АКУСТИЧНІ ХВИЛІ В ТУРБУЛЕНТНІЙ ВЕЛЕТЕНСЬКІЙ МОЛЕКУЛЯРНІЙ ХМАРІ ЗА ВРАХУВАННЯ КОРЕЛЯЦІЙ ГРАВІТАЦІЙНОГО ПОЛЯ

А. А. Ступка¹, О. С. Ковальчук²

¹Дніпровський національний університет ім. Олеся Гончара,
просп. Гагаріна, 72, Дніпро, 49010, Україна

²Дніпропетровський державний університет внутрішніх справ,
просп. Гагаріна, 26, Дніпро, 49005, Україна

(Отримано 20 липня 2020 р.; в остаточному вигляді — 03 січня 2021 р.; прийнято до друку — 18 січня 2021 р.; опубліковано онлайн — 28 лютого 2021 р.)

Побудовано гідродинамічну модель опису малих акустичних коливань у турбулентній велетенській молекулярній хмарі усередненням рівняння Ейлера за Рейнольдсом з урахуванням турбулентності самоузгодженого гравітаційного поля, яке має рівний нулевий перший момент та ненульовий другий момент у рівновазі. Показано, що в тензор густини потоку імпульсу, окрім тензора турбулентних напружень Рейнольдса, входить другий кореляційний момент напруженостей гравітаційного поля як потенційного, так і вихрового, часове рівняння для якого отримано з рівнянь Айнштейна в нерелятивістському наближенні. Одержано дві поперечні та поздовжню гілки акустичних коливань в однорідній ізотропній хмарі. Обернення в нуль швидкості поперечних коливань дає граничну умову стійкості велетенської молекулярної хмари, коли подвоєна густина енергії турбулентного руху більша від густини енергії гравітаційного поля. Показано, що тепловий рух не впливає на стійкість системи. Для кульової форми хмари отримано радіус велетенської молекулярної хмари, що узгоджується з даними спостережень.

Ключові слова: велетенська молекулярна хмара, тензор турбулентних напружень Рейнольдса, другий кореляційний момент напруженостей гравітаційного поля, акустичні гілки коливань, умова стійкості.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.25.1903>

Стабільність турбулентних велетенських молекулярних хмар активно вивчають з огляду на питання формування зір [1]. У велетенських молекулярних хмарах спостерігається велика швидкість турбулентного руху газу, середньоквадратичне значення якої $\sqrt{\langle v^2 \rangle_0} \sim 9$ км/с [2, Таблиця 10.2. Параметри гігантських молекулярних облаків]. Урахування турбулентності дозволило Чандрасекарові [3] узагальнити вираз для довжини хвилі Джинса, що дає умову гравітаційної нестійкості малих збурень для довжин хвиль, більших за λ_C [3, формула (24)]

$$\lambda_C = \sqrt{\frac{\pi(v_s^2 + \langle v^2 \rangle_0/3)}{G \cdot \rho_0}}. \quad (1)$$

Тут $v_s = \sqrt{(\partial P / \partial \rho)_s}$ — швидкість звуку, $\sqrt{\langle v^2 \rangle_0}$ — середньоквадратична швидкість турбулентності, G — гравітаційна стала, ρ_0 — рівноважне значення густини газу. Характерна температура холодних молекулярних хмар $T \sim 10$ К, отже, $v_s \sim 200$ м/с $\ll \sqrt{\langle v^2 \rangle_0}$. Підставляючи параметри велетенських молекулярних хмар з [2], знайдемо $\lambda_C = \sqrt{\frac{\pi(9^2 \cdot 10^6/3)}{6.67 \cdot 10^{-11} \cdot 10^{-18}}} \sim 1.1 \cdot 10^{18}$ м ~ 36 пк, що перевищує середній характерний радіус велетенських молекулярних хмар $R \sim 20$ пк та пояснює стабільність велетенських молекулярних хмар щодо поздовжніх (потенціальних) збурень.

З іншого боку, під час розгляду турбулентності важливими стають поперечні (вихрові) збурення в системі. Отже, будемо вважати газову хмару стабільною та розглянемо низькочастотні довгохвильові акустичні коливання малої амплітуди у велетенській мо-

лекулярній хмарі. Для простоти припустимо однорідність та ізотропію системи. Здійснимо спільний опис усіх компонент єдиними локальними значеннями густини газу ρ , тиску P і масової швидкості $\mathbf{v}$. Однак, окрім цих чисто гідродинамічних величин, у хмарі наявне самоузгоджене гравітаційне поле, що є випадковою величиною з рівним нулевим першим моментом напруженості поля $\mathbf{g}$ після усереднення за фізично малим об'ємом (ми не розглядаємо околиць масивних тіл) і відмінним від нуля другим.

