

УДК 523.164

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ГРАДИЕНТ В ОБЛАСТЯХ НИИ

Т. Б. Пятунина

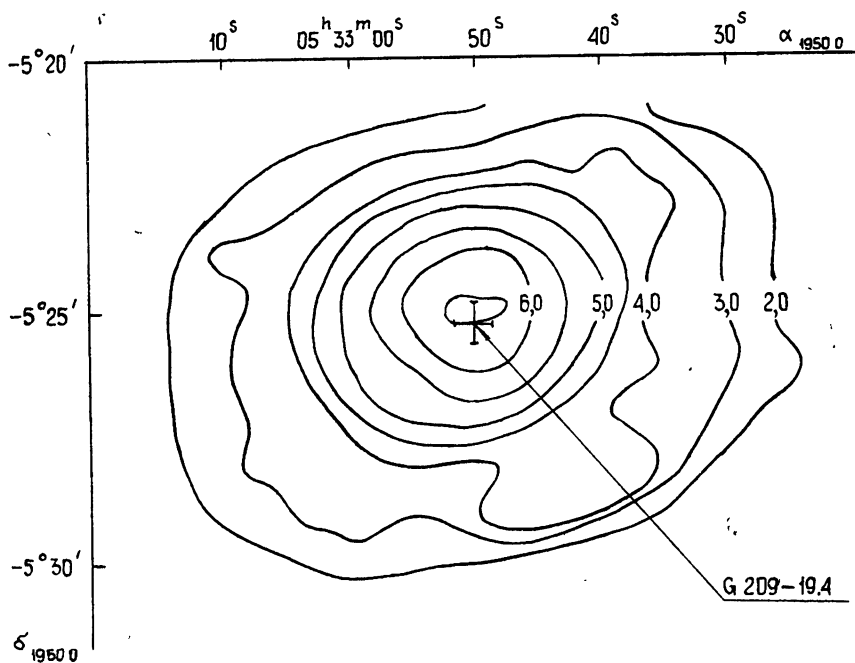
Цель данной работы заключалась в том, чтобы оценить температурный градиент в некоторых зонах ионизированного водорода и его влияние на непрерывный спектр радиоизлучения, а также на излучение в рекомбинационных линиях. Мы стремились получить распределение электронной температуры только по данным радиоконтинуума, поскольку при свободно-свободных переходах, образующих радиоконтинуум, движением ионов можно практически пренебречь, а время релаксации электронного газа достаточно мало, чтобы можно было пользоваться равновесными формулами в отличие от излучения в линиях. Яркостная температура теплового радиоизлучения на высоких частотах, где оптическая толщина τ мала, определяется в основном электронной плотностью, а на низких частотах, где τ больше единицы,—температурой. Поэтому, зная распределение яркости на двух достаточно разнесенных частотах, можно найти распределение средних по лучу зрения температуры и плотности, а затем рассчитать ожидаемый спектр радиоизлучения. Такие расчеты были выполнены нами для двух ярких газовых туманностей—Орион-А и Омега.

Исходными данными служили изофоты Шрамла и Мецгера [1] на частоте 15400 Мгц (диаграмма $\varphi_{0,5} = 2',0$) и Миллса, Шавера [2] на частоте 408 Мгц (диаграмма $\varphi_{0,5} = 2',8$). Средняя по лучу зрения электронная температура \bar{T}_e в центре туманности Ориона составляла 6500°К, градиент \bar{T}_e в картинной плоскости $\approx 900^\circ\text{К}$ на угловую минуту (рис. 1). Такое распределение \bar{T}_e позволяет объяснить наблюдаемый спектр во всем диапазоне частот от 408 до 15000 Мгц, не прибегая к низкой температуре 3000°К, как это пришлось сделать Терциану, Мецгеру и Шрамлу в изотермической модели [3]. Распределение \bar{T}_e по туманности Омега гораздо более неоднородно (рис. 2). Несколько неожиданным является сильный градиент температуры через более компактную из двух компонент туманности G 15.0—0.7. Возможно это вызвано смещением центра плотности относительно центра возбуждения.

