ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 9, с. 793–800

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

СОБСТВЕННЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ МОДЫ, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЕ ПОЛЕМ ДВОЙНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ НА СТАДИИ ЕЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ К КОЛЛАПСУ[1]

© 2021 г. B. Coppi*

Massachusetts Institute of Technology, City, USA

**e-mail:coppi@psfc.mit.edu*

Поступила в редакцию 01.02.2021 г.
После доработки 15.02.2021 г.
Принята к публикации 01.03.2021 г.

На стадии приближения двойной черной дыры к гравитационному коллапсу обнаружены собственные гравитационные моды (Intrinsic Gravitational Modes, IGM), вызывающие флуктуации электромагнитного поля, которые поддерживаются ее трехмерным переменным гравитационным полем. Эти моды, представляют собой колебания поверхности дисковой плазменной структуры, модулированной в радиальном направлении (“disk-rippling” mode), которая окружает двойную черную дыру. В “вертикальном” направлении (по отношению к вектору углового момента двойной системы) амплитудные профили этих мод соответствуют баллонным модам. В предельном случае, когда их фазовая скорость не превышает скорости света, они вращаются преимущественно с частотой, представляющей собой удвоенную частоту вращения двойной системы. Вследствие характерных резонансных взаимодействий волна–частица (B. Coppi, Plasma Phys. Rep. **45**, 438 (2019)) могут возникнуть условия для передачи энергии от популяции частиц высоких энергий к низкоэнергетической популяции (существование таких процессов подтверждено лабораторными экспериментами). С привлечением таких процессов можно предложить объяснение тому, что на стадии приближения двойной черной дыры к коллапсу, в ее спектре не удается зарегистрировать высокоэнергетического электромагнитного излучения. Если дискообразная структура находится в стационарном магнитном поле (B. Coppi, Plasma Phys. Reports. **45**, 438 (2019)), то возможно возникновение и развитие другого класса мод за счет воздействия дискообразных структур, поддерживаемых гравитационным полем (B. Coppi, Plasma Phys. Reports. **45**, 438 (2019)).

Ключевые слова: двойная черная дыра, собственные гравитационные моды, вращающиеся дисковые структуры, быстро вращающаяся плазма, окружающая двойную черную дыру

DOI: 10.31857/S036729212109002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Уже тогда, когда целенаправленные исследования черных дыр (ЧД) еще только начинались, ученые поняли, что их необходимо рассматривать как составную часть физики плазмы высоких энергий (B. Coppi, T. Regge and J.A. Wheeler, I.A.S., 1968). Тогда же был проведен первый анализ плазменных конфигураций, которые могли бы окружать одиночную ЧД. Фактически, первые объекты, идентифицированные как черные дыры, были обнаружены по рентгеновскому излучению, возникающему при аккреции плазмы на них [1].

Последующее открытие коллапсирующих двойных ЧД [2] стимулировало поиск коллективных процессов, которые могут происходить в окружающей двойную систему плазме на стадии коллапса двойной ЧД и могут быть связаны с наблюдаемым излучением гравитационных волн (ГВ). Таким образом, задолго до последней фазы коллапса двойной ЧД, были обнаружены [3] собственные гравитационные моды (Intrinsic Gravitational Modes, IGM), вызывающие флуктуации электрических полей, которые поддерживаются переменной объемной компонентой гравитационного поля двойной ЧД.

Эти моды, представляют собой колебания поверхности дисковой плазменной структуры, модулированной в радиальном направлении (“disk-rippling” mode). В предельном случае, когда их фазовая скорость не превышает скорости света, они вращаются с частотой, представляющей со-

[1] Данная статья подготовлена по результатам работы Международной конференции “Исследования космической плазмы: перспективы ближайших десятилетий”, посвященной 80-летию академика Альберта Абубакировича Галеева.

бой удвоенную частоту вращения двойной системы (или, в случае неравной массы черных дыр, образующих двойную ЧД, просто с частотой вращения двойной ЧД). "Вертикальные" (по отношению к вектору углового момента двойной ЧД) амплитудные профили этих мод соответствуют модам типа баллонных [4], и их формирование происходит в результате характерных резонансных взаимодействий волна-частица [5]. Эти резонансные процессы создают условия для переноса энергии [6] от независимо генерируемых популяций частиц высоких энергий к низкоэнергетическим популяциям и подавляют возникающее при этом высокоэнергетическое излучение.

Прямое экспериментальное свидетельство такого переноса энергии приведено в [7]. В действительности, аналогичный процесс, который происходит с участием структуры, имеющей баллонный профиль в вертикальном направлении [5], и позволяет избежать неэффективности, связанной с образованием нелинейных связей [6], может объяснить стабильно наблюдаемое отсутствие высокоэнергетического излучения, обычно сопровождающего излучение гравитационных волн и свидетельствующего о наступлении коллапса двойных ЧД.