Випишімо стандартні рівняння ідеальної гідродинаміки для газу [4], нехтуючи всіма дисипативними ефектами (в'язкістю, теплопровідністю), обертанням та електромагнітною взаємодією. Рівняння неперервності

$$\partial_t \rho + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0 \quad (2)$$

і рівняння Ейлера

$$\partial_t (\rho v_i) + \partial_k \pi_{ik}^g = 0 \quad (3)$$

мають поданий вигляд. За однаковими індексами підсумовуємо. Тут запроваджено позначення для похідної $\partial / \partial x_k = \partial_k$ і для тензора густини потоку імпульсу

$$\pi_{ik}^g = \rho v_i v_k + P \delta_{ik} + \frac{\delta_{ik} (g_l g_l) / 2 - g_k g_i}{4\pi G}. \quad (4)$$

У (4) використано перше постньютонівське наближення псевдотензора Ландау–Ліфшица [5, формула (4.1b)], де гравітомагнітним полем та часовими похідними від ньютонівського потенціалу знехтувано. Напруженість гравітаційного поля $\mathbf{g}$ не є потенціальним вектором у (4).

Сила гравітаційної взаємодії у (3) цілком визначається другим моментом напруженості гравітаційного поля $\langle g_i g_k \rangle$. Тоді тензор густини потоку імпульсу (4) після усереднення за Рейнольдсом набуде вигляду

$$\pi_{ik}^g = \rho \langle v_i v_k \rangle + P \delta_{ik} + \frac{\langle g_k g_i \rangle - \delta_{ik} \langle g_l g_l \rangle / 2}{4\pi G}. \quad (5)$$

Тут другий момент швидкості $\langle v_i v_k \rangle = \overline{v_i v_k} + v_i v_k$, другий центральний момент швидкості $\overline{v_i v_k}$. Аналогічно другий момент напруженості гравітаційного поля $\langle g_i g_k \rangle = \overline{g_i g_k} + g_i g_k$, другий центральний момент напруженості гравітаційного поля $\overline{g_i g_k}$. Усереднення за Рейнольдсом можна проводити за часом, за простором і за ансамблем. Кожна фізична величина тепер складається з усередненої частини та пульсації, яка має нульове середнє. Кореляції густини (або поля) та швидкості вважатимемо малими $\overline{v_i \rho} = 0$. Доданок $-\rho \overline{v_i v_k}$ називається тензором турбулентних напружень Рейнольдса [6].

Часове рівняння для другого моменту швидкості отримаємо з рівняння (3), домножуючи його на v_k в тій же просторово-часовій точці та проводячи симетризацию за тензорними індексами

$$v_k \partial_t (\rho v_i) + v_k \partial_l \pi_{il}^g + v_i \partial_t (\rho v_k) + v_i \partial_l \pi_{kl}^g = 0 \quad (6)$$

із використанням (2)

$$\partial_t (\rho v_i v_k) = -(v_k \partial_l \pi_{il}^g - v_i v_k \partial_l (v_l \rho) + v_i \partial_l \pi_{kl}^g). \quad (7)$$

Оскільки нас цікавитимуть малі відхилення від рівноважних середніх значень, які в однорідному та ізотропному випадках є: $\rho_0, \langle v_i v_k \rangle_0, \langle g_i g_k \rangle_0$ — сталі, $v_0 = 0$, то з (7) знайдемо після усереднення за Рейнольдсом

$$\begin{aligned} \partial_t \rho \langle v_i v_k \rangle &= -\langle v_k \partial_l \rho v_i v_l - v_i v_k \partial_l (v_l \rho) + v_i \partial_l \rho v_l v_k \rangle \\ &= -\partial_l \rho \langle v_i v_k v_l \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Наявний тут третій момент через ізотропію можна переписати так $\langle v_i v_k v_l \rangle = v_i \langle v_k v_l \rangle_0 + v_k \langle v_i v_l \rangle_0 + v_l \langle v_i v_k \rangle_0$. Тут запроваджено рівноважний другий кореляційний момент швидкості, що за ізотропії має тензорну структуру

$$\langle v_l v_m \rangle_0 = \langle v^2 \rangle_0 \delta_{lm} / 3 = \text{const}. \quad (9)$$