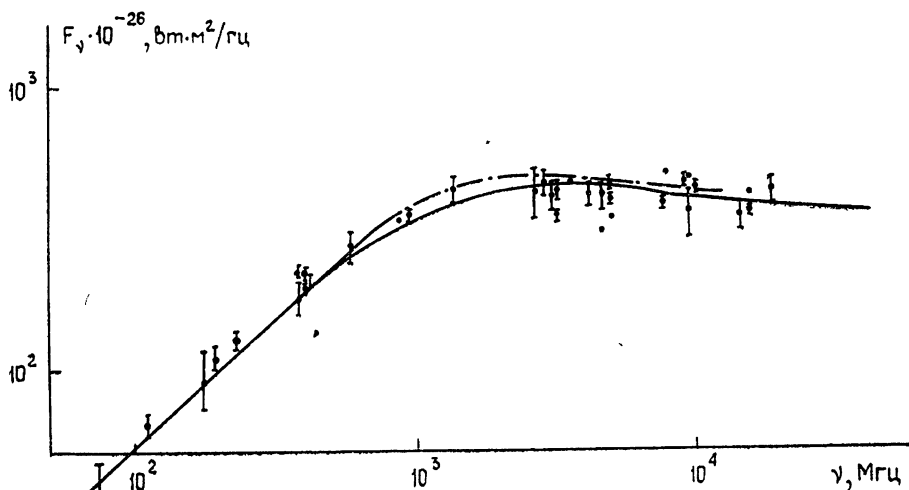
Отметим, что вопрос об источниках возбуждения туманности Омега до сих пор не решен однозначно, но в 1958 году Гершберг, Проник, Есипов и Щеглов [4] предположили, что источником возбуждения туманности является ассоциация ОВ звезд, погруженная в пылевую глобулу. Причем глобула расположена как раз на границе компонент G 15.0—0.7 и G 15.1—0.7. Как видно из рис. 2б, спектр модели, учитывающей распределение \bar{T}_e в области перегиба не согласуется с наблюдаемым спектром. Расхождение можно устранить, предположив, что реальная мера эмиссии туманности в 1,6 раза превышает наблюдаемую на $\nu = 15400$ Мгц. Это, в свою очередь, может быть вызвано либо более высоким градиентом плотности в одной из уже известных деталей, либо

наличием дополнительной детали с потоком ≈ 70 единиц, угловым размером $\approx 0,8$ ($0,5 \text{ мс}$ на расстоянии $2,3 \text{ клс}$) и плотностью $\approx 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$.

Для источника, являющегося телом вращения произвольной формы, система интегральных уравнений переноса может быть решена численно. Решение представляет собой распределение электронной тем-



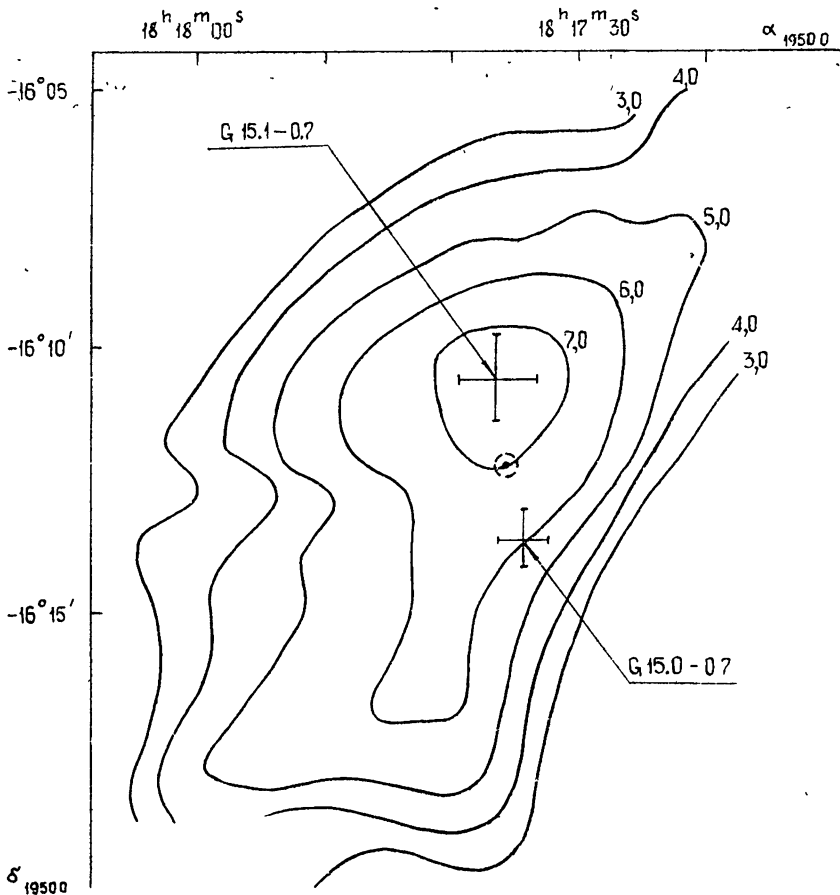
а)



