

## "ВЗРЫВНАЯ" ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИК В МОДЕЛИ СЛИЯНИЙ И ЭПОХА ОБРАЗОВАНИЯ КВАЗАРОВ

*В.М.Конторович, А.В.Кац, Д.С.Кривицкий*

*Харьковский радиоастрономический институт АН Украины  
310108, Харьков*

Поступила в редакцию 10 сентября 1991 г.

После переработки 25 ноября 1991 г.

Предлагается объяснение "внезапному" возникновению квазаров. Вычислена как (быстрая) зависимость их числа от времени, так и распределение по светимостям.

Значительное число различных наблюдательных данных свидетельствует в пользу существенной роли слияний галактик. Эти процессы скорее всего ответственны за проявления активности при относительно малых красных смещениях  $z$  (см., например, ссылки в <sup>1-3</sup>), но, по-видимому, могут играть и важную космологическую роль, объясняя, в частности, "внезапное" исчезновение квазаров при  $z > 2 \div 3$ , популяция которых при меньших  $z$  растет с ростом  $z$ .

Действительно, если известно совместное распределение галактик по массам и моментам, то можно найти и скорость рождения активных объектов (квазаров), например, в модели, в которой активность связана с аккрецией на компактное ядро в результате компенсации момента при слиянии <sup>1</sup>. Решения кинетического уравнения, дающие распределения по массам при слияниях (их можно сопоставлять с наблюдаемой функцией светимости галактик), существенно зависят от того, насколько быстро коэффициент коагуляции  $U = \bar{\sigma v}$  ( $\sigma$  - сечение слияния,  $v$  - относительная скорость, черта означает усреднение по скоростям) растет с ростом массы. При  $U \sim M^u$  значениям  $u > 1$  отвечает возможность "взрывной" эволюции, когда степенное на больших массах распределение устанавливается из начального, локализованного на малых массах  $\sim M_*$ , за конечное время <sup>4</sup>. При  $U = cM_1M_2$  это следует из точного решения кинетического уравнения <sup>4,5</sup>. Для  $U = c(M_1 + M_2)^2$ , возникающего в модели слияний, ограничиваемых условием контакта и скоростями  $v < v_g = \sqrt{2GM/R}$ , где  $R$  - характерная сумма радиусов сталкивающихся галактик, а  $M = M_1 + M_2$  - сумма их масс, можно перейти от интегрального кинетического уравнения к дифференциальному уравнению

для функции распределения по массам  $f$ , учитывая преимущественное взаимодействие больших масс с малыми:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial M}(c\bar{M}M^2f) = 0, \quad \bar{M} = \int_0^M dM M f(M, t). \quad (1)$$

Здесь  $M$  является интегралом движения в том случае, когда вклад дают в основном малые массы, что подчеркнуто указанием только нижнего предела. Уравнение (1) отражает сохранение числа массивных галактик в этих условиях.

Коэффициент  $c \simeq G^2/v^3(t)$ , где  $G$  - гравитационная постоянная, а  $v(t)$  - среднеквадратичная скорость галактик, зависящая от времени вследствие расширения Вселенной. Из-за этого же меняется также плотность числа галактик, на которую нормируется их распределение. В (1), однако  $c = c(t_H) = \text{const}$ , см. ниже). Среднюю плотность вещества во Вселенной примем равной критической, а закон  $v(t)$  таким, каким он возникает в линейной теории гравитационной неустойчивости <sup>6</sup>. Вообще говоря, результат чувствителен к этому выбору. Медленная (по сравнению со "взрывной") зависимость от времени определяет, в частности, границу области относительно "горячей" подсистемы галактик  $M_b(t)/10^9 M_\odot \sim kt/t_H$ , (где  $k = v^3(t_H)/\sqrt{G^3 \rho} \cdot 10^9 M_\odot \sim 1$ , а  $t_H$  - хаббловское время), в которой справедливо принятое выше выражение для  $U$ , и соответственно определяет предельные массы, достигаемые за счет взрывной эволюции в данной области. (Возможны сценарии, в которых взрывная эволюция разыгрывается в "холодной" области больших масс).

