

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.5

КОНДЕНСАЦИЯ ГАЗА КАК ПРИЧИНА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО ИЗБЫТКА В СПЕКТРАХ ХОЛОДНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

М. Е. ПЕРЕЛЬМАН

Поступил 10 сентября 1979

Принята к печати 29 августа 1980

Показано, что наличие ИК избытка в спектрах ряда объектов около 10 мкм можно, по крайней мере частично, объяснить неравновесным излучением скрытой теплоты фазовых переходов при конденсации газовых облаков. Характеристические частоты фазового излучения можно оценить анализируя связи атомов, возникающие при конденсации, или исходя из особенностей спектров нагретых тел; ширины полос этого излучения порядка 1 мкм. Показана важность учета скрытых теплот фазовых переходов при рассмотрении ранних этапов звездной эволюции, при изучении процессов дифференциации химических элементов в Солнечной системе, при анализе теплового баланса Юпитера.

1. *Введение и обзор результатов.* Избыток ИК-излучения, наблюдаемый около 10 мкм в виде широких полос в эмиссии холодных газопылевых туманностей, квазаров, галактик Сейферта, у ряда эруптивных звезд объясняется переизлучением пылевых облаков [1] (теория Лоу-Тоукера [2], первоначально для галактик Сейферта), а также плазменными колебаниями [3] и тормозным излучением электронов на атомах и ионах оболочки [4].

Все эти объяснения сталкиваются с определенными трудностями. Так, в наиболее разработанной теории переизлучения пылевых облаков (хорошо объясняющей особенности ряда объектов в интервале $5 \div 15$ мкм сравнением со спектрами нагретых пылинок SiO_2 и SiC) существенным затруднением является анализ свойств гипотетического центрального светила, излучение которого, как предполагается, поглощается и переизлучается полностью закрывающими его пылевыми облаками.

В указанных теориях не учитывается, что часть, по крайней мере, мощных ИК-излучателей является холодными газопылевыми облаками, в которых неизбежны процессы конденсации (аккреции) газа на пылинках или зародышах. Выделяющаяся при конденсации газа на холодных объектах энергия связи (теплота фазового перехода) должна, как показано ниже, полностью или частично конвертироваться в неравновесное ИК-излучение в широком диапазоне около 10 мкм. (Общая теория радиационных фазовых переходов была предложена в статьях [5] и подтверждена экспериментально, на примере конденсации водяного пара и кристаллизации воды [6]; более подробное описание теории и ее приложений дано в работах [7, 8], здесь же отмечены возможности ее приложений к ИК-астрономии).

В настоящей заметке показано, что при росте малых пылинок энергия связи должна конвертироваться в фотоны неравновесного излучения: энергия аккреции выделяется либо в виде фотона на каждую вновь образуемую (перестраиваемую) электронную связь, либо при аккреции на относительно макроскопические пылинки возбуждает некие стационарные или поверхностные уровни и переизлучается (фазовая люминесценция), имитируя ИК часть спектра нагретой пылинки. Ширина полосы, в которой возбуждаются уровни, определяется тепловым разбросом скоростей атомов и составляет около 1 мкм, что не противоречит наблюдениям.

Таким образом, при сохранении всех привлекательных черт теории переизлучения пылевых облаков отпадает необходимость наличия нагревающего их центрального светила (при конденсации в газоплазменном облаке к такому спектру добавляются частоты рекомбинационного излучения. Здесь, однако, их вклад не рассматривается).

Скорость аккреции и, соответственно, интенсивность ИК-светимости должны возрастать при гравитационном сжатии газопылевого облака. Отметим поэтому, что можно определить протозвезду как гравитационно сжимающийся объект, находящийся на стадии «до главной последовательности» с температурой $\lesssim 10^3$ K, в котором непланковская светимость вызвана конденсацией газа.

Обсуждаемые механизмы излучения необходимо учитывать при рассмотрении процессов диссипации и расчете баланса энергии и давления в протозвездах. Так, показано, что средняя температура протозвезд должна быть несколько ниже, чем обычно предполагается; выведены соотношения для радиусов туманностей, коллапсирующих в звезды; показано, что теорема Эддингтона о форме зависимости массы звезды от ее температуры и плотности не применима к протозвездам.