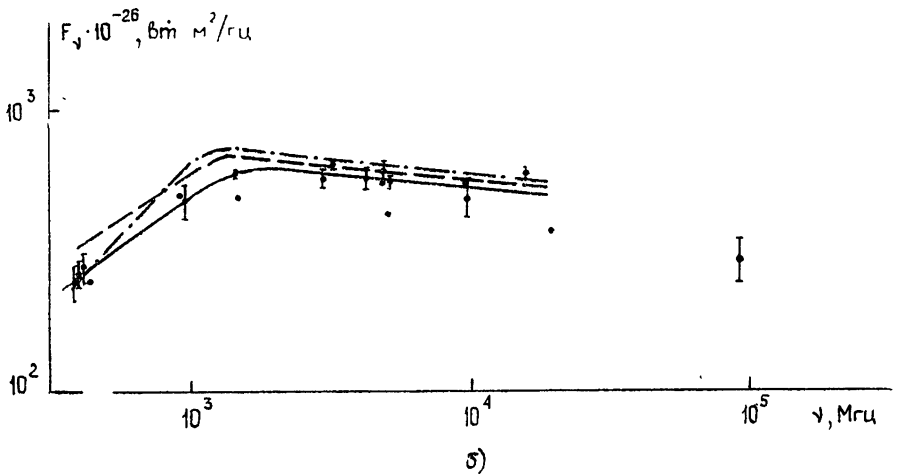
б)

Рис 1. Орион-А. а) Распределение T_e , средней по лучу зрения. Интервал $\overline{T_e} - 1000 \text{ }^\circ\text{К}$. б) Спектр:

— — наблюдения; - - - модель, учитывающая распределение T_e .



a)



б)

Рис. 2. Омега. а) Распределение T_e , средней по лучу зрения. Интервал $\bar{T}_e - 1000 \text{ K}$. б) Спектр: — — наблюдения; - - - - - изотермическая модель при $\bar{T}_e = 8000 \text{ K}$; - · - · - модель, учитывающая распределение T_e .

пературы и плотности по двум координатам—вдоль оси вращения и перпендикулярно к ней. На рис. 3 приведено распределение T_e для туманности Ориона. Направление оси симметрии—восток—запад. В верхней части рисунка—модель, вычисленная по изофотам северной половины источника, в нижней—по южной. Хотя различие между этими моделями находится в пределах допустимых ошибок вычислений и выбранной модели, которые составляют $\approx 13\%$, однако не исключено, что северная половина туманности действительно горячее, чем южная. Наиболее характерными особенностями модели являются высокая температура в центре туманности ($19000^\circ\text{K} \pm 2500^\circ\text{K}$) и значительный отрицательный градиент температуры $\approx 4000^\circ\text{K}$ на угловую минуту ($0,15 \text{ пс}$).

Резкое повышение температуры в центре туманности может быть вызвано, как показал Софи [5], тем, что оптимальные условия для охлаждения электронного газа создаются на некотором расстоянии от центра возбуждения. Ближе к центру оптимальные условия нарушаются и температура возрастает до 15000°K . Однако построенная нами модель сильно отличается от обычно принимаемой при интерпретации рекомбинационного излучения изотермической модели с $T_e \approx 10000^\circ\text{K}$. Поэтому представляло интерес численное интегрирование в рамках нашей модели уравнений переноса в линиях как при условии сохранения локального термодинамического равновесия, так и с учетом отклонений от него. Поскольку построенная нами модель характеризует только плотную центральную часть туманности, необходимо было ввести предположение о распределении температуры в оболочке.

На рис. 4 приведены значения $\frac{T_L \Delta v_L}{T_c}$, соответствующие следующим сечениям модели: от центра плотности к северу, оболочка изотермическая; от центра плотности к северу, градиент температуры в оболочке $\approx +3300^\circ\text{K}$ на угловую минуту; от центра плотности к югу, оболочка изотермическая. Коэффициенты b_n и $\frac{d(\ln b_n)}{dn}$ взяты из работы [6]. Как видно из рисунка, отклонения неравновесного решения от наблюдательных данных существенно превышают ошибки, связанные с отклонением реальной туманности от сферически симметричной и с отсутствием данных о температурном градиенте в оболочке.