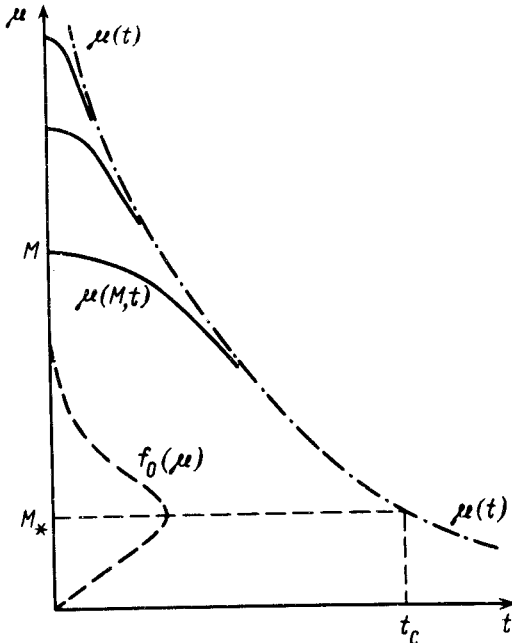


Рис.1

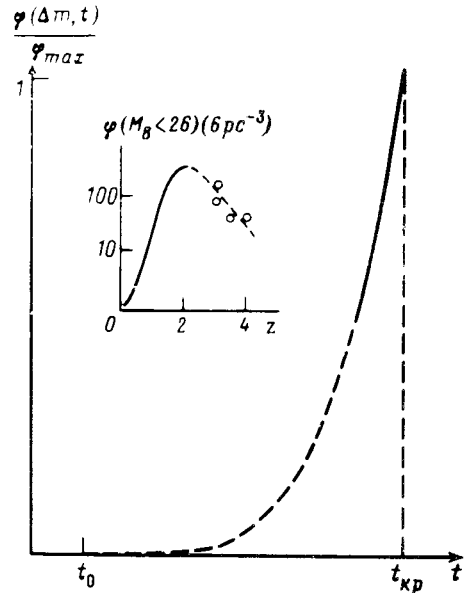


Рис.2

Рис. 1. Поведение аргумента  $\mu(M, t)$  (сплошная кривая;  $\mu(M, t) = \text{const}$  - характеристика кирального уравнения (1)) начального распределения по массам  $f_0(\mu)$  (пунктир) в решении кинетического уравнения, обнаруживающем взрывной характер при  $t \rightarrow t_{cr}$

Рис. 2. Взрывное нарастание числа квазаров согласно формуле (9), рассматриваемой как интерполяция от  $t_0$  до  $t_{cr}$ ;  $\varphi_{max} \equiv \varphi(t_{cr}) \rightarrow \infty$  при  $M_b \rightarrow \infty$  (8);  $t_0$  - эпоха возникновения (спиральных) маломассивных ( $\sim M_*$ ) галактик. Использована приведенная шкала времени. В рамке - данные наблюдений <sup>10</sup>

Ограничиваясь здесь решением начальной задачи для (1), получим его методом характеристик (рис.1):

$$f(M, t) = \left( \frac{\mu(M, t)}{M} \right)^2 f_0(\mu(M, t)), \quad (2)$$

$$\mu(M, t) = \frac{M\mu(t)}{M + \mu(t)}, \quad \mu(t) = (cM(t - t_0))^{-1}. \quad (3)$$

Т.к. начальное распределение  $f_0(M) \equiv f(M, t_0)$  локализовано при  $M \lesssim M_*$ , то в момент  $t = t_{cr}$ , когда аргумент  $f_0$  (2) достигает значения  $\mu(t_{cr}) \simeq M_*$ , происходит "взрывное" установление степенного распределения в широкой области масс  $M \gg M_*$ . Отсюда для  $U = c_u(M_1 + M_2)^u$

$$t_{cr} - t_0 \simeq ((u - 1)c_u \bar{M} M_*^{u-1})^{-1}. \quad (4)$$

Заметим, что для  $U = c(M_1 + M_2)^2$  существование  $t_{cr}$  - строгое утверждение, ср. 4. Логарифмическая расходимость  $M$  на степенной асимптотике  $M^{-2}$  при  $u = 2$  означает, впрочем, что точное значение  $t_{cr}$  и вид спектра масс несколько отличается от (2)-(4). Значение  $t_{cr}$  дано здесь в приведенной шкале Силка и Уайта <sup>1</sup>, в которой учтено расширение Вселенной и верно (1).

В результате, галактики в области достаточно больших масс возникают за малый промежуток времени  $\Delta t$  в окрестности  $t_{cr}$ , тем меньшей, чем больше  $M$ :  $\Delta t/t_{cr} \sim \sqrt{M_*/M}$ . Взрывной процесс образования галактик порождает, в свою очередь, взрывной процесс образования активных объектов за счет слияний, обсуждаемый в данном сообщении.

