УДК 66.021 doi: 10.20998/2078-5364.2021.1.02

Соловей В.М., к.техн.н., доцент, Горбунов К.О., к.техн.н., професор,
Верещак В.О., студент, Горбунова О.В., ст.викладач

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ ЗОВНІШНЬОГО МАСОПЕРЕНОСУ ПРИ АДСОРБЦІЇ З РОЗЧИНІВ У АПАРАТІ З ПЕРЕМІШУВАННЯМ

Ключові слова: масоперенос, адсорбція, перемішування, турбулентність, енергія, дисипація, критеріальне рівняння.

Процеси масопереносу в системі рідина–тверде тіло багато в чому залежать від гідродинамічного режиму, який найчастіше є турбулентним.

Для кількісного опису турбулентного руху вводиться поняття турбулентного вихору (турбулентна пульсація швидкості), який характеризується швидкістю u_λ, масштабом λ (хвильовим числом $k = 2\pi/\lambda$) та кінетичною енергією $E(k, t)$.

Великомасштабні рухи масштабу L (інтегральний масштаб турбулентності) містить майже всю кінетичну енергію, яка отримується від пристрою, що перемішує, завдяки інерційній взаємодії. Великі вихори породжують все дрібніші і дрібніші вихори, здійснюючи конвективне перенесення енергії між ними. У вихорах, масштаб яких менший за внутрішній мікромасштаб турбулентності λ_0, відбувається як подальше перенесення енергії до дрібніших вихорів, так і дисипація енергії, і перетворення її на тепло за рахунок дії в'язких сил. Вихори даного масштабу формують область універсальної рівноваги, яка поділяється на інерційну конвективну підобласть і підобласть в'язкої дисипації [1].

Згідно з теорією універсальної рівноваги Колгоморова А.М. [2] найдрібніші масштаби мають універсальну однорідну структуру (локальну ізотропію), яка статистично не залежить від середнього потоку великих масштабів. Ця незалежність передбачає, що вихори, які містять майже усю енергію турбулентності, знаходяться у інтервалі хвильових чисел, який відділений широким проміжком від інтервалу в'язкої дисипації енергії.

Відправною точкою аналізу області універсальної рівноваги є рівняння Кармана-Хауерта [1]

$$\frac{\partial E(k,t)}{\partial t} = F(k,t) - 2\nu k^2 E(k,t) \tag{1}$$

Ліва частина являє собою зміну повної кінетичної енергії турбулентності; $F(k, t)$ – спектральна функція перенесення, що визначає інерційне перенесення енергії між вихорами; $E(k, t)$ – функція енергетичного спектру; останній доданок – спектральна щільність енергії, що дисипує у вихорах із хвильовим числом k.

Бетчелор показав [3], що зменшення енергії під дією в'язкості на верхньому кінці інтервалу хвильових чисел універсальної області рівноваги дорівнює притоку енергії в результаті інерційного перенесення на нижньому кінці цього інтервалу. Зменшення та збільшення енергії відбувається зі швидкістю

$$\varepsilon = 2\nu \int_0^\infty k^2 E(k) dk \,, \tag{2}$$

де ε – енергія , що дисипує в одиниці маси рідини

У підобласті в'язкої дисипації за високих хвильових числах існують вихори, які визначаються енергією дисипації та в'язкістю, розміром η (мікромасштаб Колгоморова), який, виходячи з міркувань розмірності, дорівнює

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} . \tag{3}$$

Для інерційної підобласті, коли $L > \lambda > \eta$ спектральна функція [3]

$$E(k,t) = c_1 \varepsilon^{2/3} k^{-(5/3)} , \tag{4}$$

де константа c_1 = 1,3 [4].

Використовуючи рівняння (4) Бетчелор отримав вираз для середньоквадратичної різниці швидкостей у двох сусідніх точках x и $x + \lambda$

$$| u(x+\lambda, t) - u(x,t) |^2 = u_\lambda^2 = \beta (\varepsilon \lambda)^{2/3} , \tag{5}$$

де константа $\beta = 4{,}6 c_1$.

Рівняння (5) є аналітичним виразом швидкості вихору, яка характеризується її зміною на відстані порядку λ [6].

