

УДК: 52:53

КИНЕТИКА СТОЛКНОВИТЕЛЬНО-СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ
НАКАЧКИ КОСМИЧЕСКИХ МАЗЕРОВ H_2O

Г. Т. БОЛГОВА, С. В. МАКАРОВ, А. М. СОБОЛЕВ

Поступила 27 ноября 1986

Принята к печати 20 декабря 1987

Исследована кинетика столкновительно-столкновительной (CCr) накачки мазеров на вращательных переходах H_2O с использованием имеющихся в литературе (определенных различными методами) вероятностей переходов при столкновениях H_2O с H_2 и электронами. Показано, что при степенях ионизации $\eta > 5 \cdot 10^{-5}$, когда температура водорода (T_H) выше температуры электронов (T_e), CCr -накачка обладает устойчивой тенденцией (по отношению к выбору модели столкновений) инвертировать переход $6_{10}-5_{23}$, дающий наблюдаемую мазерную линию на 1.35 см. При обратном соотношении температур ($T_H < T_e$) инверсия перехода $6_{10}-5_{23}$ возможна только в узком диапазоне η (вблизи $\eta = 10^{-5}$) и лишь при определенной модели столкновений. Переходы $6_{22}-5_{32}$ ($\lambda = 0.23$ мм) и $7_{31}-6_{43}$ ($\lambda = 0.12$ мм) также устойчиво инвертируются CCr -механизмом накачки, но в более узком диапазоне η .

1. *Введение.* Столкновительно-столкновительная накачка на вращательных переходах (далее CCr) является одним из наиболее вероятных механизмов накачки мощных мазеров H_2O в областях звездообразования [1—3]. Если мазерное излучение этих источников действительно является результатом взаимодействия звездного ветра молодой звезды с уплотнениями околосредней оболочке, то за фронтом ударной волны, распространяющейся в газовом ступке, могут возникнуть условия, благоприятные для работы CCr -механизма: высокая плотность газа, $n_H \gtrsim 10^{11}$ см $^{-3}$, и различающиеся между собой температуры столкновительных агентов — молекул водорода и электронов, при достаточно высоких степенях ионизации, достигающих $\eta \sim 10^{-5}$ [2].

Кинетика CCr -накачки исследовалась одним из авторов ранее [4] с использованием имевшихся в то время лишь весьма грубых данных о вероятностях возбуждения вращательных уровней H_2O при столкновениях с молекулами водорода и электронами. Было показано, что CCr -механизм может обеспечить инверсию населенностей на переходе $6_{10}-5_{23}$, соответствующем наблюдаемой мазерной линии на 1.35 см, и на ряде других переходов орто- и пара- H_2O .

После того, как исследование [4] было закончено, появились работы с более точными значениями вероятностей вращательных переходов H_2O под действием столкновений с молекулами водорода [5] и электронами [6]. В связи с этим возникла необходимость проведения новых расчетов по исследованию кинетики CCr -накачки. Целью такого более широкого исследования является также выяснение устойчивости инвертирующей тенденции CCr -накачки по отношению к применяемой (всегда в той или иной степени приближенной) модели столкновений. Дело в том, что температура возбуждения некоторого перехода тем чувствительнее к вариациям принимаемых в расчетах значений вероятностей элементарных процессов, чем больше длина волны перехода (см., например, [7]), поэтому результаты расчетов оказываются наименее надежными именно для радиопереходов, таких, как переход $\lambda=1.35$ см H_2O . Единственный способ повысить достоверность выводов численного моделирования механизма накачки — выполнить расчеты с максимально широко варьируемыми значениями вероятностей переходов и убедиться в устойчивости инвертирующей тенденции данного механизма по отношению к таким вариациям.

В данной работе мы кратко рассмотрим основные имеющиеся на сегодняшний день данные о вероятностях вращательных переходов H_2O при столкновениях молекул воды с H_2 (раздел 2) и с электронами (раздел 3) и приведем результаты расчетов CCr -накачки с использованием различных наборов данных о столкновительных вероятностях, которые демонстрируют, в какой степени CCr -механизм независим от неопределенностей наших знаний об этих вероятностях.

