

УДК 524.527.7

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ ДЛЯ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНОГО ЯДРА L1287 ПРИ ВПИСЫВАНИИ МОДЕЛЬНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КАРТ В НАБЛЮДАЕМЫЕ

© 2021 г. Л. Е. Пирогов<sup>1,\*</sup>, П. М. Землянуха<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

*\*E-mail: pirogov@appl.sci-nnov.ru*

Поступила в редакцию 16.07.2020 г.

После доработки 30.08.2020 г.

Принята к публикации 30.08.2020 г.

Разработан алгоритм нахождения глобального минимума многомерной функции ошибки при вписывании модельных спектральных карт в наблюдаемые, в котором с помощью метода главных компонент снижается размерность модели, уменьшается степень связанности параметров и определяется область минимума. Для расчета оптимальных значений параметров применяется метод к ближайших соседей. Алгоритм использован для оценки физических параметров плотного сжимающегося звездообразующего ядра L1287. Проведено вписывание карт в линиях  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ,  $\text{HCN}(1-0)$  и  $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$ , рассчитанных в рамках микротурбулентной 1D модели, в наблюдаемые. Получены оценки физических параметров ядра, включая радиальные профили плотности ( $\propto r^{-1.7}$ ), турбулентной скорости ( $\propto r^{-0.4}$ ) и скорости сжатия ( $\propto r^{-0.1}$ ). Рассчитаны доверительные интервалы полученных значений параметров. Степенной индекс радиального профиля скорости сжатия с учетом погрешности его определения ниже по абсолютному значению, чем ожидаемый в случае коллапса газа на протозвезду в режиме свободного падения. Данный результат может являться аргументом в пользу модели глобального сжатия ядра L1287.

DOI: 10.31857/S0004629921010047

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования структуры и кинематики плотных ядер молекулярных облаков дают информацию о начальных условиях и ранних стадиях процесса звездообразования, которая используется в теоретических моделях. Это является особенно важным при изучении областей образования массивных звезд и звездных скоплений, сценарий эволюции которых в настоящее время только разрабатывается (см., напр., [1, 2]).

Согласно данным наблюдений массивные звезды ( $\geq 8 M_{\odot}$ ) и звездные скопления образуются в близких к вириальному равновесию плотных ядрах, находящихся в массивных газо-пылевых комплексах и сгустках, имеющих форму волокон (см., напр., [3–7]). Существующие теоретические модели звездообразования используют различные предположения о начальном состоянии ядер. Так, в модели изотермической сферы, применяемой для описания образования изолированных звезд малой массы [8, 9], предполагается, что квазиравновесное сферическое ядро с профилем

плотности Боннора-Эберта (плоский участок вблизи центра и близкая к  $\propto r^{-2}$  зависимость в оболочке) эволюционирует к состоянию с сингулярностью в центре (протозвезда), после чего начинается коллапс, который распространяется изнутри наружу (“inside-out”). В модели турбулентного ядра [10], предложенной для описания образования массивных звезд и звездных скоплений, в качестве начального состояния также рассматривается сфера в гидростатическом равновесии, обладающая сверхзвуковой турбулентностью и профилем плотности  $\propto r^{-3/2}$  [10, 11]. Профили плотности и скорости в области, где газ коллапсирует на протозвезду, как в модели изотермической сферы, так и в модели турбулентного ядра, имеют вид  $\propto r^{-3/2}$  и  $\propto r^{-1/2}$ , соответственно. Как показано в работе [12], данные профили не зависят от уравнения состояния газа в ядре.

Альтернативная модель глобального иерархического коллапса [13] исходит из того, что ядра, как и родительские облака, являются неравновес-

ными объектами, находящимися в процессе глобального коллапса еще до формирования протозвезды, а наблюдаемая близость их к состоянию вириального равновесия происходит, в частности, из-за близости скорости свободного падения к вириальной. В данной модели, основанной на классических работах Ларсона и Пенстона [14, 15], после формирования протозвезды профиль плотности в оболочке имеет вид  $\propto r^{-2}$ , а скорость сжатия не зависит от радиального расстояния (см., напр., [16, 13]). Вблизи протозвезды, где происходит коллапс, радиальные профили плотности и скорости сжатия такие же, как и в моделях изотермической сферы и турбулентного ядра. Таким образом, для того, чтобы сделать выбор между указанными моделями, информации о профиле плотности недостаточно, необходимо, в первую очередь, знать профиль скорости во внешних областях ядер.

Кинематику ядер оценивают, в основном, по данным наблюдений в молекулярных линиях. Наличие систематических скоростей на луче зрения приводит к смещению центров оптически толстых и тонких линий (см., напр., [17]) и к появлению асимметрии на спектрах оптически толстых линий за счет поглощения излучения внутренних слоев внешними и эффекта Доплера (см., напр., [18, 19]). Усредненное значение скорости сжатия ядра можно оценить в рамках более или менее простых моделей из наблюдений асимметричной линии в одной точке (см., напр., [20–23]). Для оценки радиального профиля систематической скорости необходимо проводить вписывание модельных спектральных карт в наблюдаемые, одновременно рассчитывая или задавая профили других физических параметров.

Методы автоматического вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые в случае нескольких свободных параметров на сегодняшний день используются редко. Обычно исследователи сравнивают спектры, наблюдаемые в отдельных точках, с модельными, реже спектральные карты, варьируя один-два параметра и считая остальные заданными на основании независимых наблюдений, предсказаний теоретических моделей или результатов предварительных расчетов (см., напр., [24–29]). Систематическая скорость сжатия при этом считается либо постоянной, либо используется радиальный профиль  $\propto r^{-1/2}$ . Сложность нахождения оптимальных значений при одновременном варьировании нескольких параметров связана с тем, что функция ошибки может иметь более одного локального минимума, а сами параметры могут коррелировать друг с другом, что приводит к зависимости от начальных условий и плохой сходимости. Использование специальных методов поиска глобального минимума функции ошибки (напри-

мер, метода дифференциальной эволюции [30]) в случае модели с несколькими свободными параметрами может приводить к существенным вычислительным затратам.

Для анализа экспериментальных данных в последнее время успешно применяется метод главных компонент (ГК) [31]. Он предполагает преобразование данных к такому оптимальному базису, линейные связи между базовыми векторами которого исключены. Это позволяет снизить размерность рассматриваемых данных. Данный метод нередко используется для снижения размерности астрономических данных (см., напр., [32] и ссылки в этой работе), однако его также можно применить к результатам модельных расчетов, снизив размерность модели и определив область значений параметров вблизи минимума функции ошибки. Точные значения модельных параметров, соответствующие минимуму функции ошибки, можно рассчитать с помощью метода регрессии. В частности, весьма удобным для этой цели представляется метод k ближайших соседей (кБС) [33]. Он является аналогом метода наименьших квадратов, но в отличие от последнего позволяет выбрать из набора моделей те, что соответствуют данным наблюдений по критерию минимума квадрата ошибки.

Целью настоящей работы являлась разработка алгоритма, использующего методы ГК и кБС, для вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые, и применение этого алгоритма для оценки радиального профиля систематической скорости и других физических параметров в плотном ядре L1287. В данном объекте формируется скопление звезд малой и промежуточной масс, а наблюдаемые профили оптически толстых линий обладают асимметрией, характер которой указывает на сжатие (см., напр., [34]). Для анализа были использованы данные наблюдений в линиях  $\text{НСО}^+(1-0)$ ,  $\text{НСН}(1-0)$ , которые являются индикаторами газа с высокой плотностью ( $\geq 10^5 \text{ см}^{-3}$  [18]), а также линий изотопов этих молекул. Наблюдения в различных линиях молекул  $\text{НСО}^+$  и  $\text{НСН}$  нередко используются для поиска массивных ядер с систематическими движениями на луче зрения (см., напр., [35–39]). Линия  $\text{НСН}(1-0)$ , однако, для этих целей используется реже. Она обладает тремя сверхтонкими компонентами с различной оптической толщиной и отношениями интенсивностей, отличающимися от случая локального термодинамического равновесия (ЛТР), наблюдаемые профили которых могут перекрываться. Для определения параметров физической и кинематической структуры ядер по данным  $\text{НСН}(1-0)$  необходимо использовать не-ЛТР модели (см., напр., [40, 41]). В настоящей работе для расчета возбуждения  $\text{НСО}^+$ ,  $\text{НСН}$  и их

изотопов использовалась 1D микротурбулентная сферически-симметричная не-ЛТР модель, в которой физические параметры, включая систематическую скорость, являлись функциями расстояния от центра.

Статья состоит из пяти разделов и Приложения. В разделе 2 представлен алгоритм вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые с помощью методов ГК и кБС. В разделе 3.1 дана сводка наблюдательных данных и физических свойств ядра L1287. Применение алгоритма к данным наблюдений L1287 и результаты оценки физических параметров приведены в разделе 3.2. Обсуждение результатов и выводы представлены в разделах 4 и 5, соответственно. В Приложении дано описание модели.