Когда дисковая структура находится в магнитном поле [5], взаимодействие плазменных мод, подверженных гравитационному воздействию, с индуцированными флуктуациями плотности может поддерживаться за счет различных процессов взаимодействия мода—частица [5]. Отметим, что в оригинальной статье Я. Зельдовича [8] об электромагнитных и гравитационных волнах в стационарном магнитном поле не рассматривались моды, подобные IGM, которые основаны на геометрии плазменных структур, окружающих источники гравитационных волн.

2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Для дальнейшего анализа мы будем использовать цилиндрические координаты (R, z, φ). Рассмотрим двойную ЧД, вращающуюся в плоскости $z = 0$. Для простоты, будем считать, что ее компоненты имеют одинаковую массу (то есть, $M_1 = M_2 = M$). Анализируемая плазма включает в себя дисковые структуры ($z^2 \ll R^2$), которые мы будем рассматривать в ограниченном интервале радиусов ($|R - R_0| > R_0$), где R_0 — расстояние до центра тяжести двойной ЧД, в пределах которого можно пренебречь релятивистскими поправками. Тогда соответствующий ньютоновский гравитационный потенциал можно приближенно представить в виде

$$\Phi_G \simeq \Phi_G^0(R, z) + \hat{\Phi}_G(R, z, \varphi, t), \tag{2.1}$$

где

$$\Phi_G^0 \simeq \Phi_G^{00}\left(1 - \frac{1}{2}\frac{z^2}{R^2}\right) \tag{2.2}$$

это постоянная компонента, которая для

$$\Phi_G^{00} \equiv 2\frac{GM}{R}, \tag{2.3}$$

может включать поправку Пачинского—Вийта (то есть, $2GM/(R - r_{sc})$). Здесь $r_{sc} = 2R_G$ и $R_G \equiv 2GM/c^2$. Кроме того,

$$\hat{\Phi}_G \simeq -\frac{3}{2}\Phi_G^0\frac{d_G^2}{R^2}\left(1 - \frac{3}{16}\frac{z^2}{R^2}\right)\cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)], \tag{2.4}$$

где d_G — расстояние межу массами M_1 и M_2, Ω_{ob} — орбитальная частота двойной системы, а частоту обращения по кеплеровской орбите на расстоянии R_0 от двойной системы обозначим Ω_K ($\Omega_K^2 \equiv 2GM/R_0^3$).

Когда массы M_1 и M_2 не равны, к выражению (2.4) для $\hat{\Phi}_G$ следует добавить первую гармонику, пропорционалную $\cos(\varphi - \Omega_{ob}t)$. Мы предполагаем, что в интервале радиусов в окрестности $R = R_0$, где можно пользоваться выражением (2.4) для ньютоновского потенциала $\hat{\Phi}_G$, выполняется неравенство $R < R_{SL}$, где $R_{SL} = c/\Omega_{ob}$ — радиус цилиндра, соответствующего движению со скоростью света. Очевидно, что для заданного радиуса R, это накладывает ограничения на частоту Ω_{ob}, которая может быть включена в рассмотрение на стадии приближения двойной системы к коллапсу (см. Приложение). Кроме того, радиус R должен превышать соответствующий радиус R_{ISCO} самой внутренней устойчивой круговой орбиты (ISCO radius) в экваториальной плоскости. Если мы сильно упростим задачу [9] и будем рассматривать гравитационное поле, создаваемое телом массой $2M$, описываемое метрикой Шварцшильда, тогда R_{ISCO} окажется равным $6R_G$, а если мы зададим $R_0^2 \simeq \alpha_G 10^2 R_G^2$, и $R_G \simeq 90$ км, то получим $\Omega_{ob}^c \simeq 3\times10^2/(0.9\alpha_G^{1/2})$ рад/с, то есть, $f_{ob}^c \simeq 50/(\alpha_G^{1/2})$ Гц.

3. ПЛОСКИЙ СТАЦИОНАРНЫЙ ДИСК

Предположим, что основная стационарная плазменная структура, которая формируется вокруг компактной двойной системы, представляет собой плоский диск состоящий из двух популяций частиц. Для простоты предположим, что это популяции электронов и протонов. С учетом скорости обмена тепловой энергией при столкновениях между частицами из двух популяций, мы можем считать, что $T_e \simeq T_i$.

Протоны удерживаются гравитацией, что может быть описано следующим уравнением сохранения импульса в проекции на вертикальную ось z:

$$0 \simeq -z\Omega_K^2 m_i n + enE_z - \frac{dp_i}{dz}, \tag{3.1}$$

в то время как электроны удерживаются электростатическими силами, и при этом справедливо следующее соотношение:

$$-enE_z - \frac{dp_e}{dz} = 0. \tag{3.2}$$

Ожидается, что электронная теплопроводность достаточно велика, и мы можем предположить, что $T_e(z) \simeq T_e^0 = \text{const}$. Тогда для $E_z = -d\Phi_E/dz$, мы получим $e(d\Phi_E/dz^2) - (dp_e/dz^2)/n = 0$. Отсюда получаем

$$n \simeq n_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2H_E^2}\right), \tag{3.3}$$