Для вихорів у підобласті в'язкої дисипації для $\lambda < \eta$ Обухов О.М. і Яглом А.М. [5] отримали рівняння

$$E(k,t) = c_2 \varepsilon \lambda^3 . \tag{6}$$

З рівняння (6) для підобласті в'язкої дисипації випливає, що квадрат швидкості вихору дорівнює [7]

$$u_\lambda^2 = \gamma \frac{\varepsilon}{\nu} \lambda^2 , \tag{7}$$

де константа $\gamma = 0{,}5 c_2$.

Експериментальне вимірювання поздовжньої і поперечної середньоквадратичної пульсаційної швидкості $\sqrt{\overline{u}_l^2}$ и $\sqrt{\overline{u}_n^2}$ в апараті з мішалкою показали, що турбулентність не є анізотропною [8,12]. Однак вимірювання спектральної функції енергії турбулентності показали, що в області високих хвильових чисел (частота турбулентних пульсацій $10^2 \div 10^3$ с$^{-1}$) виконується так званий спектральний закон "$-5/3$" Колмогорова А.М. Отже, теорія локальної ізотропії може бути використана, адже має місце інерційна підобласть (4). Інтегрована за об'ємом апарату величина локальної енергії дисипації узгоджується з підвідною потужністю мішалки до одиниці маси рідини. Це означає, що майже вся енергія від мішалки дисипує в мікромасштабних вихорах [7]. Тоді

$$\varepsilon \approx \frac{N}{\rho V_{an}}; \quad N = K_n \rho n^3 d_м^5, \tag{8}$$

де K_n – критерій потужності; n – частота обертання мішалки, об/с; $d_м$ – діаметр мішалки, м; V_{an} – об'єм апарату, м^3.

Можна припустити, що приблизно 10% енергії дисипує за рахунок тертя рідини о стінки апарату [11].

Масоперенесення в системі рідина–тверде тіло зумовлене рухом рідини відносно часток. Локальний відносний рух створюється вихорами, які частково захоплюють частки. Вихори великого масштабу захоплюють частки разом із прилеглими до них шарами рідини, переміщуючи їх як одне ціле і продукуючи нульову відносні швидкість. Найменш масштабні вихори, значно менші за частки, будуть незначно впливати на створення відносного руху [10].

Для кількісної оцінки величини масштабу вихорів, які створюють максимальну відносні швидкість, скористаємося рівнянням Чена [2]

$$\rho_p V \frac{du_p}{dt} = k_f \rho S \upsilon^2 + \rho V \frac{du}{dt} + \frac{1}{2} \rho V \left(\frac{du}{dt} - \frac{du_p}{dt} \right) + F_e, \tag{9}$$

де k_f – коефіцієнт тертя; ρ_p – щільність часток; ρ – щільність рідини; V – об'єм частинки; u_p – швидкість частинки; u – швидкість рідини в околицях частинки; S – поперечний переріз частинки; $\upsilon = u - u_p$ – швидкість рідини відносно частинки; F_e – зовнішня потенційна сила (сила гравітації).

Член у лівій частині рівняння (9) являє силу, необхідну для прискорення частинки. Перший член у правій частині – сила опору, якого зазнає частинка під час руху з відносною швидкістю υ. Другий член – сила, яка діяла б на частинку, якщо б вона повністю захопилась рідиною при $u = u_p$. Третій член характеризує силу, яка призводить до прискорення удаваної маси частинки відносно оточуючої рідини.

Якщо локальну швидкість виразити як швидкість вихору масштабу λ, то тоді u і прискорення $\frac{du}{dt}$ можна замінити на u_λ і $\frac{du_\lambda}{dt}$. Виконуючи цю заміну і визначаючи відносну швидкість $\upsilon = u_\lambda - u_p$ і додаючи до лівої та правої частини рівняння доданок $\rho_p V \frac{du_\lambda}{dt}$ отримуємо

$$\rho_p V \frac{d\upsilon}{dt} = \left(\rho_p - \rho\right) V \frac{du_\lambda}{dt} - k_f \rho S \upsilon^2 - \frac{\rho V}{2}\frac{d\upsilon}{dt}. \tag{10}$$

Руху вихору масштабу λ, що відбувається зі швидкістю u_λ, відповідає характерний період T_λ [6]

$$T_\lambda = \frac{\lambda}{u_\lambda}. \tag{11}$$

Тоді прискорення вихору можна представити

$$\frac{du_\lambda}{dt} \cong \frac{u_\lambda}{T_\lambda} = \frac{u_\lambda^2}{\lambda}. \tag{12}$$

