



ISSN 1607–2855

Том 3 · № 2 · 2002 С. 118–126

УДК 524.7

Взрывы в галактиках

Ю.А. Щекинов

Физический факультет Ростовского госуниверситета

Обсуждаются явления, связанные с взрывами сверхновых в галактиках. Кратко описываются приближенные методы исследования динамики ударных волн от сверхновых в межзвездной среде, анализируется влияние радиационных потерь за фронтами ударных волн, а также неоднородного (стратифицированного) распределения плотности на крупномасштабную динамику галактических ударных волн. Наблюдаемые в галактиках крупномасштабные вертикальные структуры в гало и истечения газа обсуждаются в этом контексте.

ВИБУХИ В ГАЛАКТИКАХ, Щекинов Ю.А. — Обговорюються явища, пов'язані з вибухами наднових в галактиках. Коротко описані набліжені методи дослідження динаміки ударних хвиль в міжзоряному середовищі, аналізується вплив радіаційних втрат поза фронтами ударних хвиль, а також неоднорідного (стратифікованого) розподілу густини на великомасштабну динаміку галактичних ударних хвиль. Спостережувані в галактиках великомасштабні вертикальні структури гало та витіки газу обговорюються в цьому контексті.

EXPLOSIONS IN GALAXIES, by Shchekinov Yu.A. — Phenomena connected with supernovae explosions in galaxies are discussed. Approximate methods for description of the supernova shock wave dynamics in the interstellar medium are briefly considered, in particular, the effects of radiative energy losses and a non-uniform (stratified) density distribution on the large-scale dynamics of shock waves are analyzed. Large-scale vertical structures and outflows observed in galaxies are discussed in this context.

1. ВВЕДЕНИЕ

Взрывные процессы во Вселенной всегда связаны с выделением энергии в термоядерных процессах в недрах звезд — плотности и температуры вещества в галактиках ($n \sim 1 \text{ см}^{-3}$, $T \leq 10^6 \text{ К}$) явно недостаточны для термоядерного горения. Поэтому галактики как таковые взрываться не могут, а те взрывные явления, которые наблюдаются в некоторых из них, связаны с взрывами или другими проявлениями активности звезд, входящих в их состав. Масштабы остатков взрывов отдельных звезд или остатков, связанных с действием звездного ветра, составляют обычно около 10–30 рс и поэтому представляют собой микроскопические области по сравнению с масштабами галактик, 3–10 крс. Вместе с тем, во многих галактиках наблюдаются крупномасштабные сверхзвуковые течения, имеющие характер взрывных течений. По-видимому, первым, кто высказал гипотезу о взрывных явлениях в галактиках, был Оорт (1970), который предположил, что высокоскоростные облака HI, наблюдаемые на высоких галактических широтах и имеющие большие отрицательные лучевые скорости, являются результатом выброса вещества из центральных частей нашей Галактики многочисленными вспышками сверхновых. До сих пор эта гипотеза происхождения высокоскоростных облаков остается одной из основных.

Убедительные наблюдательные доказательства того, что совокупные вспышки сверхновых действительно способны приводить к взрывоподобным течениям в галактиках появились лишь в конце 80-х — начале 90-х годов. Первый ряд наблюдательных свидетельств был связан с наблюдениями сильных истечений из галактик с существенно сверхзвуковой скоростью, достигающей порой 10^3 км с^{-1} — явление, которое можно было бы назвать галактическим ураганом (в английской литературе — galactic superwind, Heckman, 1990). Результатом такого рода истечений является фор-