и

$$\Phi_E \simeq \Phi_E^0\left(1 - \frac{z^2}{2H_E^2}\right) \tag{3.4}$$

для

$$H_E^2 \equiv \left[2\frac{d^2}{dz^2}\left(\frac{e\Phi_E}{T_e^0}\right)\right]^{-1} = \frac{T_e + T_i}{m_i\Omega_K^2}. \tag{3.5}$$

Из уравнения (3.1), переписанного в виде

$$\left[m_i\Omega_K^2 + 2\frac{d}{dz^2}(e\Phi_E)\right]z + \frac{1}{n}\frac{dp_i}{dz} \simeq 0 \tag{3.6}$$

видно, что если T_i постоянна, то и производная $d^2\Phi_E/dz^2$ остается постоянной вдоль вертикальной координаты, соответствующей высоте диска. Чтобы избежать этого, мы должны либо отказаться от этого условия, либо допустить, что диск окружен короной, где потенциал Φ_E может спадать и быть представлен, например, в виде $\Phi_E = \Phi_E^0(1 + \bar{z}^2)/(2 + \bar{z}^2 H_E^2/H_C^2)$, где $\bar{z}^2 \equiv z^2/H_E^2$ и $H_C^2 \gg H_E^2$.

4. МОДУЛЯЦИОННЫЕ “DISK-RIPPLING” МОДЫ

Модуляционные “disk-rippling” моды, которые возбуждаются флуктуирующим гравитационным потенциалом $\hat{\Phi}_G$, можно описать как возмущения плотности частиц следующего вида:

$$\hat{n} \simeq \tilde{n}(z^2, R_0)\cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)], \tag{4.1}$$

где $\tilde{n}(z^2) < n_0$ – четная функция переменной z, локалзованная, как правило, на расстоянии порядка H_E.

Согласно уравнению (2.4), эти моды возникают под действием осцилирующей вертикальной силы, которая может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial z}\hat{\Phi}_G(R_0, z, \varphi, t) = \frac{d\tilde{\Phi}_G}{dz}\cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)], \tag{4.2}$$

где

$$\frac{d\tilde{\Phi}_G}{dz} = \frac{9}{16}\frac{d_G^2}{R_0^2}\Phi_G^{00}\frac{z}{R_0^2} = -\varepsilon_G\frac{d\tilde{\Phi}_G^0}{dz} \tag{4.3}$$

и $\varepsilon_G \equiv (9/16)d_G^2/R_0^2$. Поэтому положим

$$\tilde{\Omega}_K^{0\,2} = \varepsilon_G\Omega_K^2, \tag{4.4}$$

где $\varepsilon_G < 1$, и представим осциллирующую вертикальную силу в следующем виде:

$$m_i n\tilde{\Omega}_K^{0\,2} z\cos\left[2\left(\varphi - \Omega_{ob}t\right)\right] \equiv m_i n\tilde{\Omega}_K^2. \tag{4.5}$$

Для простоты будем решать соответствующие уравнения для мод в линеаризованном приближении.

Принимая во внимание, что на стадии коллапса двойной звезды могут достигаться относительно высокие значения Ω_{ob}, величина и профиль флуктуирующей плотности частиц вдоль оси z должны быть получены из уравнений для закона сохранения полного импульса и закона сохранения количества частиц. Первое из упомянутых уравнений можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial\hat{u}_z}{\partial t} = -(\tilde{\Omega}_K^2)z - \Omega_K^2\frac{\hat{n}}{n}z - \frac{T_e + T_i}{m_i}\frac{1}{n}\frac{d\hat{n}}{dz} \tag{4.6}$$

для $T_e = T_i \equiv 2T \simeq \text{const}$.

Если не принимать во внимание процессы переноса, то закон сохранения количества частиц выглядит весьма просто:

$$\frac{\partial\hat{n}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(n\hat{u}_z) = 0 \tag{4.7}$$

и объединяя его с (4.6), мы получим следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2\hat{n}}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial z}\left\{\Omega_K^2\hat{n}z + (\tilde{\Omega}_K^2)nz + \frac{2T}{m_i}\frac{d\hat{n}}{dz}\right\} = 0. \tag{4.8}$$

Простое решение этого уравнения выглядит следующим образом:

$$4\Omega_{ob}^2\hat{n} = -(\tilde{\Omega}_K^2)\frac{d}{dz}(nz) = -(\tilde{\Omega}_K^2)n(\bar{z}^2)(1 - \bar{z}^2), \tag{4.9}$$

в предположении, что величина

$$\frac{\tilde{n}}{n} \sim \frac{\tilde{\Omega}_K^2}{\Omega_{ob}^2} \sim \frac{d_G^5}{R_0^5}$$

является очень малой. В этом случае уравнение (4.6) приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial \hat{u}_z}{\partial t} = -(\tilde{\Omega}_K^2)z \tag{4.10}$$

подтверждая тот факт, что $\hat{u}_z$ является нечетной функцией переменной z.