Використовуючи рівняння (5) для u_λ

$$u_\lambda = \sqrt{\beta}\,(\varepsilon\lambda)^{1/3}. \tag{13}$$

і підставляючи рівняння (13) у (12) отримаємо

$$\frac{du_\lambda}{dt} = \frac{\beta \varepsilon^{2/3}}{\lambda^{1/3}}. \tag{14}$$

За аналогією з рівнянням (12) відносне прискорення можна представити у вигляді

$$\frac{d\upsilon}{dt} = \frac{\upsilon^2}{\lambda}. \tag{15}$$

Підставляючи рівняння (14) і (15) у (10) та вирішуючи відносно υ отримуємо

$$\upsilon = \frac{\sqrt{\beta}\left[(\rho_p - \rho)V\right]^{1/2} \varepsilon^{1/3} \lambda^{1/3}}{\left[(\rho_p + \frac{\rho}{2})V + k_f \rho S \lambda\right]^{1/2}}. \tag{16}$$

Використовуючи рівняння (16), можна визначити масштаб вихорів, які забезпечують максимальну відносну швидкість. Для цього диференціюємо (16) за λ і прирівнюючи $d\upsilon / d\lambda = 0$ знаходимо

$$\lambda_{v_{\max}} = \frac{2}{k_f}\left(\frac{\rho_p + \frac{\rho}{2}}{\rho}\right)\frac{V}{S}. \tag{17}$$

Якщо взяти $\rho_p \simeq \rho$ (що часто виконується за рідинної адсорбції), то $\left(\rho_p + \frac{\rho}{2}\right)/\rho \simeq \frac{3}{2}$ і тому

$$\lambda_{\upsilon_{\max}} \simeq \frac{3}{k_f}\frac{V}{S}. \tag{18}$$

Для сфери $\frac{V}{S} = \frac{2d}{3}$ и так як $k_f \simeq 1$, то $\lambda_{\upsilon_{\max}} \simeq 2d$.

Підстановка рівняння (17) у (16) дає максимум відносної швидкості

$$\upsilon_{max} = \frac{\sqrt{\beta}}{3^{1/2}}\left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho_p + \frac{\rho}{2}}\right)\varepsilon^{1/3}\lambda_{\upsilon_{\max}}^{1/3}. \tag{19}$$

Використовуючи рівняння (19) і (13) можна порівняти максимум відносної швидкості і відповідну швидкість вихору

$$\frac{\upsilon_{max}}{u_{\lambda_{\max}}} = \frac{1}{3^{1/2}}\left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho_p + \frac{\rho}{2}}\right)^{1/2} = 0,3$$ при ρ_p = 1300 кг/м^3 і ρ = 1000 кг/м^3.

Під час експериментального дослідження масоперенесення до часток, що зафіксовані у потоці рідини, Rens і Marshall отримали рівняння [11]

$$Nu' = 2 + 0,6\,\mathrm{Re}^{0,5}\,\mathrm{Pr}'^{0,33}\,.$$

Взявши за основу цю залежність і використовуючи експериментальні дані з масоперенесенням у системі рідина–тверді частки (d_p = 0,09÷1 мм; ρ_p = 1100÷5000 кг/м^3; ε = 0,1 ÷ 0,5 м^2/с^3) [9], було отримане критеріальне рівняння

$$Nu' = 2 + 0,45\,\mathrm{Re}_p^{0,5}\,\mathrm{Pr}'^{0,35}\,, \tag{20}$$

де $\mathrm{Re}_p = \dfrac{\upsilon_{max} d_p}{\nu}$; $\mathrm{Pr}' = \dfrac{\nu}{D}$; $Nu' = \dfrac{\beta d_p}{D}$; D – коефіцієнт молекулярної дифузії.

Для випадку d_p = 0,5 мм; ρ_p = 1300 кг/м^3; ε = 0,2 м^2/с^3; Pr' = 1050; D = 10^{-9} м^2/с; ρ = 1000 кг/м^3; $\upsilon = \upsilon_{\max}$ розрахунковий коефіцієнт масовіддачі за рівнянням (20) набув значення $\beta_c = 0,4 \cdot 10^{-4}$ м/с, що відрізняється від експериментального начення на 8%.