2. *Вероятности вращательных переходов H_2O при столкновениях с молекулами H_2 .* а) Коэффициент вероятности вращательного перехода молекулы воды с уровня k на уровень i ($k > i$) под действием столкновений с молекулами водорода C_{ki}^H связан с эффективным сечениями столкновений σ_{ki}^H обычным соотношением:

$$C_{ki}^H = \langle \sigma_{ki}^H v_H \rangle n_H, \quad (1)$$

где v_H — относительная скорость сталкивающихся молекул; n_H — плотность молекул H_2 ; скобки означают усреднение по v . Как правило, значение эффективного сечения σ_{ki}^H и его зависимость от v известны плохо, поэтому часто для вероятности столкновительной деактивации используют грубое „газокинетическое“ приближение. Например, в работе [8] было принято:

$$\begin{aligned} C_{ki}^H &= \sigma_{ki}^H \bar{v}_H n_H \approx 1.5 \cdot 10^{-12} T_H^{1/2} n_H g_i \bar{g}, \\ \sigma_{ki}^H &= \sigma_0 g_i \bar{g}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\tau_0 = \sqrt{2} \cdot 10^{-16}$ см⁻² (множитель $\sqrt{2}$ не имеет никакого физического смысла); $\bar{v}_H = (8kT_H/\pi m)^{1/2}$ — средняя скорость относительного движения молекул Н₂O и Н₂; k — постоянная Больцмана, T_H — кинетическая температура Н₂ и Н₂O; $m = (M_{H_2O} \cdot M_{H_2}) / (M_{H_2O} + M_{H_2})$ — приведенная масса, M_{H_2O} и M_{H_2} — массы молекул Н₂O и Н₂ соответственно; g_i — статистический вес нижнего уровня перехода; \bar{g} — средний статистический вес уровней, расположенных ниже уровня k . Множитель g_i/\bar{g} учитывает пропорциональность вероятности деактивации статусу нижнего уровня.

Значения вероятностей, вычисленных по формуле (2), будут ближе к реальности, если их домножить на фактор Мессе, уменьшающий вероятность столкновительных переходов для сильно разнесенных по энергиям уровней [9]:

$$C_{ki}^H \approx 1.5 \cdot 10^{-12} T_H^{1/2} n_H g_i \cdot e^{-2\xi/\bar{g}}, \quad (3)$$

$$\bar{g} = \sum_{n < k} g_n e^{-2\xi} / \sum_{n < k} e^{-2\xi},$$

где $\xi = \Delta E_{kn} \cdot R_0 / (\bar{v} \cdot h)$, ΔE_{kn} — разность энергий уровней k и n ; R_0 — прицельный параметр, принимавшийся равным $0.2 \cdot 10^{-8}$ см; $h = h/2\pi$, h — постоянная Планка.

б) Грин [5] выполнил квантовомеханические расчеты коэффициентов возбуждения переходов между вращательными уровнями Н₂O при столкновениях с атомами гелия в диапазоне температур $20 \text{ K} \leq T \leq 500 \text{ K}$. В работе Грина отмечается, что коэффициенты возбуждения этих переходов при столкновениях с Н₂ должны отличаться от приведенных в его работе на фактор порядка 2. При исследовании ССГ-накачки мы увеличили все коэффициенты возбуждения из таблицы Грина в 1.5 раза. Однако исследованный Грином диапазон температур не включает высоких значений кинетических температур, весьма вероятных в некоторых мазерных источниках (1000—1500 К). В связи с этим нами была произведена экстраполяция полученных Грином коэффициентов возбуждения к более высоким температурам. Учитывая температурную зависимость коэффициентов возбуждения (2), мы приняли в качестве экстраполяционной функцию $y = a_{ik} \sqrt{T_H}$.

Значения a_{ik} находились методом наименьших квадратов.

в) Согласно работам Селякова [10] и Конюхова [11] система вращательных уровней молекулы типа асимметричного волчка, к которым принадлежит вода, разделяется на 4 подсистемы (по 2 подсистемы в орто- и пара-воде), переходы между которыми при столкновениях с нейтральными

ми атомами запрещены. Возможны лишь переходы внутри одного типа симметрии. Так, например, переходы $2_{11}—2_{20}$ и $2_{02}—2_{11}$ запрещены, а переход $1_{11}—2_{02}$ разрешен, что подтверждается экспериментально [12]. Из теоретических расчетов Грина, однако, аналогичных правил отбора не вытекает. Это противоречие результатам Грина требует специальных исследований.

г) Варшалович и др. [13, 14] показали, что в мазерных конденсациях, за фронтом ударной волны (т. е. в областях, где мы предполагаем действие CCr -накачки H_2O), возможно сверхтепловое возбуждение вращательных уровней H_2 . Наличие у молекул воды вращательных переходов, близких по энергиям к вращательным переходам H_2 , приведет к резонансному возбуждению молекул H_2O при столкновениях с H_2 . Вероятность таких переходов должна быть в сотни раз выше вероятностей тех же переходов, рассчитанных Грином [5], т. е. обусловленных нерезонансными столкновениями с H_2 .