мирование рентгеновской короны вокруг галактики, часто имеющей биконическую форму с вершиной вблизи ее центра (Neckman et. al. 1990). Это явление было связано с выделением энергии при вспышках сверхновых, локализованное в сравнительно небольшой центральной области галактики с достаточно высоким темпом звездообразования. Теоретическое (численное) исследование показало, что локализованное выделение энергии сверхновыми является наиболее естественным механизмом (Suchkov et. al., 1994, 1996). Другой ряд свидетельств взрывов галактик пришел из наблюдений галактик, видимых с ребра, то есть так, что луч зрения проходит вдоль или почти вдоль плоскости галактики (Dettmar, 1992). В таком случае мы можем видеть не только протяженность газовой компоненты перпендикулярно галактическому диску, но и отдельные структурные образования в газе над ним, связанные возможно с действием сверхновых, и являющиеся таким образом проявлением взрывных явлений. Наблюдения такого рода структур в нашей Галактике затруднено, поскольку потоки излучения от газа, находящегося на большом расстоянии от плоскости Галактики малы и трудно отделяются от потоков, приходящих от газа вблизи плоскости. Тем не менее, специальная методика фильтрации излучения в линии 21 см позволила Хайлесу (Heiles, 1984) обнаружить тонкие вертикальные структуры в 21 см, ориентированные преимущественно перпендикулярно плоскости Галактики — они были названы Хайлесом “галактическими червями”. Позднее было обнаружено излучение в инфракрасной области от этих структур (Koo et. al., 1992). Их полное число в Галактике равно 118, и отождествляются они с проекциями на картинную плоскость цилиндрических (или конических) стенок, возникающих при выбросе вещества из плоскости Галактики сверхновыми. Присутствие значительного количества газа вдали от плоскости Галактики обнаруживается и по наблюдениям в линии H_α : шкала высот (ионизованного) газа, излучающего в H_α достигает 1 кpc (Reynolds, 1987). Весьма вероятно, что этот газ выбрасывается на такие большие расстояния от плоскости взрывами сверхновых.

В последние годы появились убедительные наблюдательные свидетельства того, что в межгалактическом газе на больших красных смещениях, $z = 3 - 5$, т.е. на тех стадиях, когда Вселенная была в 10–15 раз моложе наблюдаемой, присутствуют тяжелые элементы (такие как C, S, O, Cowie, Songaila 1998). Хотя здесь пока больше вопросов, чем ответов (Shchekinov, 2002), это безусловно свидетельствует о том, что и в молодой Вселенной взрывы в галактиках были достаточно частым и явлением.

В настоящем обзоре мы обсудим кратко основные динамические явления, связанные со вспышками сверхновых (или более общо, с активностью звезд), которые могут приводить к взрывным течениям в галактических масштабах. Мы обсудим также различия между локальными структурами и течениями над плоскостью нормальных спиральных галактик и крупномасштабными течениями типа галактической бури в галактиках с большой скоростью звездообразования. Мы увидим, что многие закономерности здесь могут быть поняты на основе простых оценок, хотя для более уверенного соответствия теоретических моделей наблюдениям и требуются достаточно сложное численное моделирование.

2. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ ОТ СВЕРХНОВЫХ

2.1. Сферическая модель

Рассмотрим вспышку сверхновой с энергией E , происшедшей в среде с плотностью ρ_0 . Остаток сверхновой, то есть область газа, возмущенная взрывом, отделен от окружающего невозмущенного газа ударной волной. Поскольку на ранних стадиях расширения остатка сверхновой можно полагать скорость его расширения существенно превосходящей скорость звука в окружающем газе c_0 , то ее можно положить равной нулю, $c_0 = 0$ — это приближение сильной ударной волны. В этом случае динамика остатка может быть описана всего тремя размерными величинами: постоянными параметрами взрыва и среды E и ρ , и переменной величиной времени, протекшего с момента взрыва t . Отсюда мы находим, что радиус остатка сверхновой с точностью до безразмерного коэффициента