Для часток з розміром $d_p < \eta$ рівняння Чена набуває вигляду

$$\rho_p V \frac{du_p}{dt} = 3\pi\mu d_p (u - u_p) + \rho V \frac{du}{dt} + \frac{1}{2}\rho V\left(\frac{du}{dt} - \frac{du_p}{dt}\right) + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\rho\mu}\int_{t_0}^{t}\left(\frac{du}{dt} - \frac{du_p}{dt}\right) + F_e\,, \tag{21}$$

де четвертий член – або член Бассе враховує вплив відхилення течії від стаціонарного стану, третій і четвертий члени у правій частині рівняння (21) набувають важливого значення лише у тому випадку, коли щільність рідини порівнянна з щільністю частки або перевищує її [2]. Опускаючи ці члени і здійснюючи аналогічні перетворення як і раніше з рівнянням (10) отримаємо

$$\left(\rho_p + \frac{1}{2}\rho\right) V \frac{d\upsilon}{dt} = (\rho_p - \rho) V \frac{du_\lambda}{dt} - 3\pi\mu d_p \upsilon\,. \tag{22}$$

Прискорення $\dfrac{d\upsilon}{dt}$ у лівій частині значно менше аніж прискорення рідини $\dfrac{du_\lambda}{dt}$. Тоді без врахування цього члена відносна швидкість рідини при $\lambda \simeq d_p$ буде дорівнювати

$$\upsilon_{\lambda = d_p} \simeq \frac{\gamma}{3\pi\mu}(\rho_p - \rho) V \frac{\varepsilon}{\nu}\,. \tag{23}$$

За тих самих вихідних даних, приймаючи c_2 = 2,4 [7]; γ = 1,2; d_p = 0,04 мм, η = 0,05 мм відносна швидкість за рівнянням (23) буде $\upsilon_{\lambda = d} = 2,5 \cdot 10^{-4}$ м/с. Тоді розрахунковий коефіцієнт масовіддачі за рівнянням (20) набуває значення $\beta_c = 0,6 \cdot 10^{-4}$ м/с, що відрізняється від експериментального значення на 10%.

Література

1. Колгоморов А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемо жидкости при очень больших числах Рейнольдсах. ДАН СССР т. 30, №4, 1941 – С. 299–303.
2. Хинце И.О. Турбулентность ФМ. М. 1963. – 680 с.
3. Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности, ИЛ, М. 1955. – 197 с.
4. Бєтчелор Дж., Моффай Г., Сэффмен Ф. и др. Современная гидродинамика. Успехи и проблемы. М.: МИР, 1984 – 501 с.
5. Обухов А.М., Яглом А.М. Микроструктура турбулентного потока / / Прикл. матем. мех. 1951. Т. 15, № 1. С. 3–26.
6. Левин В.Г. Физико-химическая гидродинамика, М.: Физмат гиз, 1950, – 700 с.
7. Рейнольдс А.Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях, М.: Энергия, 1979. – 408 с.
8. Nagata S., Nishikawa M., Inoue A. Turbulence in non-buffled mixing vessel Journal of chemical Engineering of Japan, vol 8, No3, 1975 – p. 243–247.
9. Levics D.M., Glastonbury J.R. Particle-liquid hydrodynamics and mass transfer in a stirred vessel, Trans. Instu. Chem. Engrs., vol 50, 1972 – p. 132–145.
10. Дытнерский Ю.И. Основные процессы и аппараты химической технологии: Пособие по проектированию/ Г.С. Борисов, В.П. Брыков, Ю.И. Дытнерский и др. Под ред. Ю.И. Дытнерского, 2-е изд., перераб. и дополн. – М.:Химия, 1991. – 496 с.
11. Никольский Б.П. Справочник химика. 2-е изд. – М.: Химия, 1966. – 1072 с.
12. Шутеев В.Я., Смирнов В.Н., Соловей В.Н., Воловод В.Ф. Измерение параметров турбулентности в аппаратах с мешалкой лазерным анемометром. ТОХТ, т.14, №1, 1980.– С. 148–150.