А отже з (8) отримаємо часове рівняння

$$\partial_t \langle v_i v_k \rangle = -\rho_0 \partial_l (v_i \delta_{kl} + v_k \delta_{il}) \langle v^2 \rangle_0 / 3. \quad (10)$$

Рівняння (10) враховує генерацію — отримання енергії від усередненої течії в рівнянні для рейнольдсівських напружень [7, формула (2.63)].

Опис нерелятивістського гравітаційного поля за допомогою другого моменту напруженості гравітаційного поля та часове рівняння для нього в безвихровому наближенні використано в розгляді теорії Джинса в [8], але без урахування турбулентності.

Часове рівняння для моменту $\langle g_i g_k \rangle$ отримаємо з рівнянь Айнштейна для гравітаційного поля як випадкової величини. Запишемо умови граничного переходу до слабкого поля [9, 10]. Мале відхилення $h_{\alpha\beta} \ll 1$ від метрики Мінковського $\eta_{\alpha\beta}$

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}. \quad (11)$$

Тут грецькі індекси пробігають значення 0, 1, 2, 3 і позначають компоненти 4-вектора, а римські 1, 2, 3 позначають компоненти звичайного тривимірного вектора. Нульова компонента похідної $\partial_0 = \partial_t/c$. Для нерелятивістської задачі всі швидкості набагато менші від швидкості світла c та $\partial_i h_{\alpha\beta} \gg \partial_0 h_{\alpha\beta}$.

Рівняння Айнштейна в першому постньютонівському наближенні зручно записати, використовуючи позначення [5, формула (2.1)]:

$$g_{00} = -1 + 2w \quad (12)$$

$$g_{0i} = -4w_i \quad (13)$$

$$g_{ik} = \delta_{ik} + 2w \quad (14)$$

У першому постньютонівському наближенні напруженість гравітаційного поля (гравітоелектричне поле) [5, формула (2.5a)]

$$g_i/c^2 = \partial_i g_{00}/2 - \partial_0 g_{0i}, \quad (15)$$

гравітомагнітне поле [5, формула (2.5b)]

$$H_i/c^2 = \varepsilon_{ijk} \partial_j g_{0k}. \quad (16)$$

Це дозволяє записати, ідучи за [5, формула (2.6d)], часове рівняння для напруженості гравітаційного поля:

$$\partial_t g_i - c[\nabla \times \mathbf{H}]_i/4 = 4\pi G \rho v_i. \quad (17)$$

Помноживши (17) на g_k у тій самій просторово-часовій точці й симетризуючи за тензорними індексами, знайдемо:

$$\begin{aligned} \partial_t (g_i g_k) &= c[\nabla \times \mathbf{H}]_i g_k / 4 \\ &+ c[\nabla \times \mathbf{H}]_k g_i / 4 + 4\pi G \rho (v_i g_k + v_k g_i). \end{aligned} \quad (18)$$

Проведемо статистичне усереднення рівняння (18). Для цього треба виділити частину гравітомагнітного поля $\mathbf{H}$, що виникає завдяки руху зі швидкістю $\mathbf{v}$ у ньютонівському гравітаційному полі $\mathbf{g}_N$, де $g_{Ni} = \partial_i g_{00} c^2 / 2$. Ураховуючи, що величини (g_{00}, g_{0i}) утворюють чотири-вектор, перейдімо у власну систему відліку речовини (система рухається в цій точці зі швидкістю $\mathbf{v}$). У нерелятивістському наближенні перетворень Лоренца матимемо зв'язок $g'_{0i} = g_{0i} - u_i g_{00}$ ($u_i = -v_i/c$), звідки, враховуючи, що просторові похідні під час переходу незмінні, для гравітомагнітного поля нерухомої системи отримаємо $\mathbf{H}' = \mathbf{H} - \frac{2}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{g}_N]$. Покладаючи $\mathbf{H}' = 0$, виразимо гравітомагнітне поле через потрібне для нерелятивістського наближення ньютонівське поле $\mathbf{H} = \frac{2}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{g}_N]$:

$$\begin{aligned} \partial_t (g_i g_k) &= \frac{1}{2} [\nabla \times [\mathbf{v} \times \mathbf{g}_N]]_i g_k \\ &+ \frac{1}{2} [\nabla \times [\mathbf{v} \times \mathbf{g}_N]]_k g_i + 4\pi G \rho (v_i g_k + v_k g_i). \end{aligned} \quad (19)$$