## 2. АЛГОРИТМ ВПИСЫВАНИЯ МОДЕЛЬНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КАРТ В НАБЛЮДАЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ

Процесс вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые с помощью обычных итеративных методов для оценки физических параметров осложнен тем, что многомерная функция ошибки (суммарная невязка между наблюдаемыми и модельными спектрами) может иметь несколько локальных минимумов, что приводит к зависимости от начальных значений. Наличие корреляции между параметрами может при этом серьезно ухудшать сходимость. Иной подход заключается в том, чтобы заранее рассчитать множество модельных карт для некоторой сетки модельных параметров и выбрать из них те, что близки к наблюдаемым. Сложность данного подхода состоит в том, что проведение расчетов для дискретной  $n$ -мерной сетки (где  $n$  – число параметров), достаточно плотно перекрывающей пространство вероятных значений, может выходить за пределы вычислительных возможностей. Очевидно, однако, что такая сетка избыточна. Если значения параметров задавать случайным образом, то рассчитав для них модельные карты, можно грубо определить область значений, внутри которой находится минимум функции ошибки. Применив к полученной области некоторое преобразование, которое минимизирует связи между параметрами, и отобразив его в новое пространство ортогональных векторов, можно снизить размерность, отбросив вектора, которые несут минимальную информацию о параметрах модели. Заполнив оставшееся пространство векторов достаточно плотной сеткой и сделав обратное преобразование, получаем заполненное пространство параметров модели вблизи минимума, точное значение которого можно найти методом регрессии. В качестве такого преобразования можно использовать метод главных компонент

(ГК), который является классическим методом снижения размерности [31]. Он предполагает нахождение такого линейного отображения, в котором исходное множество параметров будет представлено базисом векторов (главных компонент), корреляции между которыми сведены к минимуму.

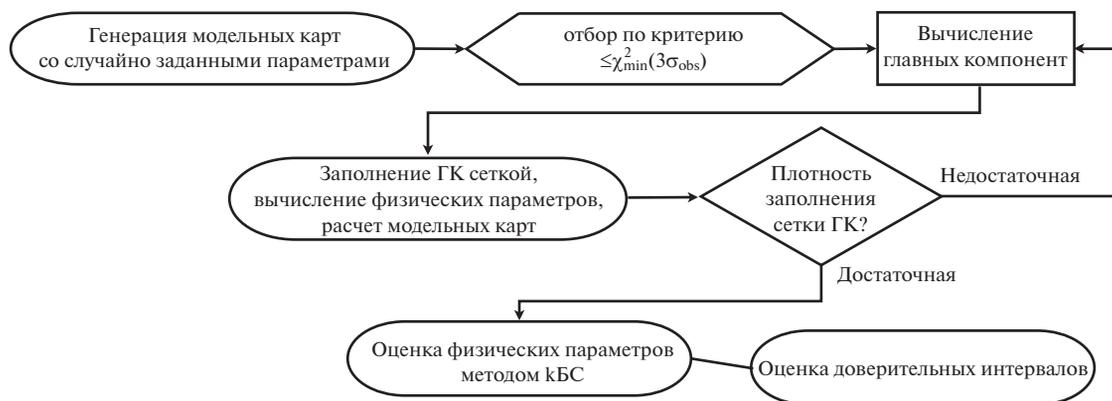
Описанные общие положения определили алгоритм нахождения физических параметров плотных ядер молекулярных облаков с помощью вписывания модельных карт молекулярных линий в наблюдаемые. Алгоритм включал в себя предварительный анализ данных наблюдений и определение параметров, которые будут свободными, снижение размерности и выделение области модельных параметров вблизи минимума методом ГК, нахождение оптимальных значений свободных параметров с помощью метода к ближайшим соседям (кБС) [33] и определение границ доверительных областей для каждого из них. Блок-схема алгоритма представлена на рис. 1. Оптимальные параметры определялись, исходя из минимума функции ошибки:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_p - n} \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^m \frac{(I_{ij}^{\text{obs}} - I_{ij}^{\text{mod}})^2}{\sigma_j^2}, \quad (1)$$

где  $N$  – количество пространственных точек в карте,  $m$  – количество каналов в спектре,  $I_{ij}^{\text{obs}}$  и  $I_{ij}^{\text{mod}}$  – наблюдаемая и модельная интенсивность в  $i$ -м спектральном канале для  $j$ -й точки на карте, соответственно,  $\sigma_j$  – среднеквадратичное отклонение наблюдаемого спектра в точке  $j$ , рассчитанное по флуктуациям интенсивности вне диапазона линии,  $N_p = m \times N$ ,  $n$  – количество параметров модели.

В ходе предварительного анализа определялись координаты центральной точки на карте (центр ядра) и скорость источника по данным наблюдений оптически тонкой линии. Затем с помощью генератора случайных чисел задавалось множество значений модельных параметров в достаточно широких диапазонах, рассчитывались модельные спектральные карты и значения функции ошибки. Среди данного множества отбирались те, что удовлетворяли неравенству:

$\chi^2 \leq \chi_{\text{min}}^2(3\sigma_{\text{obs}})$ , где  $\chi_{\text{min}}^2(3\sigma_{\text{obs}})$  есть значение функции ошибки при тех же модельных параметрах, что дают минимальное значение  $\chi^2$  для данного множества при добавлении к наблюдаемым интенсивностям шумов со среднеквадратичным отклонением, равным  $3\sigma_{\text{obs}}$ . Для полученной выборки параметров рассчитывались матрицы прямого и обратного преобразования в пространство ГК, число компонент сокращалось, а оставшееся пространство заполнялось регулярной сеткой.



**Рис. 1.** Блок-схема алгоритма определения параметров при вписывании модельных спектральных карт в наблюдаемые.

Узлы сетки с помощью обратного преобразования отображались в значения физических параметров.

Выбор достаточного количества компонент является непростой задачей, поскольку любой метод снижения размерности приводит к потере информации. Обзор возможных вариантов ее решения представлен в Приложении статьи [42] и в ссылках к этой статье. В использованном нами линейном методе ГК потеря информации может проявляться в смещении значений физических параметров после прямого и обратного преобразования. Количество оставшихся компонент, определяющее величину потери, выбиралось таким образом, чтобы отношение суммы собственных векторов матрицы ковариации ГК к сумме собственных векторов матрицы ковариации физических параметров отличалось от единицы (значения в случае тождественного преобразования) не более, чем на 10%, а смещение в оценке параметров не приводило к систематическим ошибкам [42, 43].

Заключительный шаг заключался в расчете значений физических параметров, соответствующих точному минимуму функции ошибки, и оценке погрешностей. Для этого был использован метод кБС [33], ранее применявшийся нами для оценки физических параметров плотного ядра S255N [44]. Метод кБС аналогичен методу наименьших квадратов, но в отличие от последнего не подгоняет параметры модели под наблюдаемые спектры, а рассчитывает оптимальные значения параметров из заранее полученных модельных спектров по тому же критерию. Данный метод позволяет проводить регрессионный анализ между множеством модельных карт с различными параметрами и наблюдаемой картой. Таким образом, среди всех модельных карт находилось  $k$  ближайших к наблюдаемой по критерию минимума среднего значения  $\chi^2$ . В случае, если такой

минимум отсутствовал ( $\chi^2$  возрастает при увеличении  $k$ , усреднение по моделям увеличивает функцию ошибки), требовалась более частая сетка в области главных компонент около предполагаемого минимума. Оптимальным значением параметра  $p$  являлось взвешенное на  $\chi^2$  среднее по  $k$  отобраным реализациям:

$$p = \frac{\sum_{i=1}^k p_i / \chi_i^2}{\sum_{i=1}^k 1 / \chi_i^2}, \quad (2)$$

где  $p_i$  и  $\chi_i^2$  — значения параметра и функции ошибки для  $i$ -й точки в пространстве параметров, соответственно.

Используя карты объекта в нескольких спектральных линиях с различной оптической толщиной, можно сузить диапазон доверительных значений, вписывая модельные спектры в эти карты одновременно. Дополнительными параметрами модели при этом будут являться относительные распространенности молекул. Суммарная функция ошибки для карт в нескольких линиях ( $n_{\text{lines}}$ ) имеет следующий вид:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_p - n} \sum_{k=1}^{n_{\text{lines}}} \sum_{j=1}^{N_k} \sum_{i=1}^{m_k} \frac{(I_{ijk}^{\text{obs}} - I_{ijk}^{\text{mod}})^2}{\sigma_{jk}^2}, \quad (3)$$

где  $N_p = \sum_{k=1}^{n_{\text{lines}}} N_k \times m_k$ ,  $N_k$  — количество пространственных точек на карте в  $k$ -й линии,  $m_k$  — количество каналов в спектре  $k$ -й линии,  $\sigma_{jk}$  — среднеквадратичное отклонение наблюдаемого спектра в  $k$ -линии в точке  $j$ .