Броклерхерст и Ситон [7] ранее указывали, что рекомбинационное излучение газовых туманностей нельзя сводить только к изучению мелкомасштабных неоднородностей с высокой плотностью, поскольку существенный вклад в неравновесное излучение дают протяженные области с малой плотностью. Как показали наши расчеты, наличие градиента температуры еще более увеличивает этот вклад. И по существу роль флуктуаций плотности сводится к тому, чтобы подавить неравновесные эффекты оболочки в α -линиях и несколько понизить излучение в линиях высоких порядков. Поэтому представляется целесообразным, по крайней

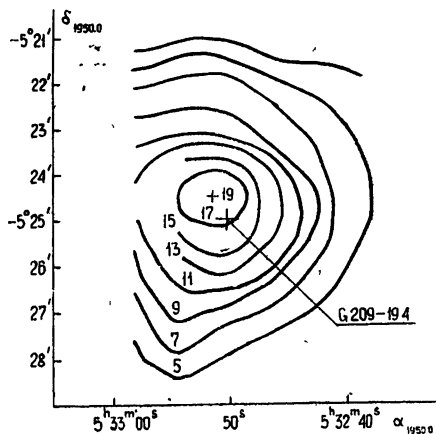


Рис. 3. Орион-А.
 T_e как функция расстояния от центра возбуждения. Интервал T_e — 1000°K .

мере в первом приближении, интерпретировать рекомбинационное излучение туманности Ориона без учета отклонений от LTE (рис. 5). При этом оказывается возможным согласовать рекомбинационное излучение туманности с ее излучением в непрерывном спектре.