Заметим, что (стационарное) решение (3.3) уравнения (3.1) при $T_e + T_i = \text{const}$ согласуется с уравнением переноса

$$\Gamma_p = -D_n \frac{dn}{dz} + (\omega_n z)n, \tag{4.11}$$

где Γ_p обозначает поток частиц, который включает в себя диффузионный член и член, описывающий приток частиц. Было показано, что такой вид функции Γ_p хорошо описывает [10] результаты экспериментов по переносу частиц в плазме с хорошим удержанием, и, кроме того, он был обоснован теоретически. В рассматриваемом стационарном случае условие $\Gamma_p = 0$ соответствует следующему соотношению

$$\frac{D_n}{\omega_n} = H_E^2. \tag{4.12}$$

Аналогично мы можем рассмотреть случай, когда флуктуации в системе возникают под действием потенциала $\hat{\Phi}_G$ и величина $\tilde{n}/n$ уже не является столь малой, как это считалось при выводе решения (4.9), например, рассмотрим случай

$$\frac{\tilde{n}}{n} \sim \frac{(\tilde{\Omega}_K^2)}{\Omega_K^2}.$$

В частности, если мы предположим, для простоты, что $D_n^2 \gg (\Omega_{ob} H_E^2)^2$, то мы можем записать поток частиц в виде

$$\tilde{\Gamma}_p \propto -\frac{D_n}{\omega_n}\frac{d\hat{n}}{dz} + z\hat{n} \simeq 0 \tag{4.13}$$

и

$$\tilde{n} \sim \frac{(\tilde{\Omega}_K^2)}{\Omega_K^2} n \exp\left(-\frac{\bar{z}^2}{2}\right) \equiv \tilde{n}_D(\bar{z}^2). \tag{4.14}$$

Если $D_n \sim \Omega_{ob} H_E^2$, то мы можем записать, что $\hat{n} = \hat{n}_D + \Delta\hat{n}$, и вывести выражение для $\Delta\hat{n}$ из уравнения баланса частиц

$$\frac{\partial}{\partial t}(\hat{n}_D + \Delta\hat{n}) - D_n \frac{d^2}{dz^2}(\Delta\hat{n}) = 0. \tag{4.15}$$

Тогда $\hat{u}_z$ можно найти из следующего уравнения:

$$\frac{\partial \hat{u}_z}{\partial t} \simeq \Omega_K^2 H_E \bar{z}\left\{-\frac{\Delta\hat{n}}{n} + \frac{\hat{n}_D}{n} - 2\frac{d^2}{d\bar{z}^2}\Delta\hat{n}\right\} \tag{4.16}$$

и получить оценку

$$\hat{u}_z \sim \frac{\Omega_K^2}{\Omega_{ob}} H_E \frac{\hat{n}_D}{n}, \tag{4.17}$$

из которой видно, что эта величина не дает существенного вклада в уравнение (4.15).

Как будет показано в разд. 5, флуктуирующее электрическое поле зависит от $\Delta\hat{n}$, и чтобы оценить его величину, рассмотрим уравнение

$$\frac{\partial}{\partial \bar{t}}(\Delta\hat{n}) - \left(\frac{D_n}{\Omega_{ob} H_E^2}\right)\frac{\partial^2}{\partial z^2}(\Delta\hat{n}) = \frac{\partial}{\partial \bar{t}}\hat{n}_D, \tag{4.18}$$

которое после проведения фурье-преобразования величины $\tilde{n}$ приведет нас к следующему выражению:

$$(\tilde{n})_k \simeq \frac{\tilde{\Omega}_K^2}{\Omega_K^2}\frac{A_D \bar{k}^4}{1 + A_D \bar{k}^4}\exp(-2\bar{k}^2), \tag{4.19}$$

где $A_D \equiv [D_n/(2\Omega_{ob} H_E^2)]^2$.

5. ФЛУКТУИРУЮЩИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ

Компоненты электрического поля, которые имеют отношение к вышеизложенному анализу, – это $\hat{E}_R \simeq 0$, $\hat{E}_z = -\partial\hat{\Phi}_E/\partial z - \partial\hat{A}_z/\partial(ct)$, и $\hat{E}_\varphi = -\partial\hat{\Phi}_E/(R\partial\varphi) - \partial\hat{A}_\varphi/\partial(ct)$. Они, очевидно, подчиняются условию $\nabla \cdot \hat{\mathbf{A}} = 0$. Закон сохранения импульса электрона в проекции на ось z можно записать в следующем виде:

$$\hat{E}_z \simeq -\frac{\hat{n}}{n}E_z - \frac{T_e}{en}\frac{d\hat{n}}{dz}, \tag{5.1}$$

где $E_z = -(T_e/e)(dn/dz)/n$. Поэтому если $\tilde{n} \propto n$, то $\tilde{E}_z = 0$. Отсюда, используя кроме того уравнение для координаты φ,

$$e\left[\frac{1}{R}\frac{\partial\hat{\Phi}_E}{\partial\varphi} + \frac{\partial}{\partial(ct)}\hat{A}_\varphi\right] = \frac{1}{R}\frac{1}{n}\frac{\partial\hat{n}}{\partial\varphi} \tag{5.2}$$

можно сделать вывод, что $\hat{\Phi}_E = \hat{\Phi}_E^0$, где

$$e\hat{\Phi}_E^0 = \frac{\hat{n}}{n}T_E, \tag{5.3}$$

в то время как $\hat{A}_\varphi = \hat{A}_z = 0$.