В то время как светимость обычных галактик пропорциональна их массе, светимость  $L$  активных объектов, определяемая аккрецией на ядро галактики, связана в рассматриваемой модели <sup>1</sup> с избытком дисковой массы  $\Delta m$ , способной вследствие компенсации моментов к падению на центр  $L = B\Delta m$ . Для плотности числа квазаров с данной светимостью (функции светимости)  $\varphi(\Delta m)$  исходим из

$$\frac{\partial \varphi(\Delta m)}{\partial t} = I_{\Delta m} \equiv \int dM_1 dM_2 f(M_1, t) f(M_2, t) U \delta[\Delta m - (m_1 + m_2 - m)], \quad (5)$$

где распределение по моментам считалось достаточно узким и дисковые массы  $m$  выражены через  $M$ :  $m \sim M^\lambda (R \sim M^{1-2\lambda})$ . Вводя в качестве переменной интегрирования безразмерную разность масс сливающихся галактик  $x$  и их сумму  $a(x) = [(1+x)^\lambda + (1-x)^\lambda - 2^\lambda]^{1/\lambda}$ , имеем ( $x(M_b \rightarrow \infty) \rightarrow 1$ ):

$$I_{\Delta m} = \frac{16}{\lambda} c \frac{\xi^4}{\Delta m} \int_0^{x(M_b)} dx a^4(x) f_1 f_2, \quad \xi \sim \Delta m^{1/\lambda}, \quad M_{1,2} = \xi(1 \pm x)a(x). \quad (6)$$

В области больших светимостей  $\xi/\mu \gg 1$  для функции масс галактик, испытывающих взрывную эволюцию отсюда согласно (2)

$$f_{1,2} \sim \frac{\mu^2(t)}{\xi^2 a^2(1 \pm x)^2} f_0(\mu(t)) \quad (7)$$

и, соответственно, (содержащие  $\Delta m$  величины  $\xi$  сокращаются!):

$$I_{\Delta m} = \frac{4c}{\lambda} \frac{\mu^4(t) f_0^2(\mu(t))}{1 - x(M_b)} \frac{1}{\Delta m}. \quad (8)$$

Выбирая  $f_0(M) \sim \exp(-M/M_*)$  для  $M \gg M_*$ , имеем в критической области для "взрывной" временной зависимости

$$I_{\Delta m}(t) \sim \exp\left(-\frac{2(t_{cr} - t_0)}{t - t_0}\right), \quad t_{cr} - t \ll t_{cr} \quad (9)$$

Замечательно, что в данной модели наклон спектра  $I_{\Delta m} \sim (\Delta m)^{-1}$  близок к наблюдаемому наклону стационарной части функции светимости квазаров <sup>7,8</sup>. Благодаря взрывной эволюции вначале устанавливается стационарное распределение, которое при  $t > t_{cr}$  медленно "выгорает". Разумеется, такое совпадение спектров скорее всего не более чем счастливая случайность. Вид спектра чувствителен к виду коэффициента коагуляции и модели активности. Однако, сам факт взрывного возникновения популяции квазаров является следствием мало чувствительным ко многим деталям механизма слияний, ответственных в данном сценарии, как за установление спектра масс галактик, что накладывает свои ограничения <sup>9</sup>, так и за возникновение активности.

Итак, взрывной сценарий объясняет качественную картину как исчезновения квазаров за  $z_{cr}$  <sup>10</sup>, так и возникновение "стационарной" функции светимости квазаров ( $\Phi(L) \sim L^{-1}$ ), "выгорающей" затем на ярком конце <sup>7,8</sup>. В то же время, для реализации рассматриваемого процесса к моменту  $t_{cr}$  должно произойти достаточно большое число слияний  $M_b(t_{cr})/M_* \gg 1$ , что накладывает связи и ограничения на  $t_0$  и  $M_*$ .

Переходя к реальному времени (которое обозначаем тем же символом) согласно  $dt \rightarrow (t_H/t)^3 dt$  <sup>1,9</sup>, и требуя  $t_0 \ll t_{cr} < t_H$ , получим:  $(v(t_H) \rightarrow v)$ :

$$10^{12} M_{\odot} (t_0/t_H)^2 \left(\frac{v \text{ см/с}}{10^7}\right)^3 \left(\frac{\bar{M}}{\rho_H}\right)^{-1} \cong M_* \ll 10^9 M_{\odot} \left(\frac{v \text{ см/с}}{10^7}\right)^3 \left(\frac{t_{cr}}{t_H}\right)$$

(равенство соответствует обращению  $t_{cr}$  в  $\infty$ , а небольшое изменение параметров обеспечивает требуемый выбор  $t_{cr}$ , коэффициент  $\sim 1$  опущен,  $\rho_H \equiv (6\pi G t_H^2)^{-1}$ ). Если считать, что вся масса, включая скрытую, сосредоточена в галактиках, то  $M/\rho_H \sim 1$  и для  $t_{cr}/t_H \sim 10^{-1} t_0/t_H$  не может быть больше, чем  $3 \cdot 10^{-3}$ , а  $M_* \lesssim 10^7 M_{\odot} (v [\text{см/с}]/10^7)^3$ . Условие  $M_* < M_b(t_0)$  является более жестким, приводя к  $t_0/t_H < 10^{-3} (\bar{M}/\rho_H)$ , и может выполняться либо за счет  $\bar{M}/\rho_H \gg 1$  <sup>1)</sup>, либо за счет уменьшения  $t_0$ .