Учет скрытых теплот фазовых переходов в теории образования Солнечной системы приводит к некоторому уточнению поясной картины дифференциации химических элементов Альвена и Аррениуса [9]. Показано,

что аномалии теплового баланса Юпитера могут быть объяснены, если предположить, что внутри него идут процессы металлизации водорода, а выделяющееся излучение термализуется при выходе наружу.

2. *Излучение при конденсационных фазовых переходах.* Покажем, что конденсационные процессы в газовых туманностях должны сопровождаться неравновесным излучением.

1. Рассмотрим кинематику элементарных актов, приводящих к конденсации (сублимации) газа. Если к зародышу конденсированной фазы A_n , состоящему из n атомов (n -кластер), присоединяется еще один атом или кластер:

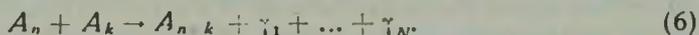
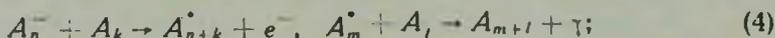
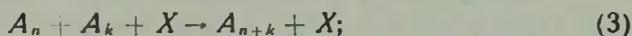


то законы сохранения энергии и импульса

$$p_n^2/2m_n + p_k^2/2m_k = p^2/2m + q; \quad \vec{p}_n + \vec{p}_k = \vec{p}, \quad (2)$$

где q — энергия связи (теплота перехода), приводят, при близких n и k , к соотношениям для угла столкновения кластеров $\cos \theta = 1 - q/kT$, которые не удовлетворяются при переохлаждении.

Поэтому вместо (1) необходимо рассматривать процессы:



Процесс (3) — тройное столкновение — имеет слишком малую вероятность. Реакция (4), где A_n^* — кластер с возбужденными атомами, являются частным случаем (3), так как предполагают два последовательных столкновения в течение длительности возбуждения. Процесс (5) возможен лишь на поздних стадиях зародышеобразования. Таким образом, наиболее действенными при образовании малых кластеров являются реакции (6) с переходом энергии связи в неравновесное, вообще говоря, излучение.

Важно отметить, что в реакциях (6) каждая связь адсорбируемого атома с другими атомами (с поверхностью) может возбуждаться и излучать независимо, то есть переход может быть многоквантовым. Возможно и выделение энергии связи нескольких атомов одним квантом — генерация высших гармоник. Отсюда для частот излучения при конденсации одинаковых атомов получается сериальная формула [8]:

$$h\nu_{n,m} = q(n + m/\bar{n}), \quad (7)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$; $m = 1, \dots, \bar{n}, \bar{n}$ — половина главного координационного числа конденсирующегося соединения. (Интенсивность излучения должна резко затухать с ростом n).

Помимо (7) при конденсации возможно и квазиравновесное излучение, возникающее при рассасывании энергии связи по множеству мелкоэнергетических уровней кластера или при возникновении фононных ветвей возбуждения (нам не удалось определить их относительные веса).

2. При макроскопическом подходе спектр фазового излучения можно связать с излучательными свойствами зерен, на которых происходит конденсация. Так, если нейтральный атом с дипольным моментом p_1 садится на поверхность зерна и его дипольный момент меняется на p_2 , то возникает дипольное излучение со спектральной интенсивностью

$$I \approx (\omega^3/6\pi c^3) |p_1 - p_2|^2 \varepsilon^{3/2}(\omega), \quad (8)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость материала зерна. (Формула (8) может быть уточнена расчетом переходного излучения по [10]).

Таким образом, спектр фазового излучения при аккреции на холодной частице будет сосредоточен в особенностях $\text{Im } \varepsilon$, то есть оставаясь неравновесным будет, в несколько более резкой форме, повторять ИК часть спектра нагретой пылинки.

3. Интенсивность и спектральный состав характеристического излучения. Оценим интенсивность, частоты и ширины линий излучения.

1. Рассмотрим газопылевое облако с пылинками размером $r \sim 10^{-5}$ см и плотностью N_1 , с атомарным газом плотности N и с общей плотностью атомов $\bar{N} \approx N + n_1 N_1$, $n_1 \sim 10^6$ ат./част. Светимость при конденсации газа на зерна можно оценить следуя теории аккреции (например, [11]).