Bibliography (transliterated)

1. Kolgomorov A.N. Lokal'naya struktura turbulentnosti v neszhimaemo zhidkosti pri ochen' bol'shih chislah Rejnol'dsah. DAN SSSR t. 30, №4, 1941 – P. 299–303.
2. Hince I.O. Turbulentnost' FM. M. 1963. – 680 p.
3. Betchelor Dzh. Teoriya odnorodnoj turbulentnosti, IL, M. 1955. – 197 p.
4. Bєtchelor Dzh., Moffaj G., Seffmen F. i dr. Sovremennaya gidrodinamika. Uspekhi i problemy. M.: MIR, 1984 – 501 p.
5. Obuhov A.M., Yaglom A.M. Mikrostruktura turbulentnogo potoka / Prikl. matem. mekh. 1951. T. 15, № 1. P. 3–26.
6. Levin V.G. Fiziko-himicheskaya gidrodinamika, M.: Fizmat giz, 1950. – 700 p.
7. Rejnol'ds A.Dzh. Turbulentnye techeniya v inzhenernyh prilozheniyah, M.: Energiya, 1979. – 408 p.

8. Nagata S., Nishikawa M., Inoue A. Turbulence in non-buffled mixing vessel Journal of chemical Engineering of Japan, vol 8, No3, 1975 – p. 243–247.

9. Levics D.M., Glastonbury J.R. Particle-liquid hydrodynamics and mass transfer in a stirred vessel, Trans. Instu. Chem. Engrs., vol 50, 1972 – p. 132–145.

10. Dytnerskij YU.I. Osnovnye processy i apparaty himicheskoj tekhnologii: Posobie po proektirovaniyu/ G.S. Borisov, V.P. Brykov, YU.I. Dytnerskij i dr. Pod red. YU.I. Dytnerskogo, 2-e izd., pererab. i dopoln. – M.:Himiya, 1991. – 496 p.

11. Nikol'skij B.P. Spravochnik himika. 2-e izd. – M.: Himiya, 1966. – 1072 p.

12. SHuteev V.YA., Smirnov V.N., Solovej V.N., Volovod V.F. Izmerenie parametrov turbulentnosti v apparatah s meshalkoj lazernym anemometrom. TOHT, t.14, №1, 1980.– P. 148–150.

УДК 66.021

Соловей В.М., к.техн.н., доцент, Горбунов К.О., к.техн.н., професор,
Верещак В.О., студент, Горбунова О.В., ст.викладач

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ ЗОВНІШНЬОГО МАСОПЕРЕНОСУ ПРИ АДСОРБЦІЇ З РОЗЧИНІВ У АПАРАТІ З ПЕРЕМІШУВАННЯМ

Вивчено спосіб транспортно-контрольованого масопереносу до частинок, підвішених в посудині з мішалкою. Було досліджено рух частинок у рідині і запропонований метод розрахунку відносних швидкостей в термінах теорії локальної ізотропної турбулентності Колмогорова для масоперенесення.

Для більш конкретної візуалізації складної хвильової форми турбулентності виявилися зручними концепції вихорів, які характеризуються швидкістю, масштабом (або хвильовим числом) і енергетичним спектром.

Великомасштабні рухи масштабу містять майже всю енергію, і вони безпосередньо відповідальні за дифузію енергії по всьому посуду для перемішування за рахунок кінетичної енергії і енергії тиску. Однак більша частина енергії майже не розсіюється.

Масштаб руху менше відповідає за передачу конвективної енергії ще меншим вихровим часткам. При ще менших масштабах вихорів, близьких до характерних мікромасштабів, як правило присутні дисипація в'язкою енергії й конвекція. Останній діапазон вирів отримав назву універсального рівноважного діапазону. Він був додатково розділений на область з малим розміром вихорів, підобласть в'язкої дисипації і область більшого розміру, підобласть інерційної конвекції.

Вимірювання енергетичного спектра в змішувальній ємності показують, що існує діапазон, в якому діє так званий сепеневий закон «-5/3». Відповідно, теорія локальної ізотропії Колмогорова може бути застосована через існування внутрішньої підобласті. Оскільки інтегроване значення локальної швидкості розсіювання енергії узгоджується з потужністю на одиницю маси рідини від робочого колеса, майже вся енергія від робочого колеса в'язко розсіюється в вихорах мікромасштаба.

Рекомендовано співвідношення масопереносу до частинок, підвішених в посудині з мішалкою. Результати експериментального дослідження приблизно на 12 % вище прогнозованих значень.