Если вместо этого мы имеем $\hat{n} = \hat{n}_D + \Delta\hat{n}$, то для продольной компоненты можно получить выражение

$$\hat{E}_z \simeq -\frac{T_e}{e}\frac{d}{dz}\left(\frac{\Delta\hat{n}}{\tilde{n}_D}\right) \tag{5.4}$$

для случая $\left|\Delta\hat{n}/\tilde{n}_D\right| \ll 1$. Тогда $\hat{\Phi}_E = \hat{\Phi}_E^0 + \Delta\hat{\Phi}_E$, и мы получаем выражение $\Delta\hat{\Phi}_E = (T_e/e)\Delta\hat{n}/\tilde{n}_D$. Очевидно, что анализируемые моды относятся к электростатическому типу.

6. ИНДУЦИРОВАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

В случае, если пространственный масштаб флуктуаций электронной температуры составляет порядка R_0, но при этом сама температура остается практически постоянной на расстояниях порядка H_E, то вращающиеся электромагнитные моды могут существовать в отсутствие значительных возмущений плотности частиц. То есть мы предполагаем, что соответствующая флуктуация температуры электронов может быть представлена как

$$\hat{T}_e \simeq \tilde{\tilde{T}}_e^0 \cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)] \tag{6.1}$$

и, учитывая скорость обмена тепловой энергией между электронами и популяцией ядер, мы можем принять

$$\hat{T}_i \simeq \hat{T}_e.$$

Для случая $\Omega_{ob}\left|\hat{u}_{iz}\right| < \left|(\tilde{\Omega}_K^2)\right| z$ и $\left|\hat{n}/n\right| \ll \left|\hat{T}_e/T_e\right|$ уравнение сохранения полного количества движения вдоль оси z выглядит просто

$$0 \simeq -(\tilde{\Omega}_K^2) m_i n z - (\hat{T}_e + \hat{T}_i)\frac{dn}{dz}. \tag{6.2}$$

В этом случае флуктуации температуры $\hat{T}_e + \hat{T}_i \simeq$ $\simeq 2\hat{T}_e$ индуцируются флуктуирующей вертикальной силой тяжести, и к уравнению (6.2) необходимо добавить соответствующее уравнение баланса тепловой энергии электронов.

В пределе относительно большой электронной теплопроводности это уравнение можно представить как

$$\hat{S}_e^{th} \simeq \frac{1}{R_0^2} D_e^{th}\left(\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\hat{T}_e\right) n. \tag{6.3}$$

Следовательно, флуктуации $\hat{S}_e^{th}$ индуцируются флуктуациями $(\tilde{\Omega}_K^2)$. При указанных условиях φ-компонента уравнения сохранения полного количества сводится к

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{u}_{i\varphi} \simeq -\frac{2}{m_i R_0}\frac{\partial \hat{T}_e}{\partial\varphi}. \tag{6.4}$$

Видно, что возмущения давления $\hat{p}_e \simeq n\hat{T}_e$ вдоль оси z имеют профиль баллонных мод.

Соответственно, уравнения баланса импульса электронов имеют вид

$$-en\hat{E}_z - \hat{T}_e\frac{dn}{dz} = 0 \tag{6.5}$$

и

$$-e\hat{E}_\varphi - \frac{1}{R_0}\frac{\partial}{\partial\varphi}\hat{T}_e = 0. \tag{6.6}$$

Тогда, если мы используем выражение для флуктуаций потенциала

$$\hat{\Phi}_E \simeq \tilde{\tilde{\Phi}}_E^0\left(1 - \frac{z^2}{2H_E^2}\right)\cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)], \tag{6.7}$$

то из уравнения (6.6) получим

$$e\tilde{\tilde{\Phi}}_E^0 = \tilde{\tilde{T}}_e^0, \tag{6.8}$$

для $\hat{E}_\varphi = -(\partial\hat{\Phi}_E/\partial\varphi)/R - \partial\hat{A}_\varphi/\partial(ct)$, и

$$\frac{\partial\hat{A}_\varphi}{\partial(ct)} = \frac{z^2}{2H_E^2}\frac{1}{R}\frac{\partial\hat{\Phi}_E}{\partial\varphi}. \tag{6.9}$$

Таким образом,

$$\hat{A}_\varphi = \tilde{\tilde{\Phi}}_E^0\left(\frac{c}{\Omega_{ob}R}\right)\frac{z^2}{2H_E^2}\cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)] \tag{6.10}$$

и, при условии $\nabla\cdot\hat{\mathbf{A}} = 0$, получаем $\hat{A}_z \sim \hat{A}_\varphi H_e/R_0$, что означает, что $\hat{E}_z \simeq -\partial\hat{\Phi}_E/\partial z$.

Заметим, что соответствующие флуктуирующие магнитные компоненты равны $\hat{B}_\varphi = 0$, $\hat{B}_R \simeq$ $\simeq -\partial\hat{A}_\varphi/\partial z \propto (z/R)\tilde{\tilde{\Phi}}_E^0$ и $\hat{B}_z \simeq \hat{A}_\varphi/R \propto [z^2/(2R^2)]\tilde{\tilde{\Phi}}_E^0$.