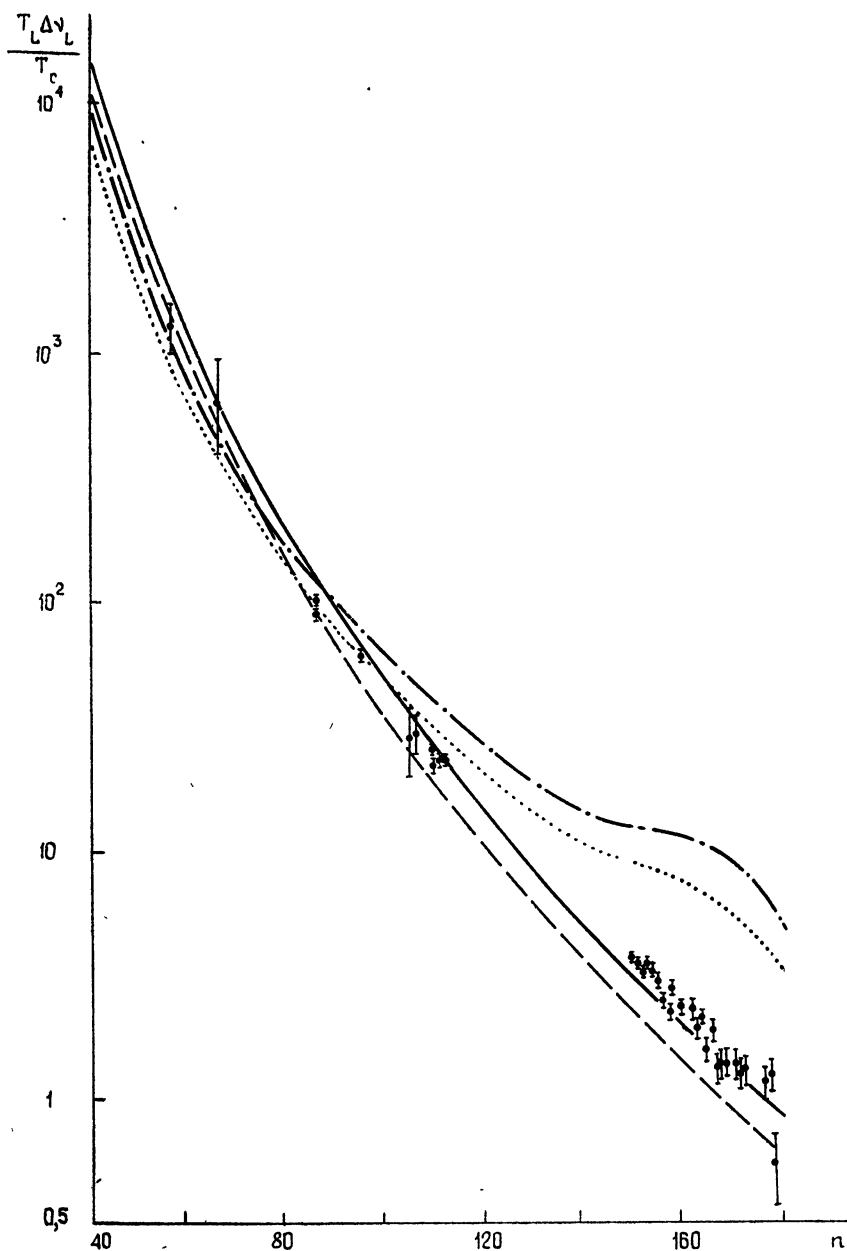


Рис. 4а. Орион-А. Рекомбинационное излучение в α -линиях. Сечение центр — север, оболочка изотермическая: — — — равновесное решение, - - - - - неравновесное. Оболочка с градиентом температуры $+ 3300^\circ\text{K}$ на 1 угл. мин; - - - — равновесное решение; ●●● — неравновесное решение.