порядка единицы равен

$$R_s = \left(\frac{Et^2}{\rho_0} \right)^{1/5}. \quad (1)$$

Отсюда легко найти скорость расширения остатка $v_s = \dot{R}_s$, она равна

$$v_s = \frac{2}{5} \left(\frac{E}{\rho_0 t^3} \right)^{1/5}. \quad (2)$$

До тех пор, пока ударная волна остается сильной, плотность за фронтом равна $4\rho_0$, а температура определяется как

$$T_s = \frac{3mv_s^2}{16k}, \quad (3)$$

здесь m — средняя масса атомов за фронтом ударной волны, k — постоянная Больцмана. Распределение температуры и плотности за фронтом волны, т.е. внутри остатка определяется из решения системы газодинамических уравнений, однако самые простые выводы можно сделать на основе простых соображений. Легко видеть, что за фронтом ударной волны вещество остатка собрано в очень тонком слое с толщиной $\Delta R_s \simeq R_s/12$. Это выражение легко получить, если учесть, что в оболочке собран практически весь газ из объема $4\pi R_s^3/3$, и что его плотность за фронтом равна $4\rho_0$. Это обстоятельство допускает во многих случаях упрощенное аналитическое описание динамики остатков сверхновых на основе так называемой модели тонкой оболочки. Особенно важно это при анализе крупномасштабных взрывных течений, когда распределение окружающего газа нельзя более считать однородным.

Поскольку течение за фронтом ударной волны остается всегда дозвуковым, то спустя короткое время внутри остатка устанавливается практически однородное распределение давления. Это в свою очередь означает, что значительному уменьшению плотности в центральных областях остатка должно соответствовать пропорциональное увеличение температуры. Таким образом, газ в центральных областях остатка сверхновой всегда горячее, чем это дается уравнением (3).

Решение, описываемое уравнениями (1) и (2) называется решением Седова и соответствует тем стадиям расширения остатка, на которых полная энергия сохраняется. Часто эти стадии называются еще адиабатическими, поскольку удельная (на единицу массы) энтропия *за фронтом ударной волны* не изменяется. В реальной межзвездной среде однако всегда важны радиационные потери энергии, связанные с возбуждением уровней атомов и молекул, а также с торможением электронов при столкновениях их с атомами и ионами (Спитцер 1978, Каплан и Пикельнер 1979). На начальных стадиях расширения доля потерянной в радиационных процессах энергии невелика, что и позволяет считать, что энергия сохраняется. Однако по прошествии определенного времени количество потерянной энергии оказывается достаточно большим, и поэтому решение Седова, предполагающее явно $E = \text{const}$, оказывается несправедливым. Оценить тот момент времени, когда решение выходит за пределы режима Седова можно, приравняв время радиационного охлаждения газа за фронтом ударной волны возрасту остатка, т.е. $t_c = t$, что в явном виде записывается следующим образом

$$\frac{kT_s}{4\Lambda(T_s)n_0} = t, \quad (4)$$

$\Lambda(T)$ — радиационная скорость потерь энергии, приходящаяся на одну частицу в единицу времени, n_0 — концентрация невозмещенного газа, соответствующая плотности ρ_0 . Поскольку температура T_s в левой части уравнения (4) зависит от времени, это уравнение определяет момент окончания седовской фазы расширения. Как правило это наступает на таких стадиях, когда температура газа за фронтом уменьшается до величины порядка $T_s \sim 3 \times 10^5$ К (при этом скорость радиационных потерь приближается к своему максимальному значению $\Lambda \sim 3 \times 10^{-22}$ erg cm³ s⁻¹), так что скорость его расширения оказывается близким к ~ 100 km s⁻¹. Начиная с этого момента расширение остатка переходит к другому режиму.

Оорт предложил на этой стадии использовать приближение сохраняющегося импульса обо-

лочки. Если в радиальном направлении на расширяющийся газ не действуют никакие силы, то импульс в радиальном направлении каждого сегмента оболочки сохраняется, поэтому можно написать уравнение сохранения суммарного импульса для всей оболочки

$$\frac{4\pi}{3} \rho_0 R_s^3 v_s = \text{const}, \quad (5)$$

где постоянную в правой части можно определить как значение импульса оболочки, которым она обладала в момент окончания седовской фазы. Отсюда легко получить решение

$$R_s = [R_{s0}^4 + 4R_{s0}^3 v_{s0}(t - t_0)]^{1/4}, \quad (6)$$

где индекс 0 относится здесь к моменту окончания фазы Седова. При $t \gg t_0$ это решение переходит в