7. ГОФРИРОВАННАЯ СТРУКТУРА ДИСКА, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ “DISK-RIPPLING” МОДЫ И “DISK-RIPPLING” МОДЫ С $m^0 > 2$

Осесимметричная структура, которая может поддерживаться основной компонентой гравитационного потенциала, представляет собой “гофрированный диск” (модулированный в радиальном направлении), который можно описать следующим образом:

$$\begin{aligned} n(z) + \hat{n}_k(z, R - R_0) &= \\ = \{n_0(R_0) + \tilde{n}_k(R_0)\cos[k_R(R - R_0)]\}&\exp(-\bar{z}^2/2), \end{aligned} \tag{7.1}$$

где $(k_R R_0)^2 \gg 1$ и $\tilde{n}_k < n_0$.

В этом случае в добавок к проекции уравнения сохранения импульса электрона на ось z, следует рассматривать еще и R-компоненту этого уравнения, то есть, уравнение для $\hat{E}_R = -\partial\hat{\Phi}_{Ek}/\partial R$ и $\hat{\Phi}_{Ek} = \tilde{\Phi}_k \cos[k_R(R - R_0)]$

$$\begin{gathered} -en_0 k_R \tilde{\Phi}_k \sin[k_R(R - R_0)] + \\ + T_e k_R \tilde{n}_k \sin[k_R(R - R_0)] \simeq 0. \end{gathered} \tag{7.2}$$

Тогда, для $T_e = \text{const}$, мы получим $\tilde{n}_k = n_0(e\tilde{\Phi}_k/T_e)$.

Когда принимается во внимание воздействие переменной составляющей гравитационного потенциала, то могут возникать трехмерные моды, например, такие, которые можно представить следующим образом:

$$n(z) + \hat{n}_k(z, R - R_0) + \hat{\hat{n}}_k(z, R - R_0, \varphi, t), \tag{7.3}$$

где

$$\begin{gathered} \hat{\hat{n}}_k(z, R - R_0, \varphi, t) = \tilde{\tilde{n}}_k(R_0) \times \\ \times \exp(-\bar{z}^2/2)\{\cos[k_R(R - R_0)]\cos[2(\varphi - \Omega_{ob}t)]\}. \end{gathered} \tag{7.4}$$

Для полноты картины, обсудим кратко вращающиеся моды с тороидальными числами $m^0 > 2$. Очевидно, в приближении соответствующих линеаризованных уравнений сохранения эти “disk-rippling” моды не могут напрямую возбуждаться потенциалом $\hat{\Phi}_G$. Их можно представить, например, в следующем виде:

$$\hat{T}_e \simeq \tilde{\tilde{T}}_e^0 \cos[m^0\varphi - l^0(2\Omega_{ob})t], \tag{7.5}$$

где l^0 – действительное число. В этом случае уравнение сохранения полного импульса в проекции на ось z сведется к следующему уравнению:

$$m_i \frac{\partial \hat{u}_{iz}}{\partial t} = -\hat{T}_e \frac{1}{n}\frac{dn}{dz}, \tag{7.6}$$

а уравнение баланса тепловой энергии электронов можно переписать в виде

$$\hat{S}_D = \frac{(m^0)^2}{R_0^2} D_e^{th} \hat{T}_e n, \tag{7.7}$$

где $\hat{S}_D$ описывает процесс, поддерживающий рассматриваемые флуктуации (например, нелинейный процесс затухания, который еще предстоит идентифицировать).

В соответствии с уравнением (4.2) можно рассматривать однородное линеаризованное уравнение

$$\frac{\partial^2 \hat{n}}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial z}\left\{\Omega_K^2 \hat{n} z + \frac{2T}{m_i}\left[\frac{\partial \hat{n}}{\partial z} + \frac{1}{T}\frac{\partial}{\partial z}\left(n\hat{T}\right)\right]\right\} = 0, \tag{7.8}$$

и его решения вида

$$\hat{n} = \tilde{n}(z)\exp(ik_z z)$$

при условиях $(k_z H_E)^2 \gg 1$, $k_z^2 V_s^2 \sim \Omega_{ob}^2 \gg \Omega_K^2$ и $m^0 \geq 2$ для $V_s^2 \equiv 2T/m_i$. Теперь мы можем перейти к дальнейшему анализу, целью которого является исследовать возможные взаимодействия мод такого рода и их связь с исходным ($m^0 = 2$) членом $\tilde{\Omega}_K^2 m_i n z$.