Поскольку пространство параметров является криволинейным, то доверительные области вероятных значений параметров определялись с помо-

щью сечения многомерной функции ошибки гиперплоскостью  $\chi^2 = \chi_\sigma^2$ . Расчет  $\chi_\sigma^2$  не зависит от выбора базиса, и его удобно проводить в пространстве главных компонент. В качестве порогового значения было принято  $\chi_\sigma^2 = \chi_{\min}^2(p_{c_l}^{\text{opt}} \pm \sigma_{p_{c_l}})$ , значение функции ошибки в случае, когда одна из главных компонент ( $p_{c_l}$ ) принимает значение, смещенное от оптимального на  $\sigma_{p_{c_l}}$ , а остальные компоненты варьируются так, чтобы функция ошибки приняла минимальное значение. В качестве  $\sigma_{p_{c_l}}$  бралась симметричная оценка погрешности компоненты  $p_{c_l}$ , представляющая собой диагональный элемент матрицы, обратной к матрице Гессе,  $\sigma_{p_{c_l}}^2 = \beta_{ll}^{-1}$  (см., напр., [45–47]), элемент которой рассчитывался как

$$\beta_{lm} = \sum_{k=1}^{n_{\text{ines}}} \sum_{j=1}^{N_k} \sum_{i=1}^{m_k} \frac{1}{\sigma_{jk}^2} \frac{\partial I_{ijk}^{\text{mod}}}{\partial p_{c_l}} \frac{\partial I_{ijk}^{\text{mod}}}{\partial p_{c_m}}, \quad (4)$$

где  $p_{c_l}, p_{c_m}$  – различные главные компоненты. Производные рассчитывались численно по всему множеству модельных карт. После оценки порогового значения  $\chi_\sigma^2$  строились двумерные проекции функции ошибки и ее сечения гиперплоскостью на плоскости различных пар модельных параметров и определялись доверительные области. Эти области в общем случае являются несимметричными относительно оптимальных значений параметров. Пример использования двумерных проекций функции ошибки для оценки доверительных диапазонов модельных параметров при анализе карт молекулярных линий в ядре L1287 приведен в разделе 3.2.

### 3. ОЦЕНКА ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЯДРА L1287

#### 3.1. Наблюдательные проявления L1287

Темное облако L1287 расположено на расстоянии  $0.93 \pm 0.03$  кпк [48] и имеет форму волокна длиной  $\sim 10$  пк. Карта излучения пыли в континууме на длине волны  $500 \mu\text{m}$ , полученная на телескопе “Herschel” в направлении L1287 (observation ID: 1342249229 [49]), приведена на рис. 2 (цвета различных оттенков). В центральной части облака расположено ядро повышенной плотности, в котором находится источник IRAS 00338+6312 ( $L \sim 10^3 L_\odot$  [34]). В ядре также обнаружены два объекта типа FU Ori (RNO 1B/1C) [51–53], а также скопление ИК и радиоисточников, которые, вероятно, связаны с молодыми звездными объектами малой и промежуточной массы [54, 53]. Здесь же обнаружены мазерные линии молекул воды [55] и метанола [56]. Наблюдения в молекулярных линиях [34, 57, 58] показа-

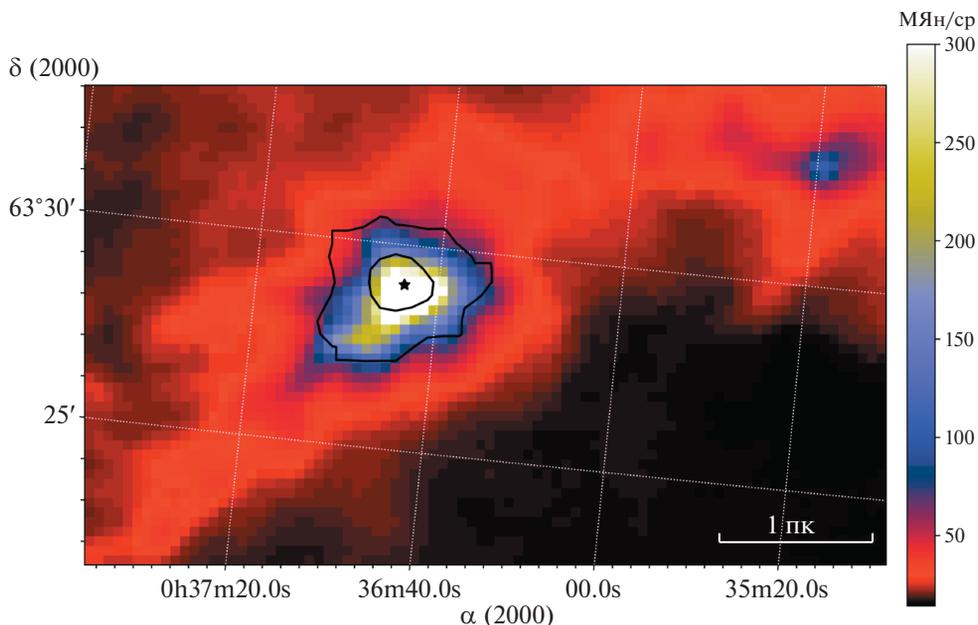
ли наличие биполярного истечения в направлении на северо-восток и на юго-запад. По данным наблюдений в линии  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  в работе [59] сделан вывод о наличии в центральной части ядра вращающегося диска радиусом  $\sim 7800$  а.е., вдоль оси которого направлено биполярное истечение. По данным интерферометрических наблюдений внутренняя часть ядра ( $\leq 0.1$  пк) сильно фрагментирована [60, 61]. В работе [61] была предложена кинематическая модель центральной части ядра L1287, согласно которой движения газа, направленные к центру из внешних областей ядра, становятся неизотропными вблизи центра и переходят во вращение диска.

Размеры областей излучения ядра L1287 в различных молекулярных линиях и в континууме варьируют в диапазоне от нескольких десятых до одного парсека [34, 62–65], форма областей излучения в целом близка к сферически-симметричной. Профили оптически толстых линий в ядре L1287 асимметричны и имеют два пика, разделенные провалом, причем амплитуда голубого пика на большей части карт выше, чем у красного [25, 34, 62].

Ядро L1287 наблюдалось нами в 2015 г. на радиотелескопе OSO-20m в различных молекулярных линиях в диапазоне частот  $\sim 85-89$  ГГц [50]. Угловое разрешение при наблюдениях составляло  $\sim 42''$ , что соответствовало линейному разрешению  $\sim 0.19$  пк. Изолинии интегральной интенсивности линии  $\text{HCO}^+(1-0)$ , наложенные на карту “Herschel”, приведены на рис. 2. Наблюдавшиеся практически во всей области ( $\sim 0.9$  пк) асимметричные профили  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{HCN}(1-0)$  и симметричные профили оптически тонких линий, пики интенсивности которых близки к положению провалов на профилях оптически толстых линий, по всей вероятности, указывают на сжатие газа.

#### 3.2. Анализ карт ядра L1287 в различных молекулярных линиях

Алгоритм, изложенный в разделе 2, был применен для оценки физических параметров ядра L1287. Для этого проводилось вписывание карт в линиях  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ,  $\text{HCN}(1-0)$  и  $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$ , рассчитанных в рамках 1D микротурбулентной модели (см. Приложение), в центральную часть наблюдаемой области с угловым размером  $80''$  ( $\sim 0.4$  пк). Физические параметры (плотность, турбулентная и систематическая скорости и кинетическая температура) зависели от расстояния до центра  $r$  по закону:  $P = P_0 / (1 + (r/R_0)^{\alpha_p})$ , где  $R_0$  есть радиус центрального слоя. Свободными параметрами модели явля-



**Рис. 2.** Карта темного облака L1287 на длине волны  $500\ \mu\text{m}$  по данным наблюдений на телескопе “Herschel”. Изолинии интегральной интенсивности линии  $\text{HCO}^+(1-0)$  соответствуют значениям 20 и 50% от максимума ( $38.6\ \text{K}\cdot\text{км/с}$ ) [50]. Звездочкой показан источник IRAS 00338+6312.

лись величины  $P_0$  для радиальных профилей плотности, турбулентной и систематической скоростей ( $n_0$ ,  $V_{\text{turb}}$ ,  $V_{\text{sys}}$ , соответственно), степенные индексы  $\alpha_p$  ( $\alpha_n$ ,  $\alpha_{\text{turb}}$ ,  $\alpha_{\text{sys}}$ ), а также относительные распространенности молекул ( $X$ ), не зависящие от радиального расстояния, и внешний радиус ядра  $R_{\text{max}}$ .