Аналогічно рівняння для другого моменту магнітної індукції в магнітогідродинамічному наближенні отримано в [11] та для другого моменту напруженості електричного поля в електрогідродинамічному

наближенні одержано в [12]. Тепловими флуктуаціями поля будемо нехтувати. Ізотропія задачі вимагає таких рівноважних середніх значень першого та другого моментів поля:

$$\langle g_l \rangle_0 = 0, \quad \langle g_{nl} g_{nl} \rangle_0 = \langle g^2 \rangle_0 \delta_{lm} / 3 = \text{const}. \quad (20)$$

Після усереднення за Рейнольдсом та після лінеаризації, останній доданок буде нелінійним і його можна опустити. Тому, використовуючи (20), маємо з (19) лінеаризоване рівняння для другого моменту напруженості гравітаційного поля

$$\partial_t \langle g_i g_k \rangle = (\partial_k v_i + \partial_i v_k - 2\partial_l v_l \delta_{ik}) \langle g^2 \rangle_0 / 6. \quad (21)$$

Для акустичних хвиль $P = v_s^2 \rho$ після лінеаризації, і тензор густини потоку імпульсу (5) буде таким

$$\pi_{ik}^g = \rho_0 \langle v_i v_k \rangle + \delta_{ik} (v_s^2 + \langle v^2 \rangle_0 / 3) \rho + \frac{\langle g_k g_i \rangle - \delta_{ik} \langle g_l g_l \rangle / 2}{4\pi G}. \quad (22)$$

Тоді, лінеаризуючи рівняння Ейлера (3), отримаємо

$$\partial_t v_i + \partial_k (\rho_0 \langle v_i v_k \rangle + \delta_{ik} (v_s^2 + \langle v^2 \rangle_0 / 3) \rho + (\langle g_i g_k \rangle - \delta_{ik} \langle g_l g_l \rangle / 2) / 4\pi G) / \rho_0 = 0. \quad (23)$$

Використовуючи (2), (10) і (21), можна продиференціювати (23) за часом

$$\partial_t^2 v_i - \partial_k \partial_l (v_i \delta_{kl} + v_k \delta_{il}) (\langle v^2 \rangle_0 / 3 - \langle g^2 \rangle_0 / (24\pi \rho_0)) - (v_s^2 + \langle v^2 \rangle_0 / 3) \partial_i \partial_k v_k = 0. \quad (24)$$

Отже, отримано хвильове рівняння (24) для акустичних коливань в ізотропній газовій хмарі. Тут зручно перейти до фур'є-компонент за правилом

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = \int d^3 k d\omega \mathbf{v}(\mathbf{k}, \omega) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x} - i\omega t} / (2\pi)^4. \quad (25)$$

Підставляючи (25) у рівняння (24), знаходимо дисперсійні рівняння поздовжніх акустичних коливань

$$\omega_{\parallel}^2 = (v_s^2 + \langle v^2 \rangle_0 - \langle g^2 \rangle_0 / (12\pi G \rho_0)) k^2, \quad (26)$$

та двох гілок поперечних акустичних коливань

$$\omega_{\perp}^2 = (\langle v^2 \rangle_0 - \langle g^2 \rangle_0 / (8\pi G \rho_0)) k^2 / 3. \quad (27)$$

Розгляньмо тепер газову хмару, яка є стійкою й перебуває в стаціонарному стані. Тоді, враховуючи кореляції поля та турбулентність течій, з рівняння (26) отримаємо модифіковану швидкість поздовжньої акустичної хвилі:

$$u_{\parallel} = \sqrt{v_s^2 + \langle v^2 \rangle_0 - \langle g^2 \rangle_0 / (12\pi G \rho_0)}, \quad (28)$$

та з (27) — швидкість поперечної акустичної хвилі:

$$u_{\perp} = \sqrt{(\langle v^2 \rangle_0 - \langle g^2 \rangle_0 / (8\pi G \rho_0)) / 3}. \quad (29)$$

