} n. \quad (11)$$

Таким образом, при данных условиях ожидаемая концентрация молекул LiH на луче зрения для разреженных ( $n < 10^2$  см<sup>-3</sup>) межзвездных облаков с  $N(\text{H}) = 3 \cdot 10^{21}$  см<sup>-2</sup> составит  $N(\text{LiH}) \approx 3 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup>.

**Температуры возбуждения вращательных уровней.** Рассмотрим простой случай, когда вращательные уровни молекулы LiH заселяются ИК-излучением пылинок, реликтовым излучением и столкновениями с молекулами водорода, т. е. пренебрежем заселением колебательно-вращательных уровней LiH, связанным с возбуждением электронных уровней  $A^1\Sigma^+$  и  $B^1\Pi$  молекулы LiH межзвездным УФ-излучением и последующим распадом их в основное электронное состояние. Случай малой оптической толщи, когда эти эффекты существенны, будет рассмотрен

в отдельной работе. Населенность первого вращательного уровня  $J=1$  определяется главным образом фоновым ИК-излучением от пыли и реликтовым излучением, вклад столкновительных процессов пренебрежимо мал. В этом случае баланс населенностей первого уровня определяется уравнением:

$$K_{10}N_1(1 + R_{r1} + R_{g1}) = K_{01}N_0(R_{r1} + R_{g1}), \quad (12)$$

где  $R_{r1} = [\exp(\varepsilon_1/T_r) - 1]^{-1}$ ,  $R_{g1} = W[\exp(\varepsilon_1/T_g - 1)]^{-1}$ ,  $\varepsilon_1$  — энергия возбуждения уровня  $J=1$ ,  $T_r = 2.7$  К — температура реликтового излучения,  $T_g$  — температура пыли,  $W$  — фактор дилуции ИК-излучения пыли,  $K_{10}$  — вероятность спонтанного распада уровня  $J=1$ ,  $K_{01}$  — вероятность радиационного возбуждения  $J=0 \rightarrow 1$ . Множитель в левой части (12) учитывает индуцированные переходы; в расчетах спектр ИК-излучения пыли предполагался планковским. Для температуры возбуждения первого уровня получим:

$$T_{ex1} = \varepsilon_1 [\ln(1 + 1/(R_{g1} + R_{r1}))]^{-1}. \quad (13)$$

Второй вращательный уровень молекулы LiH ( $J=2$ ) заселяется излучением и столкновениями. Температура возбуждения равна:

$$T_{ex2} = -\varepsilon_2 \left\{ \ln \left[ \frac{R_{r2} + R_{g2}}{1 + R_{r2} + R_{g2}} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{T_{ex1}}\right) + \frac{a_2 n}{g_2 K_{21}(1 + R_{r2} + R_{g2})} \right] \right\}^{-1}. \quad (14)$$

Здесь:  $a_2$  — скорость столкновительного возбуждения  $J=0 \rightarrow 2$ ,  $K_{21}$  — вероятность спонтанного перехода  $J=2 \rightarrow 1$ ,  $\varepsilon_2$  — энергия уровня  $J=2$ ,  $g_2 = 2J+1 = 5$ ,  $R_{r2}$  и  $R_{g2}$  получаются из выражений для  $R_{r1}$  и  $R_{g1}$  заменой  $\varepsilon_1$  на энергию перехода  $J=2 \rightarrow 1$  ( $\varepsilon_{21}$ ). Аналогичное выражение справедливо и для температуры возбуждения уровня  $J=3$ :

$$T_{ex3} = -\varepsilon_3 \left\{ \ln \left[ \frac{R_{r3} + R_{g3}}{1 + R_{r3} + R_{g3}} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{T_{ex2}}\right) + \frac{a_3 n}{g_3 K_{32}(1 + R_{r3} + R_{g3})} \right] \right\}^{-1}. \quad (15)$$