3. Вероятности вращательных переходов H_2O при столкновениях с электронами. а) Госс и Филд [15] на основе полуклассического приближения для вращательных переходов, обусловленных столкновениями полярных молекул с заряженными частицами (будем полагать, что это электроны), получили следующее выражение для коэффициентов вероятностей:

$$C_{ki}^e = 4.43 \cdot 10^{-5} (2 \cdot 10^2 C_{ki})^{3/4} \sigma_{ki}^{-2} F(z_{ki}) \eta \cdot n_H, \quad (4)$$

где

$$C_{ki} = 4\mu e^2 (2\pi\nu_{ki})^2 / (3\hbar) \cdot 10^{-26},$$

$$z_{ki} = 0.61 \cdot T_e^{1/2} (2 \cdot 10^2 \cdot C_{ki})^{-1/4},$$

μ — дипольный момент молекулы, σ_{ki} — волновое число перехода, e — заряд электрона, ν_{ki} — частота перехода, $\eta = n_e/n_H$ — степень ионизации, n_e — числовая плотность электронов. Функция $F(z_{ki})$ затабулирована и для нужных значений z_{ki} может быть вычислена интерполяцией.

б) В работе Итикавы [16] на основании квантовомеханических расчетов найдены сечения столкновительного возбуждения вращательных уровней H_2O , но не выполнено усреднение по скоростям электронов. Для вычисления вероятностей вращательных переходов H_2O при столкновениях с электронами по формуле, аналогичной (1):

$$C_{ki}^e = \langle \sigma_{ki}^e v_e \rangle n_H \eta.$$

Соболев и Макаров [6] произвели усреднение сечений по максвелловскому распределению скоростей электронов и получили следующее выражение:

$$\langle \sigma_{ik}^* v_e \rangle = 1.43 \cdot 10^{-13} (kT_e)^{-1/2} \frac{S_{ki}}{g_i} e^{-\frac{a_{ik}}{2}} K_0 \left(\frac{a_{ik}}{2} \right), \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана, S_{ki} — сила линии перехода $k-i$, затабулированная в работе Резникова и Стрельвицкого [17], $a_{ik} = \Delta E_{ik}/kT$, $K_0(x)$ — функция Макдональда, аппроксимационная формула для которой приводится, например, в [18].

4. *Постановка задачи.* Задача о возможности инверсии населенностей на вращательных переходах H_2O в среде, где состояния возбуждения определяются столкновениями с H_2 (числовая плотность n_{H} , кинетическая температура T_{H}) и электронами (числовая плотность n_e , кинетическая температура T_e), сводится к решению уравнений стационарности для населенностей вращательных уровней:

$$n_i \sum_{k>i} W_{ik} = \sum_{k>i} n_k W_{ki}, \quad (6)$$

где $i, k = 1, 2, \dots, m$, m — число уровней, принимаемых в расчет, n_k, n_i — населенности уровней k и i , W_{ik} и W_{ki} — полные вероятности переходов между уровнями i и k . При достаточно высоких плотностях ($n_{\text{H}} > 10^{11} \text{ см}^{-3}$) радиативными переходами можно пренебречь, и тогда для переходов между уровнями i и k (далее везде предполагается, что $k > i$) имеем:

$$W_{ki} = C_{ki}^{\text{H}} + C_{ki}^e, \quad (6a)$$

$$W_{ik} = C_{ki}^{\text{H}} \left(\frac{g_k}{g_i} \right) \exp(-h\nu_{ki}/kT_{\text{H}}) + C_{ki}^e \left(\frac{g_k}{g_i} \right) \exp(-h\nu_{ki}/kT_e).$$

Систему линейных алгебраических уравнений (6) с коэффициентами (6a) легко решить, дополнив ее условием нормировки

$$\sum n_i = 1. \quad (7)$$

Вычисления проводились для 30 нижних вращательных уровней орто-воды.

Удобной характеристикой для сравнения населенностей двух уровней является относительная разность населенностей $\Delta n/n = (n_k/g_k - n_i/g_i)/\langle n_k/g_k \rangle = 1 - (n_i g_k)/(n_k g_i)$. Если $\Delta n/n > 0$, то переход $k \rightarrow i$ инвертирован, а величина $\Delta n/n$ характеризует степень инверсии.

Учитывая, что все коэффициенты вероятностей пропорциональны n_H (см. (2), (4)), левую и правую части уравнений (6) можно разделить на n_H , и тогда решение системы (6), (7) будет зависеть только от T_H , T_e и η .

Для того, чтобы определить, как влияет использование различных наборов вероятностей столкновительных переходов на кинетику ССГ-накачки, были рассчитаны следующие варианты.