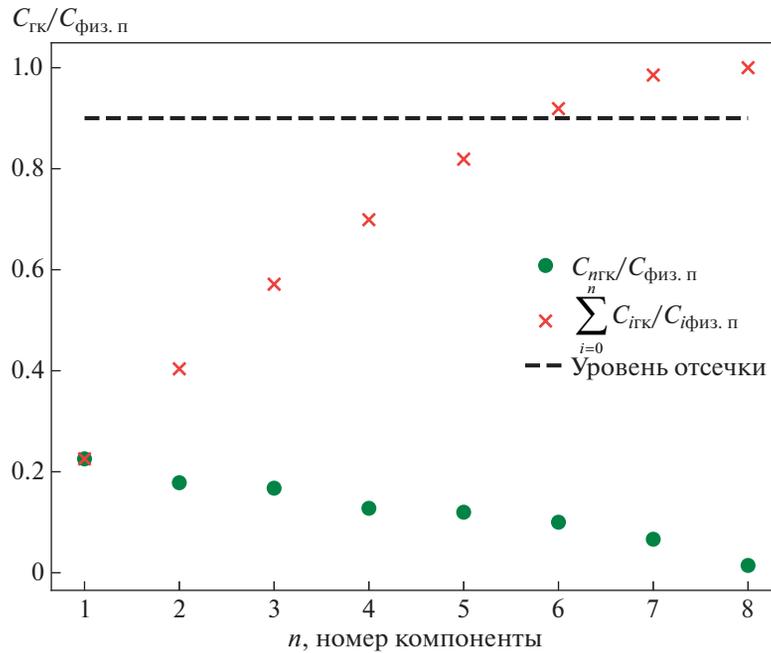
Профиль кинетической температуры задавался в виде  $T = 80\ \text{K}/(1 + (r/R_0)^{0.3})$  и не менялся в процессе расчетов. При этом кинетическая температура изменялась в диапазоне от 40 К в центральном слое до  $\approx 20\ \text{K}$  на периферии, что в целом соответствует оценкам по данным наблюдений (см., напр., [62, 63, 65, 50]). Хотя температуры пыли в L1287 по данным наблюдений “Herschel” составляют  $\sim 15\text{--}24\ \text{K}^1$  [66], данные интерферометрических наблюдений указывают, что во внутренних областях ядра L1287 ( $\approx 0.1\ \text{пк}$ ), где сильны эффекты фрагментации, кинетическая температура фрагментов может достигать  $\sim 80\text{--}100\ \text{K}$  (см. [60]). Таким образом, в расчетах значение 40 К было принято в качестве усредненного значения кинетической температуры в центральном слое, радиус которого ( $R_0$ ) задавался равным  $2 \times 10^{16}\ \text{см}$  ( $\sim 1300\ \text{а.е.}$ ).

Значения лучевой скорости и координат центра ядра были оценены по линии  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ .

<sup>1</sup> <http://www.astro.cardiff.ac.uk/research/ViaLactea/>

Далее для поиска минимума функции ошибки была использована карта в линии  $\text{HCO}^+(1-0)$ . С помощью генератора случайных чисел был создан массив из 6000 значений, которые были случайно и равномерно распределены в следующих диапазонах восьми параметров:  $n_0$  — от  $10^{6.5}$  до  $10^9\ \text{см}^{-3}$ ,  $\alpha_n$  — от 1.3 до 2.5,  $V_{\text{turb}}$  — от 1.4 до 7.5 км/с,  $\alpha_{\text{turb}}$  — от 0.1 до 0.7,  $V_{\text{sys}}$  — от  $-1.3$  до  $-0.2\ \text{км/с}$ ,  $\alpha_{\text{sys}}$  — от  $-0.2$  до 0.4,  $X(\text{HCO}^+)$  — от  $10^{-10.5}$  до  $10^{-8}$ ,  $R_{\text{max}}$  от  $10^{17.7}$  до  $10^{19.2}\ \text{см}$ . Хотя предполагалось, что данные диапазоны заведомо включают в себя оптимальные значения параметров для ядра L1287, их границы не являлись жесткими и могли быть расширены при обратном преобразовании из пространства ГК.

Для каждого значения массива параметров рассчитывались карта в линии  $\text{HCO}^+(1-0)$  и функция ошибки. В соответствии с принятым критерием,  $\chi^2 \leq \chi_{\text{min}}^2(3\sigma_{\text{obs}})$ , из первоначального множества было отобрано 246 значений. Данного количества было достаточно для построения статистики в пространстве главных компонент. Для этих значений с помощью процедуры из библиотеки scikit-learn [67] был рассчитан набор главных компонент. С помощью графика зависимости  $R$  отношения суммы диагональных элементов матрицы ковариации ГК к сумме диагональных элементов матрицы ковариации физических параметров, от количества компонент было оцене-



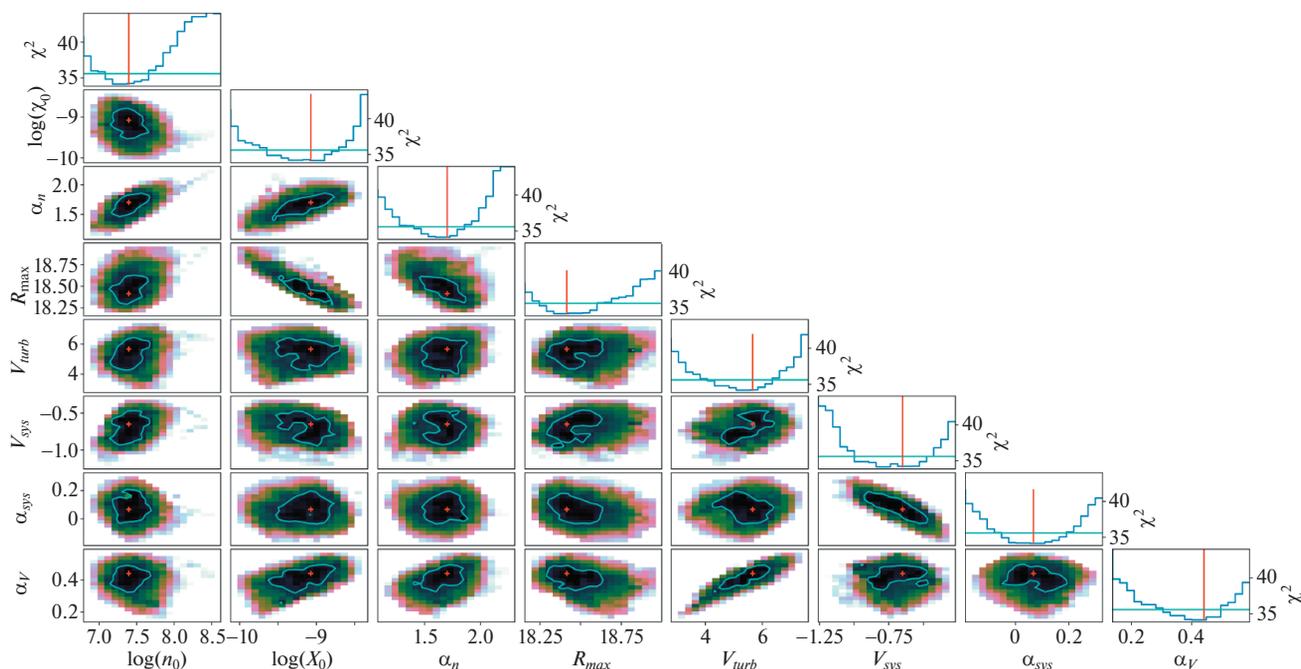
**Рис. 3.** График зависимости отношения суммы диагональных элементов матрицы ковариации ГК к сумме диагональных элементов матрицы ковариации физических параметров от количества компонент (красные крестики). Зелеными кружками показан вклад в относительную матрицу ковариации ГК отдельной компоненты. Горизонтальная штриховая линия соответствует уровню отсечки 0.9.

но минимальное количество ГК, необходимое для представления физических параметров (рис. 3). Из рис. 3 видно, что 5 главных компонент в достаточной мере представляют 8 физических параметров на уровне  $R = 0.9$ . Для пяти главных компонент отличие после обратного преобразования не превышало 5% от шага сетки для всех параметров, что не предполагает искажения дальнейших расчетов и накопления ошибки. На рис. 3 также показан вклад каждой компоненты в относительную матрицу ковариации ГК.

В пространстве оставшихся пяти главных компонент была построена равномерная 5-мерная сетка, центр которой находился в точке минимума функции ошибки, размер сетки соответствовал  $6\Delta(p_i)$ , где  $\Delta(p_i)$  представляет собой среднеквадратичное отклонение значений  $i$ -й компоненты, вычисленное по отобранному множеству точек. Массив значений ГК был пересчитан к массиву значений физических параметров, для которых были рассчитаны спектральные карты и оценены функции ошибки. Из рассчитанных модельных карт методом КБС было оценено значение оптимальных физических параметров по данным  $\text{НСО}^+(1-0)$ . Варьируя с помощью метода наименьших квадратов значения относительных содержаний  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{HCN}$  и  $\text{H}^{13}\text{CN}$ , мы вписали соответствующие модельные спектральные карты в наблюдаемые. При этом также происходила

небольшая подгонка параметров в пределах диапазонов погрешностей, рассчитанных по данным  $\text{НСО}^+(1-0)$ . На основе сравнения набора модельных спектральных карт с наблюдаемыми была оценена общая по четырем линиям функция ошибки по формуле (3). Полученные модельные спектры оказались близки к наблюдаемым вплоть до масштабов  $\sim 0.8$  пк, что подтверждало адекватность использованной модели.