Если промежуток времени между ударами атомов об пылинку

$$\tau \approx |\pi r^2 N (kT/m)^{1/2}|^{-1}, \quad (9)$$

где m — масса атома, то интегральная интенсивность излучения при газовой аккреции на этой пылинке порядка

$$L_1 \approx (q_1/\tau) (1 - \beta), \quad (10)$$

где q_1 — энергия связи атома с поверхностью пылинки, β — вероятность отражения атома от пылинки. Светимость газа в объеме V при этом

$$L_V = L_1 N V \approx \pi r^2 N (\bar{N} - N) V q_1 (kT/m)^{1/2} (1 - \beta) / n_1. \quad (10')$$

Приведем пример. Если размеры наиболее плотной части конденсирующегося облака порядка 0.1 св. года, $N \sim 10^8$ ат./см³, $\bar{N} \sim 2N$, $T = 10^2$ К, $m \sim 1 + 10 m_H$, $q_1 \sim 10^{-11} + 10^{-12}$ эрг/атом и $\beta \ll 1$, то получаем ИК светимость, близкую к наблюдаемой:

$$L \sim 10^{38} \text{ эрг/с} \approx 10^4 L_{\odot} \quad (11)$$

Длительность ИК высвечивания во взятом примере оказывается порядка 10^3 лет. Реальные объекты, однако, могут обладать большим временем ИК высвечивания как из-за больших размеров, меньшей плотности или меньших размеров зерен, так и вследствие нагрева и испарения пылинок центральным светилом, если оно существует, или плазменными струями.

2. Перейдем к оценке частотного интервала «фазового» излучения. При конденсации атомов/молекул на кластеры наиболее существенны четыре типа связей (мы не рассматриваем химические реакции и процессы рекомбинации), все они вместе с ожидаемыми длинами волн приведены в табл. 1.

Таблица 1

Тип связи	Примеры соединений	Энергия связи	Основная длина волны (мкм)
Силы Ван-дер-Ваальса	Ar, CH ₄	0.05 эВ/связь	24
Водородная связь	HF, H-OH	0.15–0.5 эВ/молекула	8.3–2.5
Ассоциация молекул	(H ₂ O) _n , (J ₂) _n	0.2–1.8 эВ/молекула	6.2–0.7
Сплавы металлов	Cu-Zn, Ag-Cd	0.05–0.45 эВ/молекула	27–2.8

Значения в последнем столбце табл. 1 имеют, конечно, лишь ориентировочный характер (излучаться, согласно (7), могут и гармоники и кратные частоты).

Другой подход к определению спектра излучения связан с формулой (8): в общих пределах, близких к данным в табл. 1, излучение должно иметь максимумы в максимумах ИК части спектра нагретых тел. Отсюда сравнением с излучательной способностью нагретых тел [12] получаем ожидаемые диапазоны фазового излучения некоторых представляющих интерес для космохимии соединений (табл. 2).

Таблица 2

Соединения	Диапазоны излучения λ (мкм)	Соединения	Диапазоны излучения λ (мкм)
H ₂ O	2.5–3; 5–7; 17	AlN	6–15
MgO	6–15	Al ₂ O ₃	5–10; 18
SiC	2–10	MnO ₃	1.5–
SiO	3–5; 10–11	Cr ₃ Si	1–15–
SiO ₂	4–9; 11–		

Данные обеих таблиц приводят к ИК-спектру, близкому к наблюдаемому.

3. Обсудим вопрос о ширине полосы (огнивающей) излучения (7).

Основными механизмами, приводящими к уширению, являются: а) разброс по скоростям молекул, определяемый распределением Максвелла; б) флуктуации длины (энергии) отдельных связей, обусловленные поверхностными явлениями, числом имеющихся соседей, примесями, изменением стехиометрического состава (Все они учтены в (8) взятием наблюдаемых значений диэлектрической проницаемости).

При этом для первоначального роста и возникновения зародышей новой фазы требуется сильное переохлаждение, энергия которого может превращаться затем в поверхностную энергию конденсата. Поэтому ширина полос (7) должна слабо зависеть от количества и размеров зародышей, и можно думать, что основным механизмом уширения для малых кластеров является разброс по скоростям атомов.