Вариант А. Вероятности вращательных переходов H_2O , обусловленных столкновениями с H_2 (C_{ki}^H), берутся из таблиц Грина с указанной выше экстраполяцией, а вероятности переходов H_2O , обусловленных столкновениями с электронами (C_{ki}^e), рассчитываются при помощи выражения (5), т. е. расчет кинетики ССГ-накачки мазеров H_2O производится с наиболее современными данными о столкновительных вероятностях.

Вариант Б. C_{ki}^H вычисляются по формуле (3), а C_{ki}^e — по формуле Госса и Филда (4), т. е. как в работе [4].

Вариант В. C_{ki}^H вычисляются по формуле (3), а C_{ki}^e — при помощи выражения (5).

Вариант Г. C_{ki}^H вычисляются при помощи таблиц Грина, а C_{ki}^e — по формуле Госса и Филда (4).

Все описанные выше варианты рассчитывались для диапазона $10^{-7} \leq \eta \leq 10$ при сочетаниях температур нейтралов и электронов, указанных в табл. 1 крестиком. Кроме этого, для основного варианта А проведены расчеты с указанными в разделе 2а, правилами отбора для вращательных переходов H_2O при столкновениях с нейтралами, а также с учетом резонансов при возбуждении вращательных уровней H_2O столкновениями с H_2 (см. раздел 2, пункт 2).

Таблица 1

КОМБИНАЦИИ ТЕМПЕРАТУР, С КОТОРЫМИ ПРОВЕДЕНЫ РАСЧЕТЫ

$T_e \backslash T_H$	200	300	400	500	600	700	1000	1500	3000
300	×		×	×			×	×	
400	×	×		×		×	×	×	
500	×	×	×		×	×		×	
1000	×	×		×		×		×	×
1500	×	×		×		×	×		×

5. *Результаты вычислений.* Влияние выбора модели столкновений на кинетику ССr-накачки космических мазеров H_2O проиллюстрировано на рис. 1, где построена зависимость степени инверсии перехода $6_{16}-5_{23}$, $\frac{\Delta n}{n}$, от логарифма степени ионизации, $\lg \eta$, рассчитанная при $T_H = 500 \text{ K}$ и $T_e = 200 \text{ K}$ для вариантов А, Б, В и Г. Заметим, что величина $\frac{\Delta n}{n}$ при $\eta \rightarrow 0$ должна соответствовать больцмановскому распределению населенностей по вращательным уровням H_2O с температурой T_H , а при $\eta \rightarrow \infty$ — больцмановскому распределению с температурой T_e . Из рисунка видно, что инверсия перехода $6_{16}-5_{23}$ имеет место для всех моделей столкновений. Диапазон степеней ионизации, в котором переход $6_{16}-5_{23}$ инвертирован, меняется менее, чем на два порядка: от $10^{-6} \lesssim \eta \lesssim 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-5} \lesssim \eta \lesssim 1$.

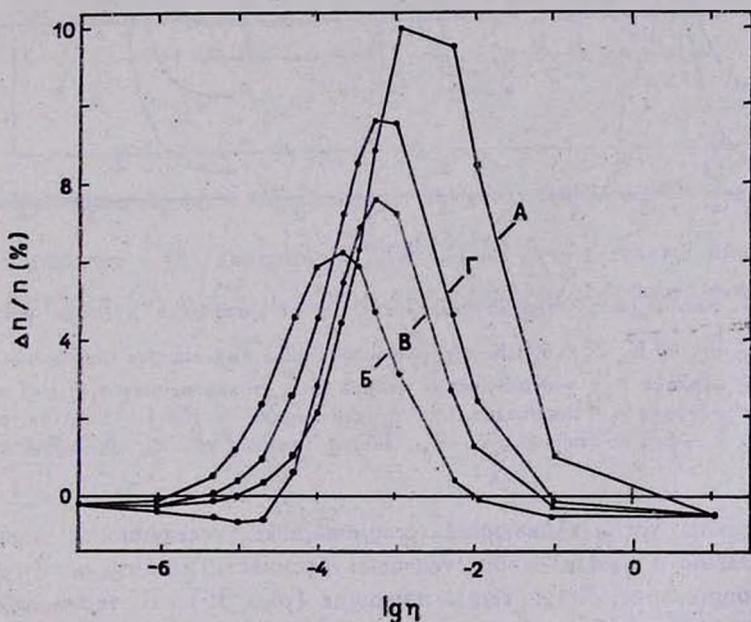


Рис. 1. Зависимость степени инверсии $\frac{\Delta n}{n}$ от логарифма степени ионизации $\lg \eta$ для различных вариантов задания столкновительных вероятностей (А—Г) при $T_H = 500 \text{ K}$, $T_e = 200 \text{ K}$ для перехода $6_{16}-5_{23}$.