Якщо частота збурення ω з (26) або з (27) стане уявною, то відповідна мода наростатиме. Можна виразити (28) через (29) $u_{\parallel} = \sqrt{v_s^2 + \langle v^2 \rangle_0 / 3 + 2u_{\perp}^2}$, тобто швидкість (28) буде завжди, коли є швидкість (29), і саме поперечні збурення (27) визначатимуть стійкість системи. Отже, умова стійкості впливає з умови існування швидкості (29):

$$\langle v^2 \rangle_0 - \langle g^2 \rangle_0 / (8\pi G \rho_0) \geq 0. \quad (30)$$

Умова (30) не накладає ніяких обмежень на тепловий рух, температуру хмари або швидкість звуку v_s , на відміну від умови Чандрасекара (1).

Як відомо [13, с. 377], густина енергії гравітаційного поля в ньютонівській теорії є $W = -g^2 / (8\pi G)$, тобто з (30), для стійкості хмари необхідне виконання умови

$$\langle v^2 \rangle_0 \rho_0 = 2T_{\text{turb}} \geq -W, \quad (31)$$

де вказано середню густину кінетичної енергії турбулентних рухів $T_{\text{turb}} = \langle v^2 \rangle_0 \rho_0 / 2$. Позначмо середню густину теплової енергії T_{term} . Тоді можна обчислити віріальний параметр (відношення подвоєної кінетичної до гравітаційної енергії) [14] $\alpha = 2(T_{\text{term}} + T_{\text{turb}}) / |W| > 1$ у стаціонарній хмарі, бо кінетична енергія теплового руху $T_{\text{term}} > 0$. Об'єднуючи (31) з умовою гравітаційної зв'язаності хмари $T_{\text{term}} + T_{\text{turb}} + W < 0$, отримаємо умову стабільності гравітаційно зв'язаної газової хмари

$$T_{\text{term}} + T_{\text{turb}} < |W| \leq 2T_{\text{turb}}. \quad (32)$$

З (32) бачимо, що $T_{\text{term}} < T_{\text{turb}}$, отже, енергія турбулентного руху більша від теплової енергії хмари, що спостерігається для велетенських молекулярних хмар. За невиконання умови (31) поперечні моди можуть збільшувати енергію турбулентного руху до настання рівності $u_{\perp} = 0$. Поздовжня мода з рівністю в умові (31) матиме швидкість

$$u_{\parallel} = \sqrt{v_s^2 + \langle v^2 \rangle_0 / 3}, \quad (33)$$

отже, поздовжні збурення будуть поширюватимуться.

Також із (30) можна встановити розмір рівноважної хмари. За теорією Джинса, оцінимо прискорення вільного падіння в однорідній кулі як $g = -\frac{4\pi}{3} G \rho R$ [15] (с. 14). Тоді з умови (30) отримаємо обмеження на радіус гравітаційно зв'язаної кулі: $\langle v^2 \rangle_0 - \frac{2\pi}{9} G \rho_0 R^2 \geq 0$, звідки впливає

$$R \leq \frac{3\sqrt{\langle v^2 \rangle_0}}{\sqrt{2\pi G \rho_0}}, \quad (34)$$

що аналогічно умові Чандрасекара за врахування турбулентності (1) [3, формула (24)].

Для велетенської молекулярної хмари одержимо оцінку максимального радіуса з (34):

$$R \leq 3 \cdot \sqrt{\frac{92 \cdot 10^6}{2 \cdot \pi \cdot 6,67 \cdot 10^{-11} \cdot 10^{-18}}} \sim 1,3 \cdot 10^{18} \text{ м} \sim 40 \text{ пк},$$

що перевищує середню оцінку спостережуваного радіуса $R \sim 20 \text{ пк}$ [2].

Отже, виходячи з гідродинамічної моделі опису малих коливань у турбулентній велетенській молекулярній хмарі, враховуючи турбулентність самоузгодженого гравітаційного поля, яке має рівний нулевий перший момент та ненульовий другий момент у рівновазі, отримали вирази для двох поперечних та поздовжньої гілки акустичних коливань. Обернення в нуль

швидкості поперечних коливань дає умову стійкості велетенської молекулярної хмари, яка полягає в тому, що густина енергії турбулентного руху більша за половину густини енергії гравітаційної взаємодії. Для кульової форми одержано радіус велетенської молекулярної хмари, що узгоджується зі спостережними даними.