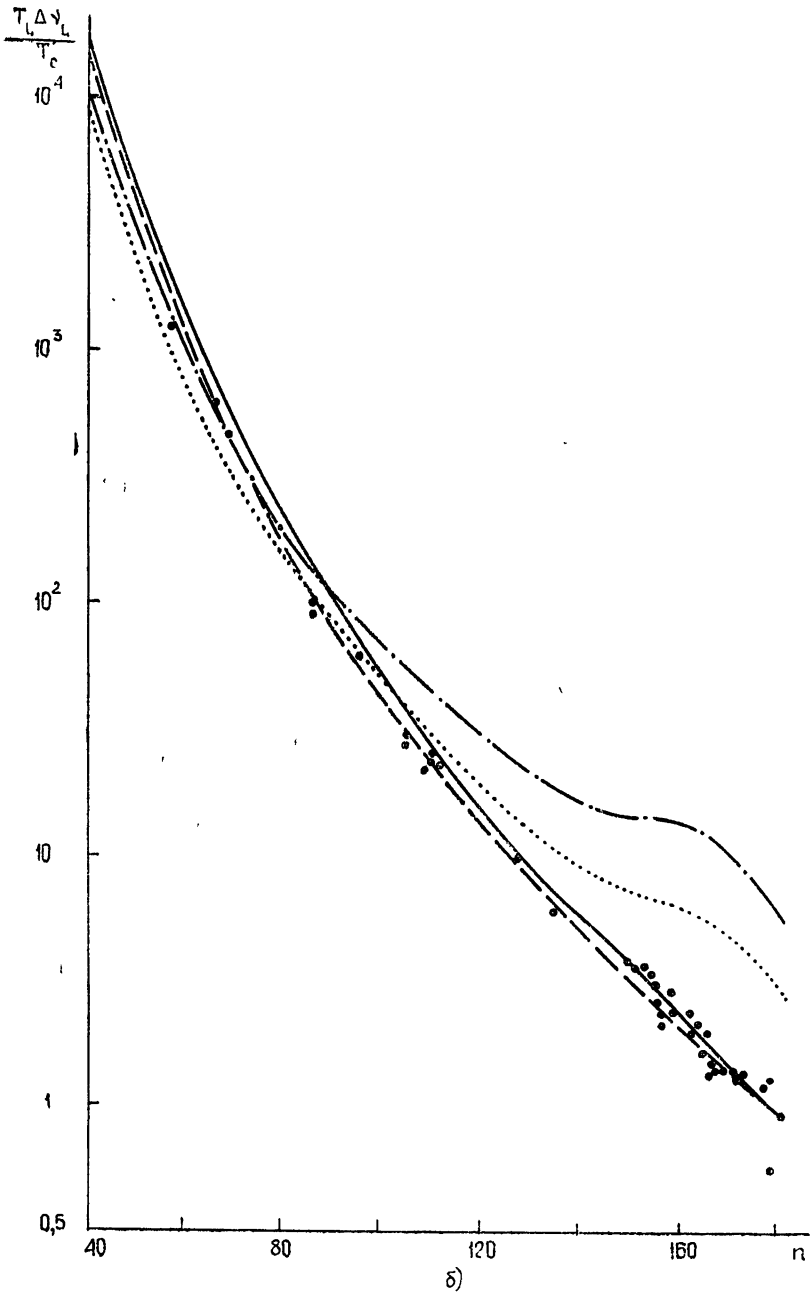


Рис. 46. Орион-А. Рекомбинационное излучение в α -линиях
 Оболочка изотермическая. Сечение центр — север: — — — — равновесное решение, ●●● — неравновесное. Сечение центр — юг.
 — — — — равновесное решение, — — — — неравновесное.

С точки зрения дальнейших наблюдений рекомбинационного излучения интересен тот факт, что в рамках предложенной модели равновесное решение предсказывает увеличение отношения $\frac{T_L \Delta \nu_L}{T_c}$ с увеличением диаграммы направленности, а неравновесное решение, наилуч-

шим образом удовлетворяющее наблюдениям,—обратную зависимость. Это могло бы послужить независимым наблюдательным критерием сохранения или нарушения LTE в туманности.

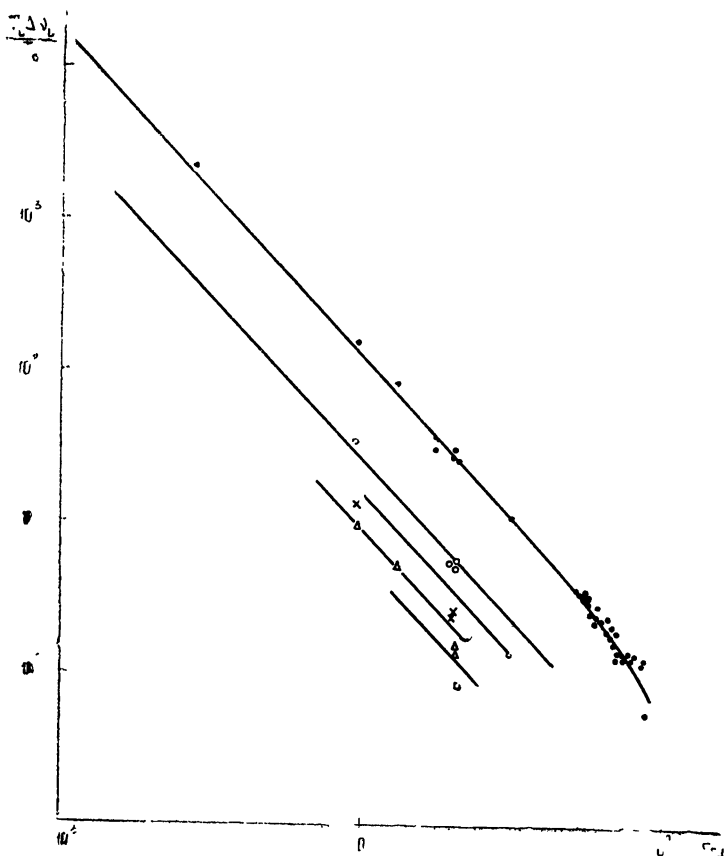


Рис. 5. Орион-А. Рекомбинационное излучение в α (●●●)-, β (○○○)-, γ (×××)-, δ (△△△)-, ϵ (□□□)-линиях с учетом эффекта разрешения (равновесное решение).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Schraml, P. G. Mezger, *Astrophys. J.*, **156**, 269 (1969).
2. B. Y. Mills, P. A. Shaver, *Austr. J. Phys.*, **21**, 95 (1968).
3. J. Ierzian, P. G. Mezger, J. Schraml, *Astrophys. Lett.*, **1**, 153 (1968).
4. Р. Е. Гершберг, В. Ф. Есипов, В. И. Проник, П. В. Щеглов, *Изв. КрАО*, **26**, 313 (1961).
5. S. Sofia, *Ann. d'Astrophys.*, **30**, 377 (1967).
6. T. J. Sejnowski, R. M. Hjellming, *Astrophys. J.*, **156**, 915 (1969).
7. M. Brocklehurst, M. J. Seaton, *Astrophys. Lett.*, **9**, 139 (1971).
8. P. A. Shaver, *Mon. Not. R. A. S.*, **142**, 273 (1969).

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.