$$R_s \propto t^{1/4}, \quad (7)$$

которое называется решение Оорта, или фазой снегоочистителя. Решение Оорта описывает довольно быстрое, пропорциональное $\propto t^{-3/4}$ уменьшение скорости расширения оболочки по сравнению с тем, которое предсказывается решением Седова. В численных расчетах, однако, получается более крутое изменение R_s от t , и соответственно, более медленное уменьшение скорости оболочки. Это связано с тем, что в решении Оорта полностью пренебрегается давлением газа все еще горячего газа остатка на оболочку, однако качественно оно дает хорошее приближение, и кроме того, позволяет во многих более сложных случаях анализировать динамику остатков, а также интерпретировать результаты численных расчетов. В последующем мы в основном будем предполагать для простоты, что рассматриваемые нами остатки сверхновых находятся на седовской фазе эволюции. Обобщение на более сложный случай, включающий в себя и радиационные фазы, достаточно очевидно.

2.2. Расширение остатков в стратифицированной среде

Рассмотрим теперь более сложный и реалистический случай, когда среда, в которой происходит вспышка сверхновой, является неоднородной. Наиболее простой и астрофизически интересный случай соответствует стратифицированному распределению плотности, когда среда в целом гомогенна, но ее плотность плавно меняется в одном направлении — в межзвездной среде таким направлением является направление, перпендикулярное диску галактики. Если температура газа в диске постоянна, то распределение плотности имеет вид

$$\rho_0(z) = \rho_0^0 \exp(-|z|/h), \quad (8)$$

где ρ_0^0 — плотность газа в плоскости симметрии, $h = c_0^2/g$ — шкала высоты газа, g — ускорение свободного падения (здесь предполагается постоянной величиной). Существенной особенностью динамики остатков сверхновых в среде с таким распределением плотности является то, что ударная волна в неоднородной среде всегда распространяется предпочтительно в направлении уменьшения плотности. Это видно из следующих соображений: рассмотрим для простоты элемент ударной волны, распространяющейся в среде с нулевой скоростью звука (что означает сильную ударную волну в терминах того, что было сказано выше). В этом случае сохранение импульса газа, пересекающего фронт ударной волны описывается уравнением (записанным в лабораторной системе координат)

$$\rho_0 v_0^2 = p_1, \quad (9)$$

где индекс 0 относится к среде перед фронтом ударной волны, индекс 1 — к среде за фронтом. Отсюда видно, что при фиксированном давлении газа внутри остатка, т.е. p_1 , скорость фронта изменяется как $v_0 \propto \rho_0^{-1/2}$. Таким образом, если плотность газа уменьшается в вертикальном направлении в соответствии с уравнением (8), то скорость верхних (наиболее удаленных от плоскости) участков ударной волны будет изменяться как $v_0 \propto \exp(|z|/2h)$. Существенным здесь является то, что интеграл

$$t_b = \int_0^\infty \frac{dz}{v_0(z)}, \quad (10)$$

сходится, и следовательно время, за которое ударная волна достигнет бесконечности, конечно — этот эффект, называемый прорывом атмосферы, описан впервые Компанецеком (1960) в рамках приближения тонкой оболочки. В контексте обсуждаемых нами явлений прорыв атмосферы означает, что вспышка сверхновой приводит к выбросу энергии и вещества из плоскости галактики за ее пределы, и мог бы быть отождествлен с крупномасштабным взрывом галактики, если бы количество вещества и энергии было сравнимо с тем, которое наблюдается при такого рода явлениях.