Максвелловское уширение можно связать со среднеквадратичным разбросом скоростей $v^2 \pm \Delta v^2/2$, что приводит к соотношению:

$$\Delta E(T) = \int_{0.925T}^{1.075T} (C_p^{(0)} - C^T) dT \approx 0.15 RT \text{ ккал/моль.} \quad (12)$$

Соответствующая ширина полосы, в которой находятся линии, возбуждаемые при конденсации,

$$\Gamma = (2k/R)(\Delta E/hc)^2, \quad (13)$$

много больше, чем при оптических переходах. Так, при $\lambda = 10$ мкм и $T = 300$ К получаем $\Gamma \sim 1$ мкм, что достаточно для образования наблюдаемых полос ИК-избытка.

4. *О некоторых следствиях учета скрытых теплот переходов в теориях эволюции звезд и планетных систем.* 1. Учет скрытых теплот переходов позволяет предположить возможность следующей картины первоначального развития сжимающейся газовой массы.

Первоначальное облако (нейтрального) газа сжимается при $T \lesssim 10^2 \div 10^3$ К с конденсацией газа в зародыши и зерна и с избыточным ИК-излучением, связанным с фазовыми переходами I рода. В теореме вириала для состояния протозвезды —

$$3 \int (P/\rho) dM + \Omega = 0 \quad (14)$$

средняя потенциальная энергия должна иметь вид

$$\Omega = - \int_0^{M_0} (GM/r) dM + \sum_i (M_i/\mu_i) \Lambda_i, \quad (15)$$

учитывающий возможные фазовые переходы (Λ — удельная теплота перехода, μ_i — молекулярный вес). При этом учет второго члена в (15) показывает, что средняя температура может быть ниже, чем обычно принимается для протозвезды:

$$\bar{T} \geq (GM_0 m / 6kr_0) - (\bar{\Lambda} / 3R), \quad (16)$$

где M_0 и r_0 — масса и радиус протозвезды. Поэтому в этот период своего развития протозвезда может находиться в запретной области Хаяши на диаграмме светимость—температура.

Дальнейшее сжатие газового облака приводит, за счет выделения гравитационной энергии и роста непрозрачности, к повышению температуры протозвезды; часть энергии тратится уже на обратные фазовые переходы (плавление, возгонка) и на ионизацию. При этом светимость в ИК-диапазоне центральной части облака падает, но процессы конденсации могут продолжаться на периферии даже после выхода звезды на главную последовательность, так как возгонка пылинок при поглощении света в непрерывном спектре и последующее ИК-излучение при конденсации дают долгодействующий механизм образования ИК-избытка. (Любопытно было бы рассмотреть с такой точки зрения возможность образования графитовых гранул в атмосферах углеродных звезд [13]).

2. Формулу (14) с учетом (15) можно приближенно переписать в форме неравенства для идеального газа, из которого возникает звезда:

$$GM/r_1 > (3 N_0 m T + \bar{\Lambda}) / \bar{\mu}, \quad (17)$$

где r_1 — средний радиус газового облака. Если принять $\bar{\Lambda} \sim 10^{12}$ эрг/моль, то при $T < 10^4$ К в (17) можно отбросить первый член в правой части и получить оценку

$$r_1 < GM\bar{\mu} / \bar{\Lambda} \quad (18)$$

для радиуса облака, коллапсирующего в звезду массы M . Принимая в среднем, $\bar{\mu} = 2$ для Солнечной системы в целом, для систем Юпитера и Сатурна получаем, соответственно, оценки радиусов первоначальных газовых облаков как $3 \cdot 10^{14}$ см, $3 \cdot 10^{12}$ см и $4 \cdot 10^{10}$ см — учитывая приближенность формул, неопределенность понятия $\bar{\mu}$, эти оценки можно считать удовлетворительными.

3. Известная теорема Эддингтона утверждает, что масса звезды зависит от ее температуры и плотности следующим образом:

$$M = f(T_p^{-1/2}). \quad (19)$$

Покажем, что (19) не имеет места для протозвезды.

Действительно, при наличии процессов конденсации молекулярное и радиационное давление на единицу массы складываются из следующих членов:

$$P = N_0 k T_p / \mu + \sigma T^4 / 3 + P_R - P_C, \quad (20)$$

где P_C определяет давление конденсирующегося газа и может быть записано (при низких T и для легких газов) в виде (например, [14], § 81):

$$P_C = \alpha \exp[-(\Lambda/kT) + (\Delta C/k) \ln T], \quad (21)$$

где ΔC определяется через удельные теплоемкости, относящиеся к различным степеням свободы, и слабо зависит от температуры, в α включены все другие переменные. Знак P_C в (20) определяется тем, что это давление приводит к конденсации и, следовательно, направлено внутрь, к поверхности конденсации.