Зависимость $\frac{\Delta n}{n}(\lg \eta)$ для варианта А, рассчитанная для более высоких температур: $T_H = 1500 \text{ K}$ и $T_e = 500 \text{ K}$, представлена на

рис. 2а, из которого видно, что значение максимума степени инверсии уменьшилось по сравнению с вариантом А на рис. 1. Это результат того, что при $h\nu_{ki} \ll kT$, где T — наименьшая из температур T_H и T_e , скорость ССГ-накачки, а следовательно и $\frac{\Delta n}{n}$, должны быть приблизительно пропорциональны разности обратных температур $\theta = T_e^{-1} - T_H^{-1}$ [1]. Покажем, что это так.

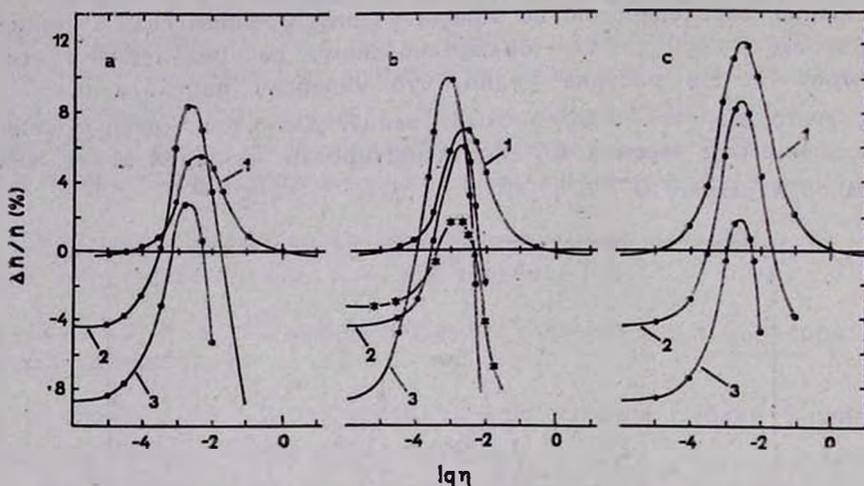


Рис. 2. Зависимость степени инверсии $\frac{\Delta n}{n}$ от логарифма степени ионизации $\lg \eta$ при $T_H = 1500$ К, $T_e = 500$ К для различных инвертированных переходов. а) вариант А; б) вариант А с учетом правил отбора при столкновениях с H_2 ; в) вариант А с учетом резонансных переходов при столкновениях с H_2 . 1 — переход $6_{10} - 5_{23}$; 2 — переход $6_{25} - 5_{33}$; 3 — переход $7_{31} - 6_{13}$; звездочками на рис. 2б обозначен переход $6_{31} - 5_{41}$.

Все циклы, устанавливающие стационарные населенности мазерных уровней можно с определенной степенью условности разбить на 2 группы: накачивающие (рис. 3а) и термализующие (рис. 3б). В термализующем цикле для обоих сигнальных переходов связь с третьим, термализующим (t), уровнем осуществляется одним и тем же столкновительным агентом (например, H_2). В накачивающем же цикле для сигнальных уровней связь с третьим, накачивающим (p), уровнем осуществляется разными столкновительными агентами (H_2 и e).

Будем считать, что накачка осуществляется на l одинаковых циклах, а термализация — на m одинаковых циклах. Тогда в стационарных условиях будет выполняться следующее соотношение:

$$n_1 (C_{12}^p + C_{12}^t) = n_2 (C_{21}^p + C_{21}^t), \quad (8)$$

где $C_{12}^{p(t)}$ — вероятность переноса населенности с уровня 1 (2) на уровень 2 (1) через уровень 3 в накачивающих (термализующих) циклах;

$$C_{12}^p = l \frac{C_{1p}^H \cdot C_{p2}^*}{C_{p2}^* + C_{p1}^H}, \quad C_{21}^p = l \frac{C_{2p}^* \cdot C_{p1}^H}{C_{p2}^* + C_{p1}^H}. \quad (9)$$

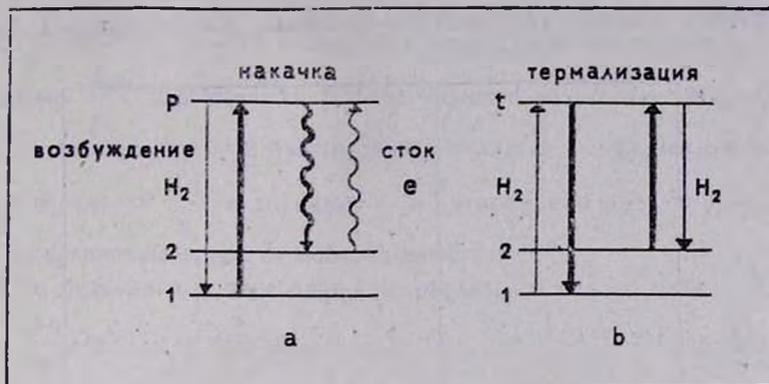


Рис. 3. Накачивающие (а) и термализующие (б) циклы для мазерного перехода 2—1.