На рис. 4 представлен набор проекций 8-мерной функции ошибки на плоскости различных пар параметров, а также графики зависимости проекции функции ошибки от каждого из параметров. Из двумерных проекций и графиков следует, что модель имеет глобальный минимум, и для каждого параметра можно определить уровень доверительности. Некоторые параметры коррелируют друг с другом. Отчетливая корреляция наблюдается между  $R_{\text{max}}$  и относительной концентрацией  $\text{НСО}^+$  ( $X_0$ ), между  $\alpha_n$  и  $X_0$ , а также между турбулентной и систематической скоростями в центральном слое и соответствующими степенными индексами радиальных профилей этих величин. Более слабая корреляция существует между  $\alpha_n$  и  $n_0$ , а также между  $R_{\text{max}}$  и  $\alpha_n$ . Точное положение минимума оценивалось методом КБС по всем линиям, оно отмечено красным крестиком на двумерных проекциях и красной вертикальной линией на графиках зависимости про-



**Рис. 4.** Проекция 8-мерной функции ошибки  $\chi^2$  на плоскости различных пар параметров, рассчитанные по данным вписывания модельных спектральных карт в линиях HCN(1–0), HCO<sup>+</sup>(1–0), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1–0) и H<sup>13</sup>CN(1–0) в наблюдаемые карты в ядре L1287. Над каждым столбцом проекций приведены графики зависимости функции ошибки от отдельного параметра. Красные точки на диаграммах и красные вертикальные линии на верхних графиках соответствуют глобальному минимуму функции ошибки, полученному из метода кБС. Доверительные области для оптимальных значений параметров, рассчитанные из сечения функции ошибки гиперплоскостью  $\chi^2_{\sigma}$ , показаны голубыми контурами и горизонтальными линиями на двумерных проекциях и одномерных графиках, соответственно.

екций  $\chi^2$  от отдельных параметров. Доверительные области были рассчитаны с использованием сечения функции ошибки гиперплоскостью  $\chi^2_{\sigma}$ . Проекция сечений функции ошибки гиперплоскостью  $\chi^2_{\sigma}$  представляют собой контуры на плоскостях пар параметров, им соответствуют горизонтальные линии на графиках (см. рис. 4). Доверительные области не симметричны относительно оптимальных значений. Искажения формы контуров связаны с шумами наблюдений и дискретностью заполнения пространства параметров. При анализе зависимостей  $\chi^2$  от отдельных параметров в более широких диапазонах, чем представлены на рис. 4, обнаружены дополнительные локальные минимумы, значения в которых, однако, выше значения, соответствующего глобальному минимуму, а соответствующие значения параметров существенно расходятся с независимыми оценками.

Оценки физических параметров ядра L1287, соответствующие глобальному минимуму функции ошибки, а также неопределенности этих оценок, соответствующие границам доверительных диапазонов (рис. 4), приведены в табл. 1. Заме-

тим, что в соответствии с заданным видом радиальных профилей значения физических параметров в центральном слое вдвое ниже соответствующих значений  $n_0$ ,  $V_{\text{turb}}$  и  $V_{\text{sys}}$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 5, 6 показаны спектральные карты центральной части ядра L1287 (~0.4 пк) в линиях HCO<sup>+</sup>(1–0), HCN(1–0), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1–0) и H<sup>13</sup>CN(1–0) с вписанными модельными спектрами, соответствующими глобальному минимуму функции ошибки. Асимметрия и провал на наблюдаемых профилях оптически толстых линий HCO<sup>+</sup>(1–0) и HCN(1–0) хорошо воспроизводится моделью. В центральной и юго-западной частях анализируемой области на спектрах оптически толстых линий заметно излучение высокоскоростного газа, которое не учитывалось в модельных расчетах. Небольшое расхождение между модельными и наблюдаемыми спектрами на краях рассматриваемой области может быть связано с отличием от сферической симметрии. Диаметр модельного облака (1.6 пк) превышает наблюдаемые размеры областей излучения в различных молекулярных

линиях, индикаторах плотного газа  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{HCN}(1-0)$  и  $\text{NH}_3(1, 1)$  ( $\sim 0.3-0.5$  пк) [62, 63, 50], поскольку включает в себя внешние слои с низкой плотностью, которые обуславливают провал на профилях оптически толстых линий, поглощая излучение от центральных слоев.

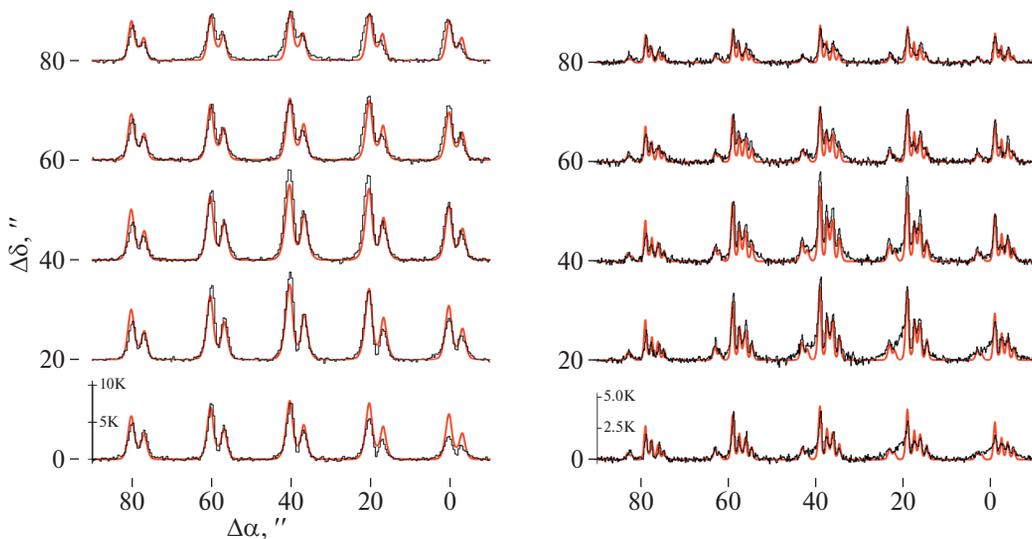
Рассчитанные физические параметры ядра с учетом погрешностей (см. табл. 1) согласуются с оценками, полученными из данных независимых наблюдений. Так, модельная лучевая концентрация молекулярного водорода для области радиусом  $\sim 20''$  согласуется со значением, рассчитанным по данным наблюдений пыли на телескопе “Herschel” [66] ( $4.6^{+3.0}_{-2.3} \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$  и  $(1.8 \pm 1.2) \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , соответственно). Масса ядра, рассчитанная из модели для области радиусом  $\sim 0.6$  пк, составляет  $\sim 1200 M_\odot$ , что с учетом погрешности ( $\geq 50\%$ ), связанной, в первую очередь, с погрешностью величины  $n_0$ , согласуется со значением  $810 M_\odot$ , полученным из наблюдений пыли для области с близким радиусом [65]. Степенной индекс радиального профиля плотности  $1.7^{+0.1}_{-0.3}$  также не противоречит значению  $1.25 \pm 0.2$ , полученному из наблюдений пыли в континууме [65]. Обе эти оценки лежат в диапазоне значений степенного индекса профиля плотности, полученном для выборок плотных ядер, связанных с областями образования массивных звезд и звезд в скоплениях (см., напр, [65, 68, 69]), однако ниже значения 2, предсказываемого моделями изотермической сферы [8] и глобального коллапса [13].

Отношения модельных распространенностей основных и более редких изотопов

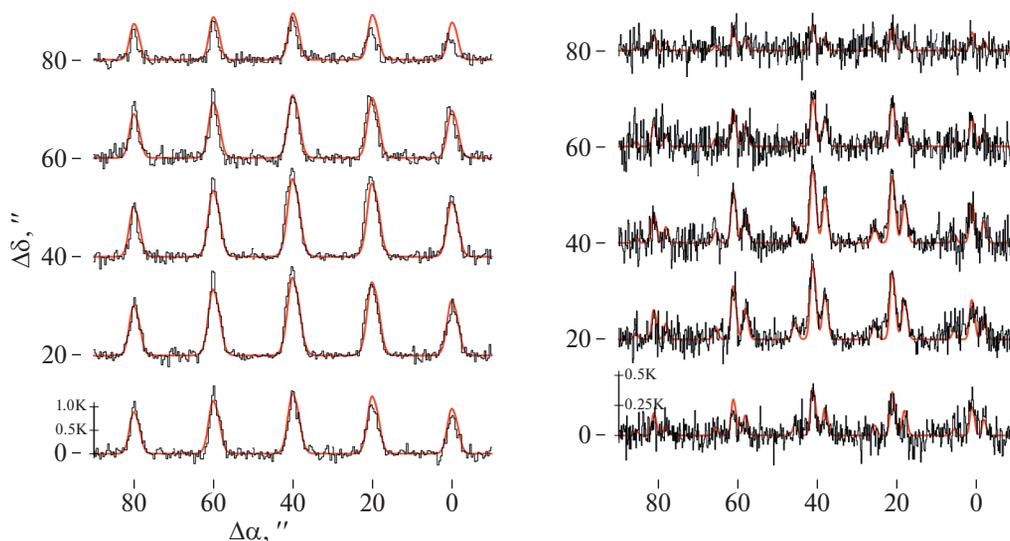
**Таблица 1.** Полученные значения физических параметров