В пренебрежении фазовыми переходами (20) можно приравнять гравитационному давлению сжатия $P \approx 0.4 GM^{2/3} \rho^{4/3}$ и получить отсюда теорему (19), а при наличии фазовых переходов (20) позволяет оценить отклонения от формулы Эддингтона.

4. Важно отметить, что фазовое излучение может иметь место на различных стадиях звездной эволюции и в различных объектах помимо рассмотренных выше. Так, его можно искать среди широких ИК-линий, ныне отождествляемых с излучением ионизованных газов: не исключено, что именно фазовое излучение дает вклад в линию 12.5 мкм с шириной 1 мкм в планетарных туманностях, которая, с большой натяжкой, приписывается ионизованному гелию [15].

Наличие или отсутствие характеристического излучения может быть также использовано для проверки ряда космологических моделей. Так, в модели Пиблса—Дикке [16] сжатие первоначальных шаровых скоплений с $M \sim 10^3 M_\odot$ приводит к их остыванию до температур, при которых становится возможной — на периферии скопления — конденсация, легких элементов. Такого рода объекты должны, согласно излагаемой теории, отличаться специфическим ИК-излучением.

5. Рассмотрим следствия учета теплот переходов в теории образования Солнечной системы [9].

Если существенную часть первоначального газопылевого облака составляют зерна сконденсированной материи, то рассмотрение фракционирования элементов нужно вести с учетом процессов возгонки вещества зерен. Можно принять, что процессы сублимации будут иметь место тогда, когда гравитационная энергия в поле центрального тела массы M_0 станет равной энергии сублимации:

$$\Lambda = GM_0 \mu / r_s.$$

Отсюда для гравитационного потенциала сублимации зерен получаем

$$\Gamma_s = M_0/r_s = \Lambda/G\mu. \quad (22)$$

Рассматривая основные для космохимии элементы и их соединения, легко заметить, что они образуют две четко различающиеся подгруппы с $\lg \Gamma_s = 16 \div 17.5$ и $\Lambda \leq 5 \cdot 10^{-2}$ эВ/част. (H, He, C, N, S, их окислы и т. п.) и с $\lg \Gamma_s \approx 18$, $\Lambda = 0.1 + 0.5$ эВ/част. (ск, Na, Mg, Ca, Mn, Al, Si, Cr, Fe, Ni, их окислы, гидридены, карбиды).

В теории [9] важную роль играет гравитационная энергия, необходимая для ионизации атомов. Для атомов, входивших в состав конденсатов, она набирается при ускоренном движении с расстояния r_s из (23) до расстояния r_i , определяемого из уравнения

$$eV_i = GM_0 m_a (1/r_i - 1/r_s). \quad (24)$$

Таким образом, ионизация происходит в области с потенциалом

$$\bar{\Gamma}_i = M_0/r_i = (eV_i + \Lambda/N_A)/Gm_a. \quad (25)$$

Использование $\bar{\Gamma}_i$ вместо входящего в теорию [9] потенциала $\Gamma = eV_i/Gm_a$ приводит при рассмотрении поясной структуры протопланетной системы к тому, что ранее сконденсированные атомы кремния и магния попадают из пояса III в пояс II (из облака D в облако C по обозначениям [9]), то есть участвуют в образовании планет-гигантов, галилеевых спутников Юпитера, внутренних спутников Сатурна. Поэтому относительное содержание кремния и магния в этих планетах может привести к оценке доли сконденсированной материи в первоначальном протопланетном облаке.

6. Если в протопланетном облаке или струйном потоке начинается конденсация паров, то вероятность конденсации, согласно распределению Больцмана, имеет для i -того элемента или соединения вид:

$$w_i \sim 1 - \exp(-\Lambda_i/RT). \quad (26)$$

По убыванию теплот сублимации элементы наибольшего обилия составляют ряд Ni, Fe, Si, Cr, Al, Ca, Mg (примерно в той же последовательности расположены их окислы, гидридены, карбиды и т. д.).