Легко видеть, однако, что не всякий взрыв способен привести к прорыву атмосферы и связано это с тем, что скорость звука в невозмущенной среде в действительности отлична от нуля $c_0 \neq 0$. На начальных стадиях расширения оболочки, когда ее размер существенно меньше шкалы высот газа h , скорость расширения изменяется как $v_s \propto R_s^{-3/2}$, т.е. убывает с радиусом. Когда оболочка достигает размера, сравнимого со шкалой высот, ее полярные области (т.е. максимально удаленные от плоскости галактики) начинают чувствовать убывание плотности и расширяются по закону $v_s \propto \exp(z/2h)$, т.е. ускоряются. Очевидно, что скорость расширения полярных областей оболочки достигает минимума на промежуточных стадиях расширения. Если эта скорость окажется меньше скорости звука, то ударная волна прекращает свое существование и соответствующее ей возмущение разносится простыми звуковыми волнами, а выброса энергии и вещества не происходит. Легко показать, что минимум скорости полярной области достигается при $z \simeq 3h$, поэтому критерием того, что ударная волна преодолет этот минимум оставаясь сверхзвуковой, является условие

$$v_s(3h) > c_0, \quad (11)$$

или, подставляя сюда явное выражение для скорости v_s , найдем

$$\frac{2}{5} \left(\frac{E}{\rho_0} \right)^{1/2} (3h)^{-3/2} > c_0, \quad (12)$$

здесь значение плотности $\rho_0(z)$ берется при $z = 3h$. Отсюда получается ограничение снизу на энергию взрыва, которая необходима для прорыва атмосферы

$$E > \frac{675}{4} \exp(-3) \rho_0^0 c_0^2 h^3. \quad (13)$$

Впервые подобное ограничение было получено в работе Коваленко и Щекинова (1985). Оно означает, что для того, чтобы вспышка сверхновой была в состоянии обеспечить выброс вещества и энергии за пределы галактического диска ее энергия должна превышать примерно на порядок тепловую энергию межзвездного газа, заключенную в кубе с ребром, равным одной шкале высоты. Последующие численные расчеты, проведенные вначале в рамках приближения тонкого слоя — приближение Компанецека (Mac Low, McCray, 1988), а затем в рамках разностной газодинамической схемы (Igumenshchev et. al. 1990, Mac Low et. al. 1989) подтвердили этот вывод.

2.3. Оценки для нашей Галактики

Среднее значение плотности межзвездного газа в плоскости Галактики можно принять равным $\rho_0^0 \sim 1 \text{ Н см}^{-3}$, среднее значение скорости звука $c_0 = 10 \text{ км с}^{-1}$, а шкалу высот $h = 150 \text{ рс} = 4.5 \times 10^{18} \text{ см}$. Это дает $E > 10^{51} \text{ эрг}$, т.е. больше энергии одной сверхновой. Ситуация осложняется тем, что межзвездная среда и вертикальное распределение плотности представляет собой многокомпонентное образование (Dickey, Lockman, 1990), причем одна из компонент имеет большую скорость звука, $c_0 = 60 \text{ км с}^{-1}$ и протяженность в вертикальном направлении, $h \sim 500 \text{ рс}$. Плотность этой компоненты в плоскости Галактики равна $\rho_0^0 \sim 0.04 \text{ Н см}^{-3}$. Если бы остаток сверхновой распространялся в такой среде, то требуемая условием (13) энергия должна быть $E > 2 \times 10^{53} \text{ эрг}$, что соответствует энергии 200 сверхновых; численные расчеты (например, Palous, 1990) дают величину $E > 3 \times 10^{53}$. На основе этого был сделан вывод о том, что только когерентная вспышка многих сверхновых способна приводить к выбросу вещества из галактик. Таким образом, в тех случаях, когда в нашей или других галактиках (например, видимых с ребра, Dettmar, 1992) наблюдаются такого рода явления, которые могут быть интерпретированы как выброс или истечение вещества и энергии из галактических дисков, можно уверенно говорить, что они обусловлены многочислен-

ными вспышками сверхновых, локализованными в ограниченной области пространства (обычно, в пределах нескольких парсек). В том, что сверхновые могут в действительности взрываться коллективно, нет ничего удивительного. В конце 80-х, начале 90-х годов астрофизики пришли к пониманию, что большая часть сверхновых взрывается в местах образования массивных звезд — в ОВ-ассоциациях, и поскольку все члены ОВ-ассоциации имеют близкий возраст (по-видимому, не более миллиона лет), то сверхновые звезды оказываются связанными как в пространстве (размер порядка 10 парсек), так и во времени, т.е. их вспышки являются синхронизованными. Таким образом, возможность того, что взрывы сверхновых в галактиках могут приводить к выбросу значительного количества вещества на большие расстояния от галактической плоскости или в межгалактическое пространство определяется тем, насколько богата данная галактика ОВ-ассоциациями и насколько ОВ-ассоциации богаты массивными звездами, способными привести к появлению сверхновых.