Подставив в (8) значения C_{12}^p и C_{21}^p из (9), а также аналогичные величины для C_{12}^t и C_{21}^t и сделав очевидные преобразования, получим

$$\frac{\Delta n}{n} \equiv 1 - \frac{n_1}{n_2} \approx \frac{l \frac{C_{p1}^H \cdot C_{p2}^*}{C_{p1}^H + C_{p2}^*} (e^{-E_p/kT_H} - e^{-E_p/kT_*}) - \frac{m}{2} C_{12}^t e^{-E_t/kT} (1 - e^{-E_{12}/kT})}{l \frac{C_{1p}^H \cdot C_{p2}^*}{C_{p2}^* + C_{p1}^H} + \frac{m}{2} C_{12}^t e^{-E_t/kT}}, \quad (10)$$

где E_t и E_p — характерные энергии термализующего и накачивающего переходов, T — температура основного термализующего агента. В нашем случае, когда $C_{p1}^H \approx C_{p2}^* \approx C_{12}$, $E_p \approx E_t$, $(E_p, E_{12}) \ll (kT_H, kT_*)$ и $E_{12} \approx 10^{-2} E_p$, из (10) получаем

$$\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{e^{E_p/kT_H} E_p \left(\frac{1}{T_*} - \frac{1}{T_H} \right) - \frac{m}{l} \frac{E_{12}}{kT}}{1 + m/l} \quad (11)$$

При $m/l \ll E_p/E_{12}$ (у нас $m \sim 10$, $l \sim 1$)

$$\frac{\Delta n}{n} \approx E_p \exp(E_p/kT_H)/(1+m/l) \left(\frac{1}{T_*} - \frac{1}{T_H} \right) \propto \frac{1}{T_*} - \frac{1}{T_H},$$

что и требовалось доказать.

Зависимость $\frac{\Delta n}{n}$ от $\theta \equiv T_*^{-1} - T_H^{-1}$ для перехода $6_{10}-5_{23}$, полученная из расчетов, показана на рис. 4, из которого видно, что эта зависимость в первом приближении линейная. Таким образом, мы мо-

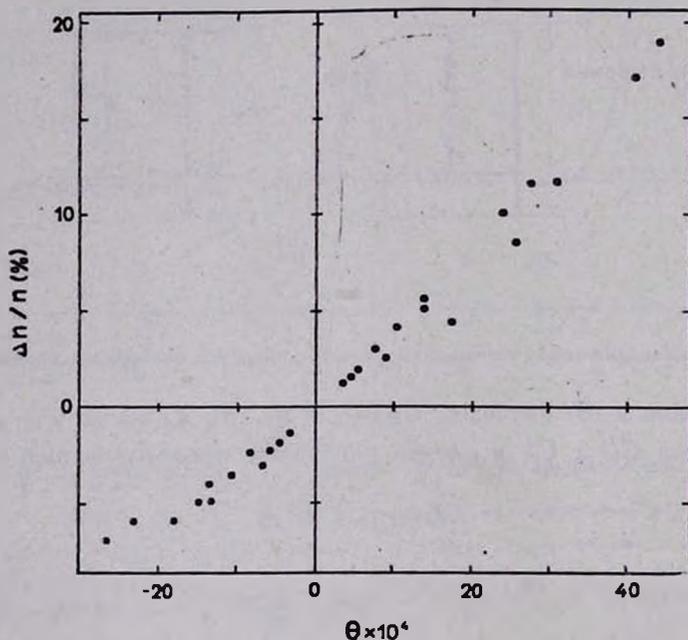


Рис. 4. Зависимость степени инверсии $\frac{\Delta n}{n}$ от параметра $\theta = (T_*^{-1} - T_H^{-1}) \cdot 10^4$ при $\eta = 5 \cdot 10^{-3}$ для перехода $6_{10}-5_{23}$ (вариант А).