Параметр	Значение
$n_0 \times 10^7, \text{ см}^{-3}$	$2.6^{+1.7}_{-1.3}$
$\alpha_n$	$1.7^{+0.1}_{-0.3}$
$V_{\text{turb}}, \text{ км/с}$	$5.6^{+0.7}_{-1.4}$
$\alpha_{\text{turb}}$	$0.44^{0.05}_{-0.13}$
$V_{\text{sys}}, \text{ км/с}$	$-0.66^{+0.21}_{-0.24}$
$\alpha_{\text{sys}}$	$0.1^{+0.08}_{-0.13}$
$R_{\text{max}}, \text{ пк}$	$0.8^{+0.2}_{-0.25}$
$X(\text{HCO}^+) \times 10^{-9}$	$1.0^{+0.5}_{-0.4}$
$X(\text{H}^{13}\text{CO}^+) \times 10^{-11}$	$3.7^{+2.4}_{-2.0}$
$X(\text{HCN}) \times 10^{-9}$	$2.5^{+1.4}_{-1.1}$
$X(\text{H}^{13}\text{CN}) \times 10^{-11}$	$8.5^{+5.3}_{-4.8}$

( $[\text{HCO}^+]/[\text{H}^{13}\text{CO}^+]$  и  $[\text{HCN}]/[\text{H}^{13}\text{CN}]$ ) в  $\sim 2$  раза ниже, чем значение отношения изотопов  $[^{12}\text{C}]/[^{13}\text{C}] \sim 58$ , рассчитанное из гелиоцентрической зависимости этого отношения [70] для  $R_G \sim 9$  кпк (L1287). Неопределенности отношений модельных распространенностей, однако, достаточно высоки ( $\geq 80\%$ ), чтобы делать дальнейшие выводы из данного расхождения. Для



**Рис. 5.** Результаты вписывания модельных спектров  $\text{HCO}^+(1-0)$  (слева) и  $\text{HCN}(1-0)$  (справа) (плавные красные кривые) в наблюдаемые (гистограммы, черные линии) в центральной части ядра L1287. По оси абсцисс отложены скорости в диапазоне от  $-33$  до  $-5$  км/с. Точка  $(0'', 0'')$  соответствует координатам  $\alpha(2000) = 00:36:42.2$ ,  $\delta(2000) = +63:28:30.0$ .



**Рис. 6.** Результаты вписывания модельных спектров  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  (слева) и  $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$  (справа) (плавные красные кривые) в наблюдаемые (гистограммы, черные линии) в центральной части ядра L1287. По оси абсцисс отложены скорости в диапазоне от  $-28.5$  до  $-7$  км/с.

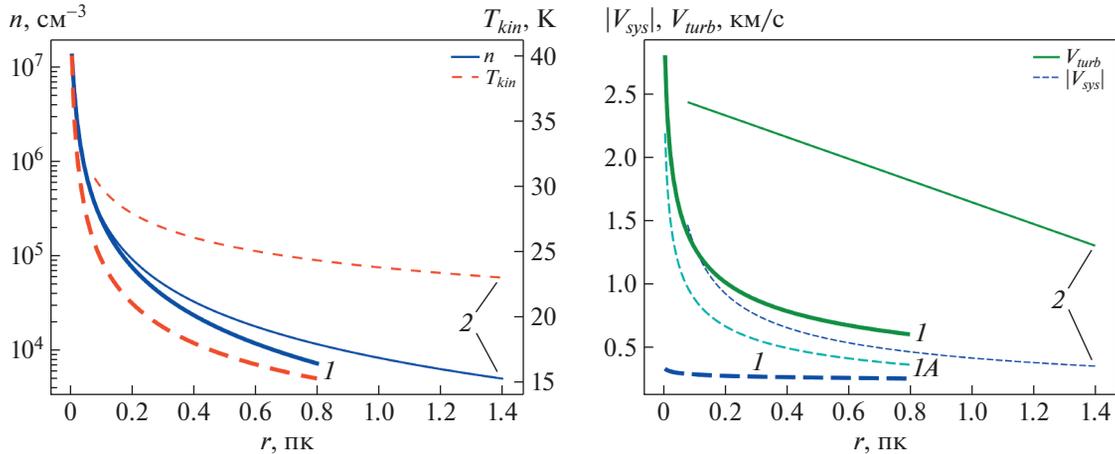
проверки полученных значений необходимо сравнение с результатами химического моделирования.

Турбулентная скорость достаточно резко падает с расстоянием от центра (от  $2.8$  км/с в центральном слое до  $\sim 0.6$  км/с во внешнем), что необходимо для воспроизведения формы провала на спектрах  $\text{HCO}^+(1-0)$  и  $\text{HCN}(1-0)$  (сплошная кривая 1 на рис. 7, правая панель). Скорость сжатия по абсолютной величине слабо убывает с расстоянием от центра ( $\sim 0.33$  км/с в центральном слое и  $\sim 0.25$  км/с во внешнем слое) (штриховая кривая 1 на рис. 7, правая панель). Ее среднее значение по модельному облаку составляет  $0.26 \pm 0.09$  км/с, что не противоречит значению  $\sim 0.22$  км/с, рассчитанному из параметров линии  $\text{HCO}^+(1-0)$  для точки ( $60''$ ,  $40''$ ) по формуле двухслойной модели [20] (значение, приведенное в работе [50], является заниженным).

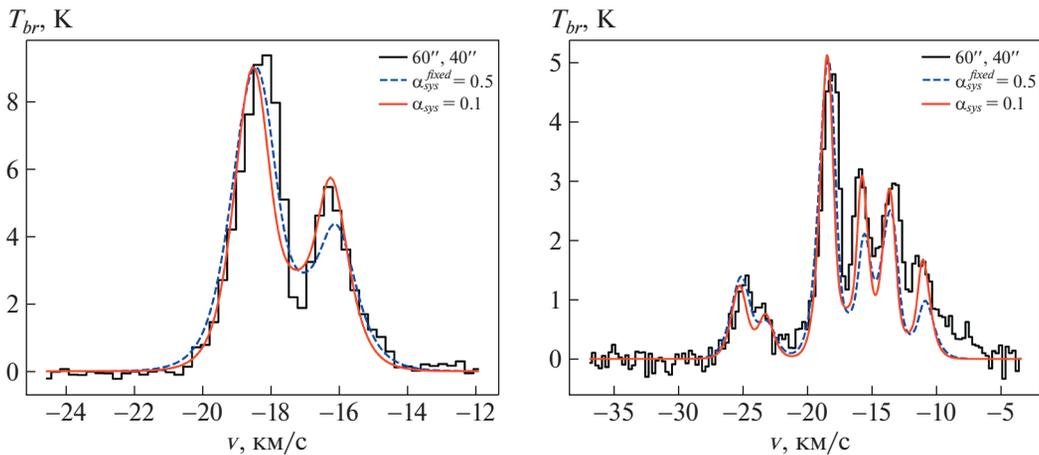
Степенной индекс радиального профиля скорости сжатия, полученный в модельных расчетах с учетом погрешностей, оказался меньше значения 0.5 для случая коллапса газа на протозвезду в режиме свободного падения [8, 10, 13]. В работе [25] было проведено сравнение данных наблюдений ядра 0038 + 6312 (L1287) в линиях  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{CS}(2-1)$  и  $\text{CS}(5-4)$  с результатами расчетов для модели с профилями плотности и скорости сжатия  $\propto r^{-3/2}$  и  $\propto r^{-1/2}$ , соответственно. Хотя интенсивности и ширины модельных линий оказались в неплохом согласии с наблюдаемыми в направлении отдельных позиций с учетом чувствительности и спектрального разрешения использованных данных, провал на профиле линий

$\text{HCO}^+(1-0)$  не был воспроизведен (см. [25]). Это связано с различием радиальных профилей скорости, принятых в модели [25], и профилей, полученных в наших расчетах (рис. 7, правая панель). На левой панели рис. 7 приведены радиальные профили плотности и кинетической температуры для нашей модели и модели [25].

Как показано в модели глобального иерархического коллапса (см., напр., [13, 16]), если ядро глобально неравновесно, в нем будет происходить сжатие с постоянной скоростью, которое сохраняется во внешних слоях и после формирования протозвезды. Для сравнения нами было проведено вписывание модельных карт в наблюдаемые для случая, когда степенной индекс радиального профиля систематической скорости имел фиксированное значение 0.5. Соответствующий профиль скорости обозначен индексом 1A на рис. 7 (правая панель). На рис. 8 приведены наблюдаемые линии  $\text{HCO}^+(1-0)$  и  $\text{HCN}(1-0)$  для точки ( $60''$ ,  $40''$ ) вблизи центра ядра и модельные спектры для значения степенного индекса систематической скорости 0.1, соответствующего глобальному минимуму функции ошибки, и для случая, когда индекс равен 0.5, соответственно. Из сравнения спектров видно, что модель с индексом 0.1 более точно воспроизводит интенсивности и ширины асимметричного профиля  $\text{HCO}^+(1-0)$  и, в особенности, профилей трех сверхтонких  $\text{HCN}(1-0)$ , чем модель с индексом 0.5. Аналогичный вывод справедлив и для других точек, хотя в юго-западной части высокоскоростное излучение, связанное с биполярным истечением, сильнее искажает форму спектров (рис. 5), что затрудняет сравнение моделей. Тот факт, что



**Рис. 7.** Модельные радиальные профили плотности и кинетической температуры (левая панель), скорости сжатия и турбулентной скорости (правая панель). Приведены профили, полученные в настоящей работе (1) и использованные в работе [25] (2). Радиус облака для этой модели принят равным 1.4 пк, что соответствует расстоянию 0.93 кпк до L1287. Под меткой 1A на правой панели показан профиль скорости сжатия, полученный в модели с фиксированным значением степенного индекса 0.5.