8. ПРОФИЛИ БАЛОННЫХ МОД И РЕЗОНАНСНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОДА–ЧАСТИЦА

Баллонными модами, о которых впервые заговорили в 1965 г., были названы неустойчивости, развивающиеся в плазме, удерживаемой магнитным полем [4]. В [5] были рассмотрены колебательные моды, которые в вертикальном направлении имеют структуру, напоминающую баллонные моды. При этом они подвергаются воздействию силы тяжести, но не зависят от нее (как IGM-моды). Эти колебательные баллонные моды можно рассматривать как суперпозицию стоячих волн, имеющих одинаковую частоту и относительно широкий спектр фазовых скоростей. Различные компоненты моды могут вступать в резонансные взаимодействия волна–частица [6], и при широком спектре задействованных фазовых скоростей, может возникать обмен энергией и импульсом между различными популяциями частиц, находящихся в резонансных условиях. Как будет показано ниже, на вертикальный профиль моды [5] могут влиять кумулятивные эффекты упомянутых взаимодействий волна–частица, если только колебания частиц не подвергаются воздействию вынуждающей силы, как в случае IGM-мод.

Заметим, что в [7] приведено исчерпывающее экспериментальное подтверждение передачи энергии от популяции частиц высокой энергии к частицам, соответствующим “хвосту” распределения низкоэнергетических частиц. В описанных экспериментах проводилась инжекция пучка атомов водорода, создававшего популяцию протонов с энергией 12 кэВ, в тепловую дейтериевую плазму с температурой существенно ниже 1 кэВ. После инжекции наблюдалось резкое увеличение потока нейтронов, возникавших в результате термоядерной D–D-реакции. Одновременно регистрированы флуктуации с частотой, приблизительно равной циклотронной частоте дейтрона. Это указывает на то, что происходило возбуждение собственных колебаний тепловой плазмы [11], раскачка которых обеспечивалась за счет резонансного взаимодействия с инжектируемыми протонами высокой энергии (взаимодействие мода–частица).

Таким образом, можно предположить, что возбуждение IGM мод или связанных с ними баллонных мод, порождаемых плазменными структурами, окружающими двойную систему, может являться причиной того, что на стадии, предшествующей коллапсу двойной черной дыры, не образуются достаточно большие популяции высокоэнергетических электронов, чтобы обеспечить заметную интенсивность высокоэнергетического излучения. В частности, воспользовавшись формулой (4.9), можно провести фурье-преобразование типичного вертикального профиля флуктуаций плотности и получим следующее выражение:

$$(1-\overline{z}^2)\exp\left\{-\frac{\overline{z}^2}{2}+i[2(\varphi-\Omega_{ob}t)]\right\}\propto\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\overline{k}\,\overline{k}\times \times\exp(-2\overline{k}^2)\exp[i(\overline{k}\overline{z}-2\Omega_{ob}t+2\varphi)]. \quad (8.1)$$

В действительности различные волны могут участвовать в различных процессах взаимодействия мода–частица, которые могут приводить к их затуханию или усилению. Если волны затухают, например, за счет передачи энергии взаимодействующей с ними популяции частиц, то для иллюстрации, мы можем предположить, что скорость затухания γ_D зависит от $\overline{k}$ следующим образом: $\gamma_D \simeq \overline{\overline{\gamma}}\overline{k}^2$. В этом случае профиль моды, полученный в результате суперпозиции, аналогичной (8.1), будет выглядеть следующим образом: $(1+\overline{\overline{\gamma}}t)^{-1/2}[1-\overline{z}^2/(1+\overline{\overline{\gamma}}t)]\exp[-\overline{z}^2/(1+\overline{\overline{\gamma}}t)]$. То есть амплитуда моды со временем будет уменьшаться, а спектр ее уширяться.

При вынуждающем воздействии на моду с помощью компоненты гравитационного потенциала $\hat{\Phi}_G$ происходит компенсация $\overline{\overline{\gamma}}$ и сохраняется профиль, согласованный с частотой моды, которая является вещественной.

9. ВНЕШНЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Анализ, представленный в предыдущих разделах, можно распространить на случай, когда рассматриваемые дисковые структуры находятся в вертикальном постоянном магнитном поле B_z [5]. В этом случае могут возбуждаться дополнительные моды, существование которых не связано напрямую с наличием силы тяжести. Однако эти моды возбуждаются плазменными структурами, окружающими двойную ЧД, а существование этих структур, в свою очередь, поддерживается гравитацией [5]. Амплитуды этих мод обладают баллонной структурой в вертикальном направлении [4], что является следствием формы профиля плотности частиц стационарного диска в вертикальном направлении. Они представляют собой колебания, модулированные в радиальном и тороидальном направлениях, и могут быть идентифицированы как магнито-гравитационные моды. Соответствующие флуктуации магнитного поля могут быть представлены в следующем виде:

$$\hat{B}_z \simeq \tilde{B}_z\cos[2(\varphi-\omega t)]\exp\{ik_R(R-R_0)\},$$

где $k_R^2R_0^2 \gg 1$, и $\tilde{B}_z(z)$ является функцией переменной z, локализованной на расстоянии Δ_z, таком что $\Delta_z^2 \ll H_e^2$. Соответствующие резонансные взаимодействия мода–частица происходят при участии флуктуирующих магнитных полей с амплитудами $\tilde{B}_z(z)$, и эти моды могут вызывать значительные флуктуации плотности частиц. Очевидно, что в случае, когда система находится во внешнем магнитном поле, диапазон процессов, которые могут возникать в результате взаимодействий мода–частица, включая процессы, допускающие появление популяций частиц высокой энергии, расширяется.