жем оценить величину $\frac{\Delta n}{n}$ для этого мазерного перехода при любом сочетании T_H и T_* . Из рис. 4 также видно, что переход $6_{10}-5_{23}$ будет инвертирован (в определенном диапазоне η) даже при небольшом различии между T_H и T_* , т. к. прямая $\frac{\Delta n}{n}(\theta)$ практически проходит через начало координат. Для ИК-переходов $h\nu \sim kT$, поэтому для

них зависимость $\frac{\Delta n}{n}(\theta)$ не столь проста, и инверсия может возникнуть лишь при достаточно большой разнице между T_H и T_* .

На рис. 2а показана зависимость $\frac{\Delta n}{n}(\lg \eta)$ для переходов (кроме $6_{16}-5_{23}$) $6_{25}-5_{32}$ и $7_{34}-6_{43}$, которые инвертируются в результате ССГ-накачки при $10^{-4} \lesssim \eta \lesssim 10^{-2}$ и $10^{-3} \lesssim \eta \lesssim 5 \cdot 10^{-3}$ соответственно.

Та же зависимость, что и на рис. 2а, но с учетом правил отбора (см. раздел 2в), представлена на рис. 2б. Здесь появляется еще один инвертированный переход $6_{34}-5_{41}$ (обозначен на рисунке звездочками). Величина максимума $\frac{\Delta n}{n}$ для перехода $6_{16}-5_{23}$ немного возрастает, а диапазон η , в котором данный переход инвертирован, остается почти неизменным. Для других переходов $\frac{\Delta n}{n}$ и диапазон η , в котором они инвертируются, меняются по сравнению с рис. 2а довольно заметно.

Учет резонансных переходов (см. раздел 2г) сильно влияет на зависимость $\frac{\Delta n}{n}(\lg \eta)$ для перехода $6_{16}-5_{23}$ (ср. рис. 2а и 2с). Существенно, что теперь этот переход остается инвертированным при $\eta \sim 10^{-5}$.

Из наших расчетов следует, что комбинирование способов задания C_{ki}^H и C_{ki}^e может влиять на число инвертированных переходов при данных температурах T_H и T_* . При различных моделях столкновений, кроме указанных выше, инвертировались переходы $4_{23}-3_{10}$ (0.67 мм), $6_{45}-5_{20}$ (0.68 мм), $8_{27}-7_{34}$ (0.23 мм), $6_{43}-7_{16}$ (0.19 мм), $4_{32}-5_{05}$ (0.18 мм), $1_{10}-1_{01}$ (0.54 мм), $4_{14}-3_{21}$ (0.79 мм), $6_{52}-7_{25}$ (0.09 мм).

Устойчивая инверсия перехода $6_{16}-5_{23}$ сохраняется, если $T_H > T_*$. Однако интересно, что в варианте В инверсия этого перехода возможна и при $T_* > T_H$, но она имеет место в узком интервале η и невелика (рис. 5). С термодинамической точки зрения неравновесное распределение населенностей (в частности, инверсия населенностей) возможно, разумеется, как при $T_* > T_H$, так и при $T_* < T_H$ [1], однако, вопреки работе [20], наши кинетические расчеты с сильно варьируемыми вероятностями столкновительных переходов заставляют отдать предпочтение случаю $T_H > T_*$.

6. *Заключение.* ССГ-накачка космических мазеров H_2O с энергетической точки зрения является наиболее выгодной и позволяет объяснить самые яркие мазерные конденсации (W 49, W 51). Энергетические возможности ССГ-механизма подробно исследовались Стрельницким в работах [1, 2], в которых было показано, что максимальное значение коэффициен-

та вероятности данного механизма накачки, ΔP_{CCr} , достигается при степени ионизации $\eta \sim 10^{-5}$, и если $|T_H - T_e|/T_H \sim 10^0/0$, $\Delta P_{CCr} (\text{с}^{-1}) \approx \approx 10^{-14} n_H$.

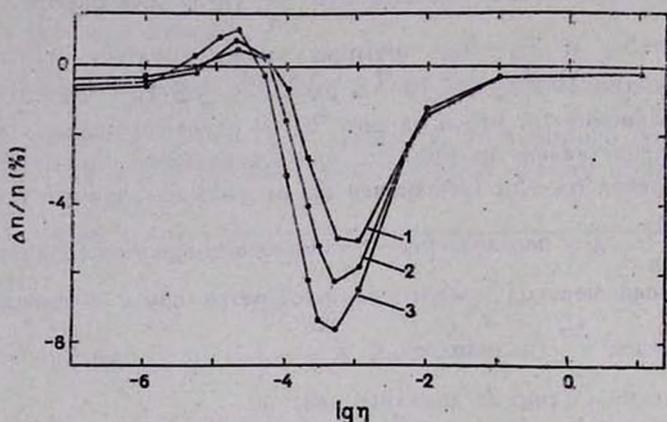


Рис. 5. Зависимость степени инверсии $\frac{\Delta n}{n}$ от логарифма степени ионизации $\lg \eta$ для перехода $6_{10}-5_{23}$ (вариант В) при $T_e = 1500$ К и $T_H = 1) 500$ К, 2) 400 К, 3) 300 К.