**Рис. 8.** Наблюдаемые и модельные профили линий  $\text{HCO}^+(1-0)$  (слева) и  $\text{HCN}(1-0)$  (справа) в направлении позиции ( $60'', 40''$ ) для моделей с различными значениями степенного индекса радиального профиля скорости сжатия.

полученное в модели со степенным индексом профиля скорости в качестве свободного параметра значение оказалось ниже значения 0.5, может указывать на вероятность существования в ядре неоднородного характера сжатия газа: с постоянной скоростью в протяженной оболочке и с профилем  $\propto r^{-1/2}$  в области вблизи центра. Использование модели с единым степенным индексом при этом случае дает взвешенное среднее значение по всему ядру.

Хотя использованная нами 1D модель с едиными степенными индексами радиальных профилей физических параметров является доста-

точно упрощенной, она позволила, используя разработанный алгоритм вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые с помощью методов ГК и кБС, достаточно хорошо воспроизвести наблюдаемые спектральные карты в линиях  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{HCN}(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  и  $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$  и оценить радиальные профили физических параметров во внешних областях ядра L1287 ( $r \geq 0.1$  пк). Некоторые отличия между модельными и наблюдаемыми спектрами могут быть устранены, по-видимому, в рамках более сложных моделей с составными радиальными профилями параметров, а также 2D и 3D моделей, позволяющих учесть возможную пространственную неоднородность поля скоростей, вра-

шение и высокоскоростные истечения. Для уменьшения погрешностей рассчитанных параметров и подтверждения вывода о возможном глобальном сжатии ядра L1287 необходимы дальнейшие наблюдения в молекулярных линиях, имеющих различную оптическую толщину, с лучшим пространственным и спектральным разрешением.

Особенностью разработанного алгоритма является то, что он не привязан к конкретной модели и может быть использован для одновременного анализа спектральных карт с различным пространственным разрешением и размерами, а также для анализа карт в континууме. Основным ограничением при этом является только вычислительное время, необходимое для построения необходимой статистики.

## 5. ВЫВОДЫ

Результаты работы можно суммировать следующим образом.

1. Разработан алгоритм нахождения глобального минимума многомерной функции ошибки и расчета оптимальных значений параметров при вписывании модельных спектральных карт в наблюдаемые. Алгоритм основан на применении метода главных компонент к заданной области параметров, в результате чего снижается размерность модели, уменьшается степень связанности параметров и определяется область минимума. Расчет оптимальных значений параметров производится с помощью метода *k* ближайших соседей. Доверительные области для оптимальных значений параметров определяются с помощью сечения функции ошибки гиперплоскостью, рассчитываемой в пространстве главных компонент, и ее проекций на различные пары параметров. Алгоритм не привязан к определенной модели.

2. С помощью данного алгоритма проведено вписывание модельных карт в линии  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ,  $\text{HCN}(1-0)$  и  $\text{H}^{13}\text{CN}(1-0)$  в наблюдаемые карты протозвездного ядра L1287, в котором происходит формирование молодого звездного скопления, а характер асимметрии профилей оптически толстых линий указывает на сжатие. Карты рассчитывались в рамках сферически-симметричной 1D модели, в которой физические параметры (плотность, турбулентная и систематическая скорости) являются функциями расстояния от центра. Рассчитаны оптимальные значения параметров модели и определены их погрешности. Получено, что плотность в ядре L1287 убывает с расстоянием от центра, как  $r^{-1.7}$ , а турбулентная скорость и скорость сжатия убывают, как  $r^{-0.4}$  и  $r^{-0.1}$ , соответственно. Абсолютное значение степенного индекса радиального профиля

скорости сжатия с учетом вероятной погрешности ниже значения 0.5, ожидаемого в случае коллапса газа на протозвезду в режиме свободного падения, что может указывать на существование глобального сжатия ядра L1287, предсказываемого в ряде теоретических работ.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны рецензенту Я.Н. Павлюченкову за ценные замечания и дополнения.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Возбуждение вращательных уровней молекул  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{HCN}$  и их изотопов, а также профили линий переходов (1–0) рассчитывались в рамках сферически-симметричной микротурбулентной модели. Модельное облако представляло собой набор концентрических слоев, в каждом из которых определен физический параметр  $P$  (плотность, кинетическая температура, турбулентная и систематическая скорость) был постоянным, меняясь от слоя к слою в соответствии с зависимостью:  $P = P_0 / (1 + (r/R_0)^{\alpha_p})$ , где  $r$  — расстояние от центра,  $R_0$  — радиус центрального слоя. Данная функциональная зависимость, являющаяся упрощенным видом функции Пламмера, нередко используется в качестве модельного профиля плотности (см., напр., [22]), позволяя избежать сингулярности в центре. В нашей модели данный вид зависимости был использован для всех параметров. Значения  $P_0$  и  $\alpha_p$  для каждого параметра варьировались в процессе вписывания модельных профилей в наблюдаемые. Профиль кинетической температуры был взят равным  $T = 80 \text{ K} / (1 + (r/R_0)^{0.3})$  и не изменялся в ходе расчетов. Заметим, что кинетическая температура в меньшей степени, чем плотность и концентрация, влияет на интенсивности рассчитываемых линий  $\text{HCO}^+(1-0)$  и  $\text{HCN}(1-0)$ . Турбулентная скорость являлась параметром, дающим дополнительный к тепловому вклад в локальную ширину линий. Относительная молекулярная концентрация не зависела от радиального расстояния. При расчетах возбуждения  $\text{HCN}$  и  $\text{H}^{13}\text{CN}$  учитывалось наличие сверхтонкой структуры вращательного спектра и перекрытие близко расположенных сверхтонких компонент [40, 71]. Описание модели и методики расчета переноса излучения для случая  $\text{HCN}$  приведено в приложении к статье [40]. В использованном нами варианте данной модели толщина слоев увеличивалась по степенному закону с удалением от центра, а также добавлен учет радиального профиля систематической скорости, дающей доплеровский

сдвиг локального профиля линии. Для расчетов бралось 14 слоев. При расчетах использовались столкновительные вероятности  $\text{НСО}^+ - \text{H}_2$  [72] и  $\text{НСN} - \text{H}_2$  с учетом сверхтонкой структуры [73].

Возбуждение вращательных уровней определенной молекулы рассчитывалось итеративным методом, последовательно для одной точки в каждом слое, радиальное расстояние которой равно среднему геометрическому от значений внутреннего и внешнего радиуса слоя, для которой решалась система уравнений баланса населенностей, при этом населенности в других слоях считались неизменными. После достижения внешнего слоя населенности в каждом слое сравнивались со значениями, полученными в предыдущей итерации, и процесс повторялся [40]. Для повышения точности расчета переноса излучения в движущейся среде каждый слой дополнительно разделялся на десять подслоев, систематическая скорость в которых была различна. Проведенное тестовое сравнение результатов расчетов данной модели с результатами расчетов из работы [74] для случая молекулы с двумя энергетическими уровнями показало, что рассчитанные значения населенностей отличаются друг от друга не более, чем на 0.4% для случая оптической толщины линии  $\leq 60$ .