Автор благодарит B. Basu и R. Spigler, которые проявили большой интерес к предмету данной статьи, и внесли в нее ощутимый вклад. Автор благодарит также G. Bertin за экспертную оценку статьи.

Автор посвящает эту статью 80-летию А.А. Галеева, с которым связывают многие годы искренней дружбы. А.А. Галеев внес ощутимый вклад во все области исследования, связанные с физикой плазмы.

Работа выполнена при частичной поддержке Национального исследовательского совета Италии (Consiglio Nazionale delle Ricerche, Italy)) и Фонда Кавли (the Kavli Foundation, MIT Kavli Institute, USA).

ПРИЛОЖЕНИЕ

ЭВОЛЮЦИЯ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

В соответствии с приведенным выше анализом, будем считать, что коллапс двойной системы является результатом потери энергии и момента количества движения вследствие излучения гравитационных волн. Для случая $M_1 = M_2 \equiv M$ можно записать соответствующую излученную мощность в виде [12]

$$\frac{d\varepsilon_b}{dt} = -\frac{4}{5}\left[d_G\frac{\Omega_{ob}}{c}\right]^3 M\left(R_Gd_G\Omega_{ob}^2\right)\Omega_{ob} \quad (A1)$$

и, поскольку $\Omega_{ob}^6 = (2GM/d_G^3)^3$, то

$$\frac{d\varepsilon_b}{dt} = -\frac{64}{5}\frac{G^4}{c^5}\frac{M^5}{[d_G(t)]^5} \propto \left(Mc^2\right)\left(\frac{R_G^4}{d_G^4}\right)\frac{c}{d_G}. \quad (A2)$$

Тогда

$$\frac{d}{dt}[d_G(t)] = -\frac{8}{5}\left[\frac{R_G}{d_G(t)}\right]^3 c \quad (A3)$$

и

$$\frac{1}{\Omega_{ob}^2}\frac{d\Omega_{ob}}{dt} = -\frac{3}{2}\frac{1}{\Omega_{ob}}\frac{1}{d_G(t)}\frac{d}{dt}[d_G(t)] = = -\frac{12}{5}\frac{R_G^2}{d_G(t)}\frac{\Omega_{ob}(t)}{c}. \tag{A4}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Remillard R.A., McClintock J.E.* Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2006. V. 44. P. 49.
2. *Abbott B.P. et al.* Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 161101.
3. *Coppi B.* Invited Paper at the “International Conference on Space Plasma Science Perspectives” (12 October, 2020, IKI Space Research Institute, Moscow).
4. *Coppi B., Rosenbluth M.N., Yoshikawa S.* Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 190.
5. *Coppi B.* Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 438.
6. *Coppi B., Rosenbluth M.N., Sudan R.N.* Ann. Phys. 1969. V. 55. P. 207.
7. *Magee R., Necas A., Clary R., Korepanov S., Nicks S., Roche T., Thompson M.C., Binderbauer M.W., Tajima T.,* Nature Physics. 2019. V. 15. P. 281.
8. *Zeldovich Y.B.* Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1973. V. 65. P. 1311.
9. *Maronetti P., Duez M.D., Shapiro S.L., Baumgarte T.W.* Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 141101.
10. *Coppi B., Spight C.* Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 551.
11. *Coppi B., Basu B., Cardinali A., Gatto R.* Nucl. Fusion (2021) (to be published).
12. *Ohanian H.C., Ruffini R. Gravitation and Spacetime.* Publ. Norton & Co., N.Y. 1994.

Перевод с англ. И.А. Гришиной

Intrinsic Gravitational Modes Sustained by Black Hole Collapsing Binaries

B. Coppi#

Massachusetts Institute of Technology, City, USA

#e-mail: coppi@psfc.mit.edu

Intrinsic Gravitational Modes (IGM) involving electromagnetic field fluctuations are found that are sustained by the time-dependent tridimensional gravitational field of Black Hole binaries as their collapse is approached. These “disk-rippling” modes, emerging from a plasma disk structure surrounding a binary, have ballooning amplitude profiles in the “vertical” direction (referring to the binary angular momentum vector) and rotate mainly with a frequency of twice the binary rotation frequency in the limit where their phase velocity does not exceed the speed of light. Relevant mode–particle resonances (B. Coppi, Plasma Phys. Rep. **45**, 438 (2019)) can provide a means to transfer energy from high to low energy populations (a process evidenced by laboratory experiments) and offer an explanation for the absence of detectable high energy radiation emission as the observed collapse of Black Hole binaries is approached.When the disk structure is immersed in a (stationary) magnetic field (B. Coppi, Plasma Phys. Reports. **45**, 438 (2019)), another class of modes, affected by gravity-sustained disk structures, can emerge and extend (B. Coppi, Plasma Phys. Reports. **45**, 438 (2019)).

Keywords: Black Hole binaries, Intrinsic Gravitational Modes, Rotating Disk Structures, Fast rotating binary surrounding plasmas