В нашей Галактике насчитывается около 2000 ОВ-ассоциаций. Их функция светимости (т.е. число ассоциаций, имеющих заданную светимость) определяется из наблюдений следующим выражением (McKee, Williams, 1997)

$$N(L) = 5.5 \left(\frac{475}{L_{49}} - 1 \right), \quad (14)$$

где $N(L)$ — число ассоциаций со светимостью в лаймановском континууме больше, чем L , $L_{49} = L/(10^{49} \text{ s}^{-1})$. Полагая для одной звезды спектрального класса в интервале ОВ светимость $L_{49} = 0.2$, мы находим, что число ОВ-ассоциаций в Галактике, которые могут иметь более 200 вспышек сверхновых равно 60, т.е. $N(L_{49} = 40) = 60$ (Shchekinov, 1996). Заметим, что число ограничивающих произведенные взрывами сверхновых стенок, проецируемых на картинную плоскость будет равно в этом случае 120 — близко к числу структур, наблюдаемых Хайлесом.

2.4. Ударные волны от совокупности сверхновых

При совокупных вспышках сверхновых энергия от очередной сверхновой поступает в объем, уже занятый горячим газом остатка от предыдущей вспышки. Ударная волна от нее быстро достигает внешней оболочки, ограниченной предыдущей ударной волной и передается ей. Так происходит при каждой очередной вспышке сверхновой. Разумеется положения последовательных сверхновых не совпадают и поэтому производимый ими остаток не является строго сферическим. Однако, при достаточно большом количестве сверхновых эффекты асимметрии сглаживаются и результирующую структуру можно рассматривать в первом приближении сферической. При этом приближенное описание динамики остатка от последовательных взрывов можно осуществлять, предполагая, что в этом случае энергия внутрь остатка поступает в течении некоторого времени непрерывно с некоторой фиксированной (или изменяющейся во времени) мощностью (последнюю называют часто механической светимостью) равной $L = E/t_{sn}$, где t_{sn} — интервал времени между последовательными вспышками сверхновых, обычно принимается, что в типичной ОВ-ассоциации $t_{sn} = 3 \times 10^5$ лет, так что $L = 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Очевидно, что при постоянной механической светимости радиус остатка может быть описан с точностью до множителя порядка единицы выражением

$$R_s = \left(\frac{Lt^3}{\rho_0} \right)^{1/5}, \quad (15)$$

которое отличается от выражения для остатка отдельной сверхновой более крутой зависимостью от времени $t^{3/5}$. Выражения для скорости ударной волны и температуры за фронтом получаются также как и выше для отдельного остатка. Легко видеть, однако, что несмотря на различия в скорости расширения остатка от совокупности сверхновых, требования к минимальной суммарной энергии вспышки, необходимой для того, чтобы остаток смог выйти за пределы галактической межзвездной среды остаются практически теми же, что и для отдельной сверхновой (13). В самом деле, можно показать, что в случае закона расширения, даваемого уравнением (15), минимум скорости расширения в экспоненциальной межзвездной среде достигается при $z = 2h$, при этом условие того, что в

минимуме скорость расширения превышает скорость звука, записывается в виде

$$L > \frac{500}{27} e^{-2} \rho_0^0 c^3 h^2, \quad (16)$$

а полная энергия, которая выделится за это время

$$\sum E > \left(\frac{500}{27} \right)^{2/3} 2^{5/3} e^{-1} \rho_0^0 c^2 h^3, \quad (17)$$