Исследование кинетики CCr -накачки космических мазеров H_2O с различными моделями столкновений H_2O-H_2 и H_2O-e показало: 1) переход $6_{16}-5_{23}$ устойчиво инвертируется этой накачкой при $T_H > T_e$ в диапазоне степеней ионизации $10^{-5} \lesssim \eta \lesssim 10^{-1}$; 2) инверсия ИК-переходов H_2O в результате CCr -накачки требует более высоких степеней ионизации ($\eta \gtrsim 10^{-4}$), чем это необходимо для наблюдаемого мазерного перехода, а также большего различия между T_H и T_e ; 3) при определенном способе задания C_{ki}^H и C_{ki}^e столкновительно-столкновительная накачка способна инвертировать переход $6_{16}-5_{23}$ и при $T_H < T_e$.

В комплексе с другими данными будущие наблюдения ИК-переходов от мощных мазерных источников H_2O позволят, с одной стороны, судить о том, работает ли в них в действительности CCr -накачка, с другой стороны, если наличие CCr -накачки будет признано вероятным, — уточнить η и $T_H^{-1} - T_e^{-1}$.

Авторы благодарят В. С. Стрельницкого за интерес к работе и полезные замечания.

KINETICS OF THE COLLISION-COLLISIONAL PUMPING OF H_2O COSMIC MASERS

G. T. BOLGOVA, S. V. MAKAROV, A. M. SOBOLEV

Kinetics of collision-collisional (CCr) pumping of H_2O masers has been reinvestigated using found in the literature (obtained by different methods) H_2O rotational transitions probabilities under collisions (with respect to the model of collisions) tendency to invert the $6_{16}-5_{23}$ transition giving the observed 1.35 cm maser line when the degree of ionization $\eta > 5 \cdot 10^{-5}$ and $T_H > T_e$. The inversion of the $6_{16}-5_{23}$ transition is also possible when $T_H < T_e$ but only when one special model of collision is used. The $6_{25}-5_{32}$ ($\lambda = 0.23$ mm) and $7_{34}-6_{43}$ ($\lambda = 0.12$ mm) transitions are also inverted by CCr -pumping but in a more narrow range of η .

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Стрельницкий, Письма в Астрон. ж., 6, 354, 1980.
2. V. S. *Strel'nitskiĭ*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 207, 339, 1984.
3. В. С. Стрельницкий, Письма в Астрон. ж., 8, 165, 1982.
4. Г. Т. Болгова, Науч. инф.—Астрон. сов. АН СССР, вып. 47, 9, 1981.
5. S. Green, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 42, 103, 1980.
6. А. М. Соболев, С. В. Макаров, Астрон. ж., 61, 1228, 1984.
7. В. С. Стрельницкий, Науч. инф.—Астрон. сов. АН СССР, вып. 52, 75, 1983.
8. И. К. Шмелд, В. С. Стрельницкий, В. В. Музылев, Астрон. ж., 53, 728, 1976.
9. С. Я. Уманский, Препр. ИКИ, № 4643, М., 1979.
10. В. И. Селяков, ПМТФ, № 3, 10, 1980.
11. В. К. Конюхов, Кратк. сообщ. по физ., № 10, 20, 1982.
12. С. С. Бакастов, В. К. Конюхов, В. И. Тихонов, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 37, 427, 1983.
13. Д. А. Варшавович, В. К. Кегель, С. Чандра, Письма в Астрон. ж., 9, 395, 1983.
14. S. Chandra, W. H. Kegel, D. A. Varshalovitch, M. A. Albrecht, *Astron. Astrophys.*, 140, 295, 1984.
15. W. M. Goss, G. B. Field, *Astrophys. J.*, 151, 177, 1968.
16. Y. Itikawa, *J. Phys. Soc. Jap.*, 32, 217, 1972.
17. И. Г. Резников, В. С. Стрельницкий, Сообщ. ГАИШ, № 183, 1983.
18. Справочник по специальным функциям, Наука, М., 1979.
19. Г. Т. Болгова, В. С. Стрельницкий, С. Я. Уманский, Науч. инф.—Астрон. сов. АН СССР, вып. 50, 22, 1982.
20. N. D. Kylafis, C. Norman, *Astrophys. J.*, 300, L73, 1985.