Ограничения по массам можно снять переходом в область  $M > M_b$ , где  $U \simeq \pi R^2 v(t) \cdot GM/Rv^2(t) \propto M^{1+\beta}$  ( $\beta = 1 - 2\lambda \rightarrow 1/3$  при  $\rho = \text{const}$ ). В этой области скорее всего также возможна взрывная эволюция <sup>2)</sup> (при  $\beta > 0$ ) с той же оценкой  $t_{cr}(4)$  <sup>4</sup>. К сожалению, расходимость  $\bar{M}$  на больших массах становится степенной (порядка  $1 - \beta$ ), что делает ненадежным использованный выше дифференциальный подход.

Переход к реальному времени осуществляется заменой  $dt \rightarrow (t_H/t)^{7/3} dt$ , а

<sup>1)</sup>Заметим, что превышение  $\bar{M}/\rho_H$  над единицей может быть связано с локальной флуктуацией плотности в области, где образуются квазары. Вместе с тем, выбор  $\bar{M}/\rho_H > 1$  не следует понимать буквально. Достижимое этим увеличение вероятности слияний в прошлом может соответствовать и более быстрому уменьшению относительной скорости галактик, и большей роли приливных сил, и большей рыхлости самих галактик при больших  $z$ . Отметим, что наблюдения близких объектов также указывают на значительное превышение реального числа слияний галактик по сравнению с простыми газокинетическими оценками (см. ссылки в <sup>1-3,9</sup>).

<sup>2)</sup>Невзрывной вариант эволюции рассматривался в <sup>11</sup> заменой  $U$  на  $U_{eff}$  с  $\beta = 0$ .

связь  $t_0$  и  $M_*$  приобретает вид:

$$10^{21} M_{\odot} (t_0/t_H)^4 \left( \frac{v \text{ см/с}}{10^7} \right)^3 \left( \frac{\bar{M}}{\rho_H} \right)^{-3} \cong M_* \ll M_{max}.$$

Мы не обсуждаем здесь природу  $M_{max}$ , на котором должен заканчиваться взрывной рост при больших массах. Оценка же  $M_{max}$  по светимости квазаров в рамках используемой модели <sup>1</sup> приводит (с большой степенью неопределенности, вызываемой незнанием доли фактически падающего на центр вещества, отношения дисковой массы к сферoidalной, включая скрытую и т.п.) к массе  $M_{max} \gtrsim 10^{13} M_{\odot}$ , соответствующей крупным эллиптическим галактикам. При  $\bar{M}/\rho_H \sim 1$  для максимально возможного  $t_0/t_H \sim 3 \cdot 10^{-3}$ , получаем  $M_* \approx 10^{11} M_{\odot} (v/10^7)^3$ , но  $\bar{M}/\rho_H \gg 1$  позволяет как снизить это значение начальной массы, так и приблизить момент ее формирования.

- 
1. Кац А.В., Конторович В.М., ЖЭТФ, 1990, 97, 3; Письма в астр.журн., 1991, 17, 229.
  2. Комберг Б.В., Сообщения САО АН СССР, 1989, N67, 134.
  3. Heckman T.M., Galaxy interaction and the stimulation of nuclear activity. Preprint N 423 Space Telescope Science Institute, 1990.
  4. Волощук В.М., Кинетическая теория коагуляции. Гидрометеиздат, 1984.
  5. Трубников Б.А., ДАН СССР, 1971, 196, 1316.
  6. Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А., Письма в астрон.журн., 1980, 6, 737.
  7. Коо D.C., Крпн R.G., Astrophys. J., 1988, 325, 92.
  8. Boyle B.J., Shanks T., Peterson B.A., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1988, 235, 935.
  9. Kats A.V., Kontorovich V.M., Krivitski D.S., Astron. Astrophys. Trans., 1991.
  10. Rees M., Science, 1990, 247, 817.
  11. Khersonskii V.K., Voshchinnikov N.V., Astrophys. Space Sci., 1991, in press.