Ключові слова: масоперенос, адсорбція, перемішування, турбулентність, енергія, дисипація, критеріальне рівняння.

Соловей В.Н., к.техн.н., доцент, Горбунов К.А., к.техн.н., профессор,
Верещак В.А., студент, Горбунова О.В., ст.преподаватель

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВНЕШНЕГО МАССОПЕРЕНОСА ПРИ АДСОРБЦИИ ИЗ РАСТВОРОВ В АППАРАТЕ С ПЕРЕМЕШИВАНИЕМ

Изучен способ транспортно-контролируемого массопереноса к частицам, подвешенных в сосуде с мешалкой. Было исследовано движение частиц в жидкости и предложен метод расчета относительных скоростей в терминах теории локальной изотропной турбулентности Колмогорова для массопереноса.

Для более конкретной визуализации сложной волновой формы турбулентности оказались удобными концепции вихрей, которые характеризуются скоростью, масштабом (или волновым числом) и энергетическим спектром.

Крупномасштабные движения масштаба содержат почти всю энергию, и они непосредственно ответственны за диффузию энергии по всему сосуду для перемешивания за счет кинетической энергии и энергии давления. Однако большая часть энергии почти не рассеивается.

Масштаб движения меньше отвечает за передачу конвективной энергии еще меньшим вихревым частицам. При еще меньших масштабах вихрей, близких к характерному микромасштабу, как правило присутствуют диссипация вязкой энергии и конвекция. Последний диапазон водоворотов получил название универсального равновесного диапазона. Он был дополнительно разделен на область с малым размером вихрей, поддиапазон вязкой диссипации и область большего размера, поддиапазон инерционной конвекции.

Измерения энергетического спектра в смесительной емкости показывают, что существует диапазон, в котором действует так называемый степенной закон «-5/3». Соответственно, теория локальной изотропии Колмогорова может быть применена из-за существования внутреннего поддиапазона. Поскольку интегрированное значение локальной скорости рассеяния энергии согласуется с мощностью на единицу массы жидкости от рабочего колеса, почти вся энергия от рабочего колеса вязко рассеивается в вихрях микромасштаба.

Рекомендуется соотношение массопереноса к частицам, взвешенным в сосуде с мешалкой. Результаты экспериментального исследования примерно на 12 % выше прогнозируемых значений.

Ключевые слова: массоперенос, адсорбция, перемешивание, турбулентность, энергия, диссипация, критериальное уравнение.

Solovej V., Gorbunov K., Vereshchak V., Gorbunova O.

RESEARCH OF EXTERNAL MASS TRANSFER PROCESSES FOR ADSORPTION FROM SOLUTIONS IN A APPARATUS WITH STIRRING

A study has been mode of transport-controlled mass transfer-controlled to particles suspended in a stirred vessel. The motion of particle in a fluid was examined and a method of predicting relative velocities in terms of Kolmogoroff's theory of local isotropic turbulence for mass transfer was outlined.

To provide a more concrete visualization of complex wave form of turbulence, the concepts of eddies, of eddy velocity, scale (or wave number) and energy spectrum, have proved convenient.

Large scale motions of scale contain almost all of the energy and they are directly responsible for energy diffusion throughout the stirring vessel by kinetic and pressure energies. However, almost no energy is dissipated by the large-scale energy-containing eddies. A scale of motion less than is responsible for convective energy transfer to even smaller eddy sires. At still smaller eddy scales, close to a characteristic microscale, both viscous energy dissipation and convection are the rule. The last range of eddies has been termed the universal equilibrium range. It has been further divided into a low eddy size region, the viscous dissipation subrange, and a larger eddy size region, the inertial convection subrange.

Measurements of energy spectrum in mixing vessel are shown that there is a range, where the so called -(5/3) power law is effective. Accordingly, the theory of local isotropy of Kolmogoroff can be applied because existence of the internal subrange. As the integrated value of local energy dissipation rate agrees with the power per unit mass of liquid from the impeller, almost all energy from the impeller is viscous dissipated in eddies of microscale.

The correlation for mass transfer to particles suspended in a stirred vessel is recommended. The results of experimental study are approximately 12 % above the predicted values.

Keywords: mass transfer, adsorption, mixing, turbulence, energy, dissipation, criterion equation.