Модельный код, написанный на языке Фортран, управлялся с помощью модуля, написанного на языке Python. Модельные спектры рассчитывались для различных прицельных параметров. С помощью процедуры `astropy.convolve_fft` [75] полученные карты поканально сворачивались с двумерной гауссианой с шириной 40" (ширина основного луча диаграммы направленности радиотелескопа OSO-20m на частоте  $\sim 90$  ГГц). Вписывание модельных спектров в наблюдаемые проводилось с помощью алгоритма, включающего в себя методы ГК и кБС (раздел 2), написанного на языке Python.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (17-12-01256) (анализ результатов) и гранта РФФИ (18-02-00660-а) (составление программы, модельные расчеты).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. C. Tan, M. Beltran, P. Caselli, F. Fontani, A. Fuente, M. R. Krunholz, C. F. McKee, and A. Stolte, *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014) p. 149.
2. F. Motte, S. Bontemps, and F. Louvet, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **56**, 41 (2018).
3. Ph. André, A. Men'shchikov, S. Bontemps, V. Konyves, et al., *Astron. and Astrophys.* **518**, id. L102 (2010).
4. P. André, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson, S. -I. Inutsuka, R. E. Pudritz, and J. E. Pineda, in *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014) p. 27.
5. F. Nakamura, K. Sugitani, T. Tanaka, H. Nishitani, et al., *Astrophys. J. Letters* **791**, id. L23 (2014).
6. Y. Contreras, G. Garay, J. M. Rathborne, and P. Sanhueza, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **456**, 2041 (2016).
7. L. K. Dewangan, L. E. Pirogov, O. L. Ryabukhina, D. K. Ojha, and I. Zinchenko, *Astrophys. J.* **877**, id. 1 (2019).
8. F. H. Shu, *Astrophys. J.* **214**, 488 (1977).
9. F. H. Shu, F. C. Adams, and S. Lizano, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **25**, 23 (1987).
10. C. F. McKee and J. C. Tan, *Astrophys. J.* **585**, 850 (2003).
11. Y. Zhang and J. C. Tan, *Astrophys. J.* **853**, id. 18 (2018).
12. D. E. McLaughlin, and R. E. Pudritz, *Astrophys. J.* **476**, 750 (1997).
13. E. Vázquez-Semadeni, A. Palau, J. Ballesteros-Paredes, G. C. Gómez, and M. Zamora-Avilés, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 3061 (2019).
14. R. B. Larson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **145**, 271 (1969).
15. M. V. Penston, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **144**, 425 (1969).
16. R. Naranjo-Romero, E. Vázquez-Semadeni, and R. M. Loughnane, *Astrophys. J.* **814**, id. 48 (2015).
17. D. Mardones, P. C. Myers, M. Tafalla, D. J. Wilner, R. Bachiller, and G. Garay, *Astrophys. J.* **489**, 719 (1997).
18. N. J. Evans, II, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **37**, 311 (1999).
19. Ya. Pavlyuchenkov, D. Wiebe, B. Shustov, Th. Henning, R. Launhardt, and D. Semenov, *Astrophys. J.* **689**, 335 (2008).
20. P. C. Myers, D. Mardones, M. Tafalla, J. P. Williams, and D. J. Wilner, *Astrophys. J.* **465**, L133 (1996).
21. C. W. Lee, P. C. Myers, and M. Tafalla, *Astrophys. J. Suppl.* **136**, 703 (2001).
22. C. H. De Vries and P. C. Myers, *Astrophys. J.* **620**, 800 (2005).
23. J. L. Campbell, R. K. Friesen, P. G. Martin, P. Caselli, J. Kauffmann, and J. E. Pineda, *Astrophys. J.* **819**, id. 143 (2016).
24. S. Zhou, N. J. Evans, II, C. Kömpe, and C. M. Wamsley, *Astrophys. J.* **404**, 232 (1993).
25. R. N. F. Walker and M. R. W. Masheder, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **285**, 862 (1997).
26. G. Narayanan, G. Moriarty-Schieven, C. K. Walker, and H. M. Butner, *Astrophys. J.* **565**, 319 (2002).
27. Я. Н. Павлюченков, Б. М. Шустов, *Астрон. журн.* **81**, 348 (2004).
28. L. Pagani, I. Ristorcelli, N. Boudet, M. Giard, A. Abergel, and J.-P. Bernard, *Astron. and Astrophys.* **512**, id. A3 (2010).
29. G. Garay, D. Mardones, Y. Contreras, J. E. Pineda, E. Servajean, and A. E. Guzmán, *Astrophys. J.* **799**, id. 75 (2015).

30. *K. R. Opara and J. Arabas*, *Swarm and Evol. Computation* **44**, 546 (2019).
31. *B. Schölkopf, A. Smola, K.-R. Müller*, in *Artificial Neural Networks – ICANN 97*, p. 583 (1997).
32. *M. H. Heyer and P. Schloerb*, *Astrophys. J.* **475**, 173 (1997).
33. *N. S. Altman*, *The American Statistician* **46**, 175 (1992).
34. *J. Yang, T. Umemoto, T. Iwata, and Y. Fukui*, *Astrophys. J.* **373**, 137 (1991).
35. *P. D. Klaassen, L. Testi, and H. Beuther*, *Astron. and Astrophys.* **538**, id. A140 (2012).
36. *F. Wyrowski, R. Güsten, K. M. Menten, H. Wiesemeyer, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **585**, id. A149 (2016).
37. *Y.-X. He, J.-J. Zhou, J. Esimbek, W.-G. Ji, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **461**, 2288 (2016).
38. *H. Yoo, K.-T. Kim, J. Cho, M. Choi, J. Wu, N. J. Evans, II, and L. M. Ziurys*, *Astrophys. J. Suppl.* **235**, id. 31 (2018).
39. *N. Cunningham, S. L. Lumsden, T. J. T. Moore, L. T. Maud, and I. Mendigutía*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **477**, 2455 (2018).
40. *B. E. Turner, L. Pirogov, and Y. C. Minh*, *Astrophys. J.* **483**, 235 (1997).
41. *L. Pirogov*, *Astron. and Astrophys.* **348**, 600 (1999).
42. *R. Cangelosi and F. Goriely*, *Biology Direct* **2**, 2 (2007).
43. *I. T. Jolliffe*, *Principal Component Analysis* (Springer-Verlag, Springer Series in Statistics) (2002).
44. *П. М. Землянуха, И. И. Зинченко, С. В. Салий, О. Л. Рябухина, Ш.-Ю. Луу*, *Астрон. журн.* **95**(5), 344 (2018).
45. *Г. Т. Смирнов, А. П. Цивилев*, *Астрон. журн.* **59**, 1020 (1982).
46. *W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery*, *Numerical Recipes in Fortran 77* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992).
47. *З. Брандт*, *Анализ данных* (М.: Мир, 2003).
48. *K. L. J. Rygl, A. Brunthaler, M. J. Reid, K. M. Menten, H. J. van Langevelde, and Y. Xu*, *Astrophys. J.* **658**, 487 (2007).
49. *S. Molinari, B. Swinyard, J. Bally, M. Barlow, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **518**, id. L100 (2010).
50. *Л. Е. Пирогов, В. М. Шульга, И. И. Зинченко, П. М. Землянуха, А. Н. Патока, М. Томассон*, *Астрон. журн.* **93**(10), 871 (2016).
51. *H. J. Staude and T. Neckel*, *Astron. and Astrophys.* **244**, L13 (1991).
52. *S. McMuldroy, G. A. Blake, and A. I. Sargent*, *Astron. J.* **110**, 354 (1995).
53. *S. P. Quanz, T. Henning, J. Bouwman, H. Linz, and F. Lahuis*, *Astrophys. J.* **658**, 487 (2007).
54. *G. Anglada, L. F. Rodriguez, J. M. Girart, R. Estalella, and J. M. Torrelles*, *Astrophys. J.* **420**, L91 (1994).
55. *D. Fiebig*, *Astron. and Astrophys.* **298**, 207 (1995).
56. *C.-G. Gan, X. Chen, Z.-Q. Shen, Y. Xu, and B.-G. Ju*, *Astrophys. J.* **763**, id. 2 (2013).
57. *R. L. Snell, R. L. Dickman, and Y.-L. Huang*, *Astrophys. J.* **352**, 139 (1990).
58. *Y. Xu, Z.-Q. Shen, J. Yang, X. W. Zheng, et al.*, *Astron. J.* **132**, 20 (2006).
59. *T. Umemoto, M. Saito, J. Yang, and N. Hirano*, in *Star Formation 1999*, edited by T. Nakamoto, p. 227 (1999).
60. *O. Fehér, A. Kóspál, P. Ábrahám, M. R. Hogerheijde, and C. Brinch*, *Astron. and Astrophys.* **607**, id. A39 (2017).
61. *C. Juárez, H. B. Liu, J. M. Girart, A. Palau, G. Busquet, R. Galván-Madrid, N. Hirano, and Y. Lin*, *Astron. and Astrophys.* **621**, id. A140 (2019).
62. *R. Estalella, R. Mauersberger, J. M. Torrelles, G. Anglada, J. F. Gomez, R. López, and D. Muders*, *Astrophys. J.* **419**, 698 (1993).
63. *I. Sepúlveda, G. Anglada, R. Estalella, R. López, J. M. Girart, and J. Yang*, *Astron. and Astrophys.* **527**, id. A41 (2011).
64. *G. Sandell and D. A. Weintraub*, *Astrophys. J. Suppl.* **134**, 115 (2001).
65. *K. E. Mueller, Y. L. Shirley, N. J. Evans, II, and H. R. Jacobson*, *Astrophys. J. Suppl.* **143**, 469 (2002).
66. *K. A. Marsh, A. P. Whitworth, and O. Lomax*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **454**, 4282 (2015).
67. *F. Pedregosa, G. Varoquaux, A. Gramfort, V. Michel, J., et al.*, *Machine Learn. Res.* **12**, 2825 (2011).
68. *S. J. Williams, G. A. Fuller, and T. K. Sridharan*, *Astron. and Astrophys.* **434**, 257 (2005).
69. *Л. Е. Пирогов*, *Астрон. журн.* **86**(12), 1206 (2009).
70. *Y. T. Yan, J. S. Zhang, C. Henkel, T. Mufakharov, et al.*, *Astrophys. J.* **877**, id. 154 (2019).
71. *S. Guilloteau and A. Baudry*, *Astron. and Astrophys.* **97**, 213 (1981).
72. *D. R. Flower*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **305**, 651 (1999).
73. *D. Ben Abdallah, F. Najar, N. Jaidane, F. Dumouchel, and F. Lique*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **419**, 2441 (2012).
74. *G.-J. van Zadelhoff, C. P. Dullemond, F. F. S. van der Tak, J. A. Yates, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **395**, 373 (2002).
75. *T. P. Robitaille, E. J. Tollerud, P. Greenfield, M. Droettboom, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **558**, id. A33 (2013).