Вычисления производились на ЭВМ ЕС-1060 по программе MONSTR в базе 6—31 G. Параметры молекулы LiH, необходимые для расчетов температур возбуждения, равны: дипольный момент в основном электронном состоянии  $d = 2 \cdot 10^{-29}$  Кл·м, межатомное расстояние  $r_A = 0.164$  нм, соответствующее значение вращательной константы  $B_e = 1.425 \cdot 10^{-22}$  Дж, колебательная константа  $\omega = 1.44 \cdot 10^4$  см $^{-1}$ . Вероятности дипольных вращательных переходов

$$K_{JJ-1} = (64\pi^4 \nu^3 d^2 / 3hc^3) \cdot J / (2J + 1), \quad (16)$$

где  $\nu$  — частота перехода. Значения вероятностей для переходов:  $1 \rightarrow 0$  ( $\nu_{10} = 430$  ГГц,  $\lambda_{10} = 0.698$  мм),  $2 \rightarrow 1$  ( $\nu_{21} = 860$  ГГц,  $\lambda_{21} = 0.349$  мм) и  $3 \rightarrow 2$  ( $\nu_{32} = 1290$  ГГц,  $\lambda_{32} = 0.233$  мм) равны:  $K_{10} = 1.11 \cdot 10^{-2}$  с $^{-1}$ ,  $K_{21} = 0.106$  с $^{-1}$ ,  $K_{32} = 0.384$  с $^{-1}$ . Скорости столкновительного возбуждения аппроксимировались следующей зависимостью (см. [7]):

$$a_j = \sigma_0 V_T g_j (B_e / kT) \exp(-\varepsilon_j / kT), \quad (17)$$

где  $\sigma_0 = 10^{-15}$  см $^2$ ,  $v_T$  — тепловая скорость. Результаты расчетов температур возбуждения уровней для различных значений температуры пыли, концентрации газа и фактора дилуции приведены в таблице. Как видно из приведенных результатов, при факторе дилуции  $W \ll 1$ , возбуждение уровней  $J=2,3$  определяется, главным образом, столкновениями. Если же дилуция излучения пыли отсутствует ( $W=1$ ), то температура возбуждения этих уровней определяется совместным действием столкновений и излучения. Уровень  $J=1$  всегда возбуждается только излучением. С увеличением температуры пыли превышение  $T_{ex}$  над  $T_r$

уменьшается. Очевидно, что с увеличением концентрации газа в облаке растет роль столкновений и  $T_{\text{ex}}$  увеличивается.

**Обсуждение.** Превышение интенсивности излучения в линии, соответствующей переходу  $J \rightarrow J - 1$ , над континуумом для облака с угловым размером  $\Phi$  при  $W=1$  составит:

$$\Delta I_J(\nu) = K_{JJ-1} \alpha_J(\nu) N(\text{LiH}) g_J [(1 + R_J) \exp(-\epsilon_J/T_{\text{ex}J}) - R_J \exp(-\epsilon_{J-1}/T_{\text{ex}J-1})] \Phi^2/4\pi, \quad (18)$$

где  $R_J = R_{rJ} + R_{gJ}$ ,  $\alpha_J(\nu)$  — профиль линии.

Заметим, что оптическая толщина в центре линий рассмотренных вращательных переходов для межзвездных облаков равна:

$$\tau_J = 1.74 \cdot 10^{-2} \left( \frac{T}{100 \text{ К}} \right)^{-1/2} \left( \frac{N(\text{LiH})}{10^6} \right) \left( \frac{\nu}{100} \right)^{-3} g_J K_{JJ-1} \times \exp\left(-\frac{\epsilon_{J-1}}{T_{\text{ex}J-1}}\right). \quad (19)$$

Из (19) видно, что при  $N(\text{LiH}) < 10^{11} \text{ см}^{-2}$  облако прозрачно в этих линиях. Относительное превышение потока в линиях вращательных переходов над континуумом составит:

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = \frac{K_{JJ-1} \alpha(\nu) N(\text{LiH}) g_J c^2}{8\pi\nu^2 R_J} \left[ (1 + R_J) \exp\left(-\frac{\epsilon_J}{T_{\text{ex}J}}\right) - R_J \exp\left(-\frac{\epsilon_{J-1}}{T_{\text{ex}J-1}}\right) \right]. \quad (20)$$

Основной вклад в излучение на частотах вращательных переходов LiH вносит излучение пыли даже при факторе дилуции  $W < 1$  (таблица), т. е.  $R_J \approx R_{gJ}$ . В этом случае, как видно из таблицы, при температуре пыли  $T_g > 5 \text{ К}$ , отличие  $T_{\text{ex}J}$  от  $T_g$  мало:  $\Delta T_J = T_{\text{ex}J} - T_g \ll T_g$ . Тогда первый член разложения (20) по этому параметру для  $W=1$  дает

$$\frac{\Delta I_N}{I_\nu} = 1.33 \cdot 10^{-2} K_{JJ-1} \cdot \frac{g_J}{g_{J-1}} \cdot \left( \frac{\nu_{JJ-1}}{100} \right)^{-3} \left( \frac{T}{100} \right)^{-1/2} \times \times \frac{N_{J-1}(\text{LiH})}{10^6} \cdot \frac{1}{T_g} \cdot [\epsilon_J \Delta T_J - \epsilon_{J-1} \Delta T_{J-1}]. \quad (21)$$