-
- [1] V. A. Semenov, A. V. Kravtsov, N. Y. Gnedin, *Astrophys. J.* **826**, 200 (2016); <https://doi.org/10.3847/0004-637X/826/2/200>
 - [2] В. Г. Сурдин, С. А. Ламзин, *Протозвёзды. Где, как и из чего формируются звёзды* (Наука, Москва, 1992).
 - [3] S. Chandrasekhar, *Proc. R. Soc. London A* **210**, 26 (1951); <https://doi.org/10.1098/rspa.1951.0228>.
 - [4] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика* (Наука, Москва, 1986).
 - [5] J. D. Kaplan, D. A. Nichols, K. S. Thorne, *Phys. Rev. D* **80**, 124014 (2009); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.124014>.
 - [6] Б. П. Шарфарец, С. П. Дмитриев, *Науч. приборостр.* **28**(3), 101 (2018).
 - [7] А. М. Молчанов, *Термофизика и динамика жидкости и газа. Специальные главы* (OSF Preprints, Москва, 2019); <https://doi.org/10.31219/osf.io/ypd9t>.
 - [8] A. A. Stupka, *J. Astrophys. Astron.* **29**, 379 (2008); <https://doi.org/10.1007/s12036-008-0050-x>.
 - [9] А. Эйнштейн, *Собрание научных трудов в 4 томах. Т. 1* (Наука, Москва, 1965).
 - [10] Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уиллер, *Гравитация в 3 томах. Т. 2* (Мир, Москва, 1977).
 - [11] A. A. Stupka, *Magnetohydrodynamics* **46**, 137 (2010); <https://doi.org/10.22364/mhd.46.2.2>.
 - [12] A. A. Stupka, *Ukr. J. Phys.* **58**, 1156 (2013); <https://doi.org/10.15407/ujpe58.12.1156>.
 - [13] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (Наука, Москва, 1988).
 - [14] C. F. McKee, E. G. Zweibel, *Astrophys. J.* **399**, 551 (1992).
 - [15] Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков, *Введение в теорию ранней Вселенной. Космологические возмущения. Инфляционная теория* (URSS, Москва, 2016).

ACOUSTIC WAVES IN A TURBULENT GIANT MOLECULAR CLOUD TAKING INTO ACCOUNT THE CORRELATIONS OF GRAVITATIONAL FIELD

A. A. Stupka¹, O. S. Kovalchuk²

¹*Oles Honchar Dnipro National University,
Haharina Ave, 72, Dnipro, UA-49000, Ukraine*
²*Dnipropetrovsk State University of Internal Affairs,
Haharina Ave, 26, Dnipro, UA-49000, Ukraine*

A hydrodynamic model for the description of small acoustic oscillations in a turbulent giant molecular cloud is constructed by averaging the Euler equation over Reynolds, taking into account the turbulence of a self-consistent gravitational field that has zero first moment and nonzero second moment in equilibrium. It is shown that, in addition to the Reynolds turbulent stress tensor, the momentum flow tensor includes the second correlation moment of the gravitational field strength, both potential and vortex, for which the time equation is obtained from the Einstein equations in non-relativistic approximation. After linearization, this equation is $\partial_t \langle g_i g_k \rangle = (\partial_k v_i + \partial_i v_k - 2\partial_l v_l \delta_{ik}) \langle g^2 \rangle_0 / 6$, where ∂_t and ∂_i are the time and spatial derivatives, v_i is the mass velocity component, $\langle g^2 \rangle_0$ is the square of a self-consistent gravitational field strength equilibrium value. Two transverse and longitudinal branches of acoustic oscillations in a homogeneous isotropic cloud are obtained. Zeroing of the transverse oscillations velocity gives a limiting condition for the stability of the giant molecular cloud $\langle v^2 \rangle_0 - \langle g^2 \rangle_0 / (8\pi G \rho_0) \geq 0$, where $\langle v^2 \rangle_0$ is the mean square turbulent velocity, G is the gravitational constant, ρ_0 is the equilibrium density value. Thus, the doubled energy density of the turbulent motion must be greater than the gravitational field energy density. It is shown that the thermal motion does not affect the stability of the system. For the spherical shape of the cloud, the radius of the giant molecular cloud is obtained, which is consistent with observational data.

Key words: giant molecular cloud, Reynolds turbulent stress tensor, second correlation moment of gravitational field strength, branches of acoustic oscillations, stability condition.