оказывается лишь на несколько процентов меньше величины, даваемой выражением (13).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Галактические дымоходы

Одна из наиболее обсуждаемых в настоящее время моделей образования вертикальных газовых структур и протяженных гало в нормальных спиральных галактиках — это модель галактического дымохода (в английской литературе “chimney”), предложенная в работе Norman, Ikeuchi (1989). Хотя в оригинальной работе рассмотренные выше ограничения не были должным образом учтены, ее эвристическая роль несомненна — до сих пор она является основой при обсуждении и интерпретации связи между газовым диском и гало галактик. Вместе с тем, результаты численного моделирования реальной межзвездной среды, включающего радиационные потери газа, его облачную структуру, а также многокомпонентное вертикальное распределение показывают, что процесс выброса вещества и энергии за пределы галактического диска предъявляют к полной энергии коллективной вспышки более высокие требования, чем это дается уравнениями (13) и (17). В работе Hensler et. al. (1997) описана одна из таких рафинированных моделей, причем эффект прорыва (т.е. выброс газа из диска) возникает только, если центр коллективной вспышки 100 сверхновых сосредоточен на высоте 80 pc над плоскостью Галактики. Однако число таких ОВ-ассоциаций, которые были бы расположены так высоко, весьма мало. Таким образом, несмотря на то, что выделение энергии при взрывах сверхновых интуитивно и на основе простых оценок кажется достаточно очевидным механизмом образования вертикальных газовых структур в спиральных галактиках, здесь остается еще много открытых вопросов.

3.2. Роль гравитации и скорости звука

Существенной особенностью ограничений, описываемых выражениями (13) и (17) является сильная зависимость правой части от скорости звука в плоскости и шкалы высот газа: $\propto c_0^2 h^3 = c_0^8 g^{-3}$, где g — ускорение свободного падения. В принципе, сравнительно небольшие ошибки определения шкалы высот или скорости звука могут являться причиной несоответствия между весьма распространенными вертикальными структурами и протяженными газовыми гало, наблюдаемыми в спиральных галактиках с одной стороны, и достаточно сильными требованиями к энергетике взрывов, вытекающими из численных расчетов. Как правило, скорость звука в межзвездной среде различных галактик варьируется незначительно и составляет около 10 km s^{-1} в диске (Combes, 1999) и 60 km s^{-1} в гало. Однако, сильная зависимость c_0^8 может объяснять многие особенности распределения газа в галактиках в вертикальном направлении, а также способность галактики выбрасывать вещество в межгалактическое пространство.

Зависимость энергетического требования от шкалы высот $\propto h^3$ может в значительной мере объяснять тот факт, что газовые гало галактик, видимых с ребра, наиболее протяжены, как правило, вблизи их центральных областей, хотя традиционно это обстоятельство связывается только с увеличением в центральных частях галактик скорости звездообразования. Как правило, шкала высот газа в галактиках увеличивается во внешних областях, причем это увеличение может быть значительным, в несколько раз (см. Kalberla, 2002). Причиной этого является концентрация гравитирующей массы в центральных областях галактик, в результате чего g растет к центру, а вертикальная шкала его распределения уменьшается.

В массивных галактиках, таких как M82 сильное истечение (ураган) из центральных областей

не может быть объяснено просто уменьшением h в окрестности центра галактики — здесь частота вспышек сверхновых (а значит и скорость звездообразования) должна быть существенно выше, чем на периферии галактики или в среднем в нормальных галактиках. Это является указанием на то, что в данном случае в центральных областях произошла вспышка звездообразования, результатом которой и явилось требуемое энерговыделение сверхновыми. На это обстоятельство указывают также и наблюдения в инфракрасном диапазоне, свидетельствующие о существенном усилении скорости звездообразования в центральной области M82 (соответствующая частота вспышек сверхновых в пределах центральной области размером в 1 крс равна ~ 0.1 SN в год, что почти на порядок превышает частоту сверхновых для нашей Галактики).