По-видимому, обнаружение излучения LiH возможно только для переходов  $3 \rightarrow 2$ , если  $N(\text{LiH}) > 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Следует заметить, что  $\Delta T_\nu/T_\nu$

Температура возбуждения вращательных уровней LiH

W	$T_g, \text{ К}$					$n, \text{ см}^{-3}$	l
	3	5	7	10	15		
0.1	2.77	3.35	4.03	4.90	6.06		1
1	3.18	5.03	7.02	10.014	15.012		
0.1	4.29	4.32	4.75	5.84	7.37	$10^4$	2
1	4.29	5.06	7.01	10.005	15.004	$10^4$	
0.1	5.11	5.11	5.22	5.94	7.39	$10^5$	
1	5.11	5.37	7.04	10.01	15.005	$10^5$	
0.1	8.89	8.89	8.89	8.89	11.79	$10^4$	3
1	8.89	8.89	8.90	10.159	15.02	$10^4$	
0.1	10.64	10.64	10.64	10.64	10.68	$10^5$	
1	10.64	10.64	10.64	11.00	15.074	$10^5$	

Расчеты  $T_{\text{ex}}$  выполнены для кинетической температуры газа  $T=100 \text{ К}$

сильно зависит от температуры пыли в облаке:  $\Delta T_v/T_v \propto T_g^{-2}$ . Поэтому наиболее благоприятными для наблюдений являются облака с холодной пылью ( $T \lesssim 5$  К). Если  $W \ll 1$ , возможны ситуации, когда температура возбуждения уровней LiH  $T_{ex} < T_g$ . Однако поскольку при этом поток ИК-излучения в континууме ослаблен, поток в линиях может превышать его. Например, для перехода  $3 \rightarrow 2$  ( $\nu = 1290$  ГГц) при  $T_g = 10$  К и  $n_H = 10^5$  см $^{-3}$   $\Delta I_\nu/I_\nu \approx 1.4 \cdot 10^{-7} (T/100)^{1/2} [N(\text{LiH})/10^6] \cdot 0.1/W$ . Отсюда следует, что если около 1% лития переходит в молекулярную форму, то для облаков с  $N(\text{H}) \approx 10^{21}$  см $^{-2}$  (например,  $\rho\text{Oph}$ ), и  $W = 10^{-3}$  это превышение может достигать величины  $\Delta I_\nu/I_\nu \approx 1.5\%$ . Проинтегрированный по частоте поток в рассмотренной линии оказывается порядка  $\Delta I = \int \Delta I_\nu(\nu) d\nu \approx 10^{-22} [N(\text{LiH})/10^6] (\Phi/10')$  Вт/м $^2$ . Поэтому для  $N(\text{LiH}) > 10^9$  см $^{-2}$  представляется возможным обнаружение этой линии приемниками ИК-излучения, вынесенными за пределы земной атмосферы.

Предельное значение лучевой плотности для молекул LiH составляет  $N(\text{LiH}) = 10^{-9} [N(\text{H}) + N(\text{H}_2)]$ . Поэтому для типичных межзвездных облаков  $N(\text{LiH}) < 10^{12}$  см $^{-2}$ . Однако, как показано выше, образование молекул гидрида лития затруднено: в молекулярных облаках с  $\tau_\nu = 10$   $N(\text{LiH}) \approx 10^8$  см $^{-2}$ . Существенно большее значение концентрации молекул LiH может достигаться за фронтами ударных волн (9), но при охлаждении газа до низких температур возможно значительное разрушение гидрида лития, так как при этом эффективность обменной реакции (2) падает, а механизмы разрушения остаются неизменными. Установившееся значение содержания LiH в облаках с развитой сверхзвуковой турбулентностью зависит от характеристик турбулентных движений. Результаты оценок среднего содержания молекул LiH, которое достигается для трех видов турбулентных спектров:

$$l = 10^{-3} (v/1 \text{ км/с}), \quad (22a)$$

$$l = 10^{-3} (v/1 \text{ км/с})^{-3/5}, \quad (22б)$$

$$l = 10^{-3} (v/1 \text{ км/с})^3, \quad (22в)$$

где  $l$ ,  $v$  — характерный масштаб (в парсеках) и скорость турбулентных движений. При выборе спектров мы руководствовались следующими соображениями: 1) нормировка масштабов выбрана так, чтобы время охлаждения газа  $\tau_c$  за фронтом УВ было бы на порядок меньше периода следования фронтов  $\tau$  при  $v = 1$  км/с и  $n = 10^3$  см $^{-3}$ ; 2) в спектре (22a) указанное отношение времен сохраняется для любых скоростей, в спектре (22б) оно убывает с ростом скорости, в спектре (22в) — растет; 3) для всех значений параметров, приведенных на рис. 2, отношение  $\tau/\tau_c \gg 1$ , поэтому средняя температура газа в облаке мала. При этом считалось, что температура газа за фронтом УВ связана со скоростью  $v$  зависимостью:

$$T = 100 (v/1 \text{ км/с})^2. \quad (23)$$

Оценка  $\langle \frac{n(\text{LiH})}{n(\text{Li})} \rangle$  сделана по формуле:

$$\langle \frac{n(\text{LiH})}{n(\text{Li})} \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{n(\text{LiH})}{n(\text{Li})} dt, \quad (24)$$

где  $\tau$  — период следования ударных фронтов,  $\tau \sim l/v$ , подинтегральная функция является решением уравнений химической кинетики (9) на фоне охлаждающегося за фронтом ударной волны газа. С увеличением масштаба турбулентности  $l$  среднее содержание молекул LiH в облаке

уменьшается как  $l^{-1}$ , поскольку период следования фронтов возрастает, а интеграл в формуле (24) практически не увеличивается из-за быстрого убывания  $n(\text{LiH})$  после охлаждения газа за фронтом УВ.

Авторы благодарны рецензенту за замечания.

1. Бочкарев Н. Г., Херсонский В. К. Радиативная ассоциация молекул в межзвездной среде // Астрофиз. исслед.—1984.—18, № 1.— С. 101—104.
2. Вайнер Б. В., Щекинов Ю. А. Происхождение дейтерия // Успехи физ. наук.—1985.—146, № 1.— С. 143—171.
3. Изотов Ю. И., Колесник И. Г. Кинетика образования молекулярного водорода, термохимическая эволюция первичного вещества протогалактики и характеристики коллапсирующих протозвезд первого поколения.— Киев, 1981.—37 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-84-84).
4. Озерной Л. М., Черномордик В. В. Об образовании дейтерия и гелия-3 в активном галактическом ядре // Астрон. журн.—1975.—52, № 6.— С. 1156—1165.
5. Audouze J. Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies // Diffuse matter in galaxies.— Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983.— P. 95—140.
6. Goldsmith P. F., Langer W. D. Molecular cooling and thermal balance of dense interstellar clouds // Astrophys. J.—1978.—222, N 2.— P. 881—895.
7. Hollenbach D., McKee C. F. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks // Astrophys. J., Suppl. Ser.—1979.—41, N 2.— P. 555—592.
8. Kirby K., Dalgarno A. NaH and LiH in diffuse interstellar clouds // Astrophys. J.—1973.—224, N 1.— P. 444—447.
9. Spite F., Spite M. The Li abundance in halo stars // Astron. and Astrophys.—1982.—115, N 2.— P. 357—365.
10. Yang J., Turner M. S., Steigman C. et al. Primordial nucleosynthesis a critical comparison of theory and observation // Astrophys. J.—1984.—281, N 2.— P. 493—511.

Ростов. ун-т, Ростов

Поступила в редакцию 09.04.85,  
после доработки 24.06.85

## РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 521.93

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЧАНДЛЕРОВСКОГО ДВИЖЕНИЯ ПОЛЮСА ЗЕМЛИ ЗА 1979—1984 гг. / Панченко Н. И., Дубик Б. С.

(Рукопись деп. в ВИНТИ № 7373-В)

Анализировались данные о движении полюса за 1979—1984 гг. в двух вариантах: 1) общее решение Международного бюро времени  $(x_1, y_1)$ , полученное по результатам всех видов наблюдений — астрометрических, лазерных, доплеровских; 2) решение, полученное только по результатам оптической астрономии  $(x_2, y_2)$ . Общий ход изменений амплитуды чандлеровской составляющей хорошо согласуется для двух вариантов координат полюса  $x_1, y_1$  и  $x_2, y_2$  за исключением периода 1983—1984 гг. Амплитуда свободной нутации Земли на интервале 1979 — 1984 гг. уменьшилась от значения  $0.185''$  (эпоха 1979.6) до  $0.154''$  (эпоха 1981.5), затем снова увеличилась до значения  $0.194''$  (эпоха 1983.5).