Следовательно, в таком же, в среднем, порядке пары этих элементов и их соединений будут вовлекаться в процессы газовой аккреции при образовании пылинок, зерен, планетозималей. Слияние первоначальных конденсатов должно, таким образом, приводить к избытку в ядре образующейся планеты элементов с наибольшими Λ_i . (Дальнейшее плавление материала планеты и процессы гравитационной дифференциации [17, 18] приводят к расслоению не по Λ_i , а по плотностям).

7. Можно попытаться рассмотреть с точки зрения развиваемой модели особенности теплового баланса Юпитера как объекта, находящегося в стадии конденсации водорода в металлическое состояние.

Поскольку масса Юпитера равна $2 \cdot 10^{30}$ г, то полная теплота, выделяющаяся при металлизации, лежит в интервале $(1.7 \div 17) \cdot 10^{42}$ эрг. Энергия, получаемая Юпитером от Солнца, равна 10^{25} эрг/с, внутренний поток тепла в нем — $3 \cdot 10^{25}$ эрг/с. Если принять, что весь этот поток обусловлен стационарным процессом сублимации водорода, то его продолжительность, даже при металлизации 0.1 массы планеты, могла достичь величины $0.15 \div 1.5$ млрд лет.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Д. А. Варшавичу, Р. И. Киладзе, Д. А. Киржницу, А. Н. Мествиришвили, Е. К. Харадзе, В. В. Чавчанидзе, Д. С. Чернавскому, Г. Шульцу и рецензенту статьи за интерес к работе, стимулирующие обсуждения и замечания.

Институт кибернетики
АН Груз.ССР

GAS CONDENSATION AS A CAUSE OF THE INFRARED EXCESS IN THE COLD NEBULAE SPECTRA

M. E. PEREL'MAN

It is shown that the occurrence of the IR radiation excess near $10 \mu\text{m}$ can be attributed to the processes of neutral gas cloud condensation formed in these objects. It is shown that in such clouds the latent energy of the phase transitions, especially at the early stages of sublimation must be released in a nonequilibrium IR radiation with frequencies determined by the types of the interatomic (intermolecular) bindings, appearing under condensation. These estimations lead to frequencies, band-widths and intensities of the IR radiation close to the observed ones.

The significance of the transition energy consideration in the stellar evolution is also demonstrated.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. W. Werner, E. B. Becklin, G. Neugebauer, *Science*, 197, 723, 1977.
2. F. J. Low, W. H. Tucker, *Phys. Rev., Lett.*, 21, 1538, 1968.
3. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Плазменная астрофизика*, Наука, М., 1972.
4. Н. М. Дуск, R. W. Milkey, *P. A. S. P.*, 84, 597, 1972.
5. М. Е. Перельман, *Phys. Lett., A*, 37, 411, 1971; *ДАН СССР*, 203, 1030, 1972.

6. *A. N. Mestvirishvili, J. G. Direktovich, S. I. Grigoriev, M. E. Perel'man, Phys. Lett., A, 60, 143, 1977.*
7. *A. N. Mestvirishvili, M. E. Perel'man, Abstracts Int. Conf. Multiphoton Processes (ICOMP), Univ. of Rochester, N.-Y., 1977, p. 123.*
8. *А. Н. Мествиришвили, М. Е. Перельман, Труды Института кибернетики АН Груз. ССР, 3, Изд. «Мецнереба», Тбилиси, 1977, стр. 338.*
9. *Х. Альвен, Г. Аррениус, Эволюция Солнечной системы, Мир, М., 1979.*
10. *В. А. Гинзбург, Изв. ВУЗов, Радиофизика, 16, 512, 1973.*
11. *К. Лемг, Астрофизические формулы, 1, Мир, М., 1978.*
12. *А. Е. Шейндлин (ред.), Излучательные свойства твердых материалов, Энергия, М., 1974.*
13. *J. A. O'Keefe, Ap. J., 90, 294, 1939.*
14. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, ГИФМЛ, М., 1963.*
15. *Р. Гулд, в сб. «Инфракрасная астрономия», Мир, М., 1971, стр. 111.*
16. *P. J. E. Peebles, R. H. Dicke, Ap. J., 154, 891, 1968.*
17. *Е. В. Артюшков, Изв. АН СССР, сер. «Физика Земли», № 5, 1970.*
18. *Г. Е. Гузунова, М. Е. Перельман, Сообщ. АН Груз. ССР, 71, 77, 1973.*