Выводы

Взрывные явления в галактиках, которые проявляются в виде протяженных газовых гало в спиральных галактиках, рентгеновских коронах в галактиках со вспышками звездообразования, связаны с выделением энергии при совокупных взрывах сверхновых. Типичное энерговыделение, требуемое для того, чтобы ударная волна была в состоянии выйти за пределы слоя межзвездного газа галактики, эквивалентна вспышке примерно 1000 сверхновых (для параметров газа, близких к значениям в окрестности Солнца). В карликовых галактиках, в которых сила гравитации и, соответственно, стратификация газа слабее, требования к суммарному выделению энергии могут быть существенно выше. Наоборот, в центральных областях галактик, где толщина слоя газа как правило значительно меньше, чем на периферии из-за большей величины ускорения свободного падения, для выхода ударной волны на большие расстояния от плоскости галактики может потребоваться существенно меньшая энергия. Это, а также всегда более высокая скорость звездообразования, и обеспечивает наличие значительных истечений газа в центральных областях галактик. Однако в любом случае существование таких крупномасштабных истечений как галактические ураганы всегда требует существенного увеличения скорости звездообразования и частоты вспышек сверхновых.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 00-02-17689).

1. Cowie L.L., Songaila A. // Nature. — 1998. — **394**. — P. 44.
2. Dettmar R.-J. // Fundam. Cosmic Phys. — 1992. — **15**. — P. 143.
3. Dickey J., Lockman F.J. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 1990. — **28**. — P. 215.
4. Heckman T.M., Armus L., Miley G.K. // Astrophys. J. Suppl. — 1990. — **74**. — P. 833.
5. Heiles C. // Astrophys. J. Suppl. — 1994. — **55**. — P. 585.
6. Hensler G., Samland M., Michaelis O., Severing I. // in: The Physics of Galactic Halos, eds. Lesch H., Dettmar R.-J., Mebold U., Schlickeiser R. — Akademie Verlag. — P. 225.
7. Igumenshchev I.V., Tutukov A.V., Shustov B.M. // Astron. Astrophys. — 1990. — **234**. — P. 346.
8. Kalberla P.M.W. // Astron. Astrophys. — 2002, in press.
9. Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Физика Межзвездной Среды. — М.: Наука, 1979.
10. Коваленко И.Г., Щеклинов Ю.А. // Астрофизика. — 1985. — **23**. — P. 364.
11. Компанеец А.С. // ДАН СССР. — 1960. — **130**. — P. 1001.
12. Koo B.-C., Heiles C., Reach W.T. // Astrophys. J. — 1990. — **390**. — P. 108.
13. Mac Low M.M., McCray R. // Astrophys. J. — 1988. — **324**. — P. 776.
14. Mac Low M.M., McCray R., Norman M.L. // Astrophys. J. — 1989. — **337**. — P. 141.
15. McKee C.F., Williams J. // Astrophys. J. — 1997. — **476**. — P. 144.
16. Norman C.A., Ikeuchi S. // Astrophys. J. — 1989. — **345**. — P. 372.
17. Oort J.H. // Astron. Astrophys. — 1970. — **7**. — P. 381.

18. *Palous J.* // in: The Interstellar Disk–Halo Connection in Galaxies, IAU Symp. 144, ed. Bloemen H. — Leiden, 1990. — P. 101.
19. *Reynolds R.J.* // *Astrophys. J.* — 1987. — **323**. — P. 118.
20. *Shchekinov Yu.A.* // *Astron. Astrophys.* — 1996. — **314**. — P. 927.
21. *Shchekinov Yu.A.* // *Astron. Astrophys. Transact.* — 2002, in press.
22. *Смитцер Л., мл.* Физические процессы в межзвездной среде. — М.: Мир, 1981.
23. *Suchkov A.A., Balsara D.S., Heckman T.M., Leitherer C.* // *Astrophys. J.* — 1994. — **430**. — P. 511.
24. *Suchkov A.A., Berman V.G., Heckman T.M., Balsara D.S.* // *Astrophys. J.* — 1996. — **463**. — P. 528.

Поступила в редакцию 12.06.2002