

НАБЛИЖЕННЯ ОПЕРАТОРАМИ ФУР'Є $\bar{\Psi}$ -ІНТЕГРАЛІВ НЕПЕРЕРВНИХ ФУНКЦІЙ, ЗАДАНИХ НА ДІЙСНІЙ ОСІ

We find asymptotic formulas for deviations of the Fourier operators on the classes $\hat{C}_{\infty}^{\bar{\Psi}}$ and $\hat{C}^{\bar{\Psi}}H_{\omega}$ of continuous functions in a uniform metric. We also obtain asymptotic laws of decreasing of functionals which characterize the problem of simultaneous approximation of $\bar{\Psi}$ -integrals of continuous functions by the Fourier operators in the uniform metric.

Знайдено асимптотичні формули відхилень операторів Фур'є на класах неперервних функцій $\hat{C}_{\infty}^{\bar{\Psi}}$ і $\hat{C}^{\bar{\Psi}}H_{\omega}$ в рівномірній метриці. Отримано асимптотичні закони спадання функціоналів, які характеризують задачу про одпочасне наближення $\bar{\Psi}$ -інтегралів неперервних функцій за допомогою операторів Фур'є в рівномірній метриці.

1. Постановка задачі та формулювання основних результатів. Нехай \hat{L} (див. [1]) — множина функцій $\varphi(\cdot)$, що задані на дійсній осі \mathbb{R} і мають скінченну норму

$$\|\varphi\| = \sup_{a \in \mathbb{R}} \int_a^{a+2\pi} |\varphi(t)| dt.$$

Нехай, далі, $\bar{\Psi} = (\Psi_1, \Psi_2)$ — пара неперервних при $t \geq 0$ функцій $\Psi_1(t), \Psi_2(t)$ таких, що майже для всіх $t \in \mathbb{R}$ існує перетворення Фур'є

$$\hat{\Psi} = \hat{\Psi}_{1+} + i\hat{\Psi}_{2-},$$

де

$$\hat{h}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h(x) e^{-ixt} dx,$$

Ψ_{1+}, Ψ_{2+} і Ψ_{1-}, Ψ_{2-} — парні і непарні продовження функцій Ψ_1 і Ψ_2 відповідно.

Тоді через $\hat{L}^{\bar{\Psi}}$ позначимо множину всіх функцій $f \in \hat{L}$, які майже для всіх x можна подати у вигляді

$$f(x) = A_0 + \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x-t) \hat{\Psi}(t) dt = A_0 + \varphi * \hat{\Psi}(x), \quad (1)$$

де A_0 — деяка константа, $\varphi \in \hat{L}$, а інтеграл розуміють як границю інтегралів по симетричних проміжках, що розширюються.

Якщо $f \in \hat{L}$ і $\varphi \in \mathfrak{N}$, де \mathfrak{N} — деяка підмножина з \hat{L} , то пишуть $f \in \hat{L}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{N}$. Підмножини неперервних функцій з $\hat{L}^{\bar{\Psi}}$ і $\hat{L}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{N}$ позначають $\hat{C}^{\bar{\Psi}}$ і $\hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{N}$ відповідно. Функцію $f(\cdot)$ в рівності (1) називають $\bar{\Psi}$ -інтегралом функції $\varphi(\cdot)$ і записують $f(\cdot) = \mathcal{J}^{\bar{\Psi}}(\varphi, \cdot)$. Іноді функцію $\varphi(\cdot)$ називають $\bar{\Psi}$ -похідною $f(\cdot)$ і записують $\varphi(\cdot) = f^{\bar{\Psi}}(\cdot)$.

Уперше означення $\bar{\Psi}$ -похідних функцій з \hat{L} в дещо іншій формі наведено в роботі [2]. Означення $\bar{\Psi}$ -інтегралів періодичних функцій можна знайти, наприклад, у роботі [3] (гл. IX) (див. також [4–8]).

При означенні множин \widehat{L}^{Ψ} функції $\psi_1(t)$ і $\psi_2(t)$ підпорядковано умові, щоб перетворення Фур'є $\widehat{\psi}(x)$ функції $\psi(t) = \psi_{1+}(t) + i\psi_{2-}(t)$ існувало майже для всіх x . Тепер вкажемо достатні умови для того, щоб перетворення Фур'є $\widehat{\psi}(x)$ було сумовним на всій осі.

Нехай \mathfrak{A} — множина всіх неперервних при $t \geq 0$ функцій ψ , які задовольняють умови:

- 1) $\psi(u) \geq 0$, $\psi(0) = 0$, ψ зростає на $[0; 1]$;
- 2) ψ опукла донизу на $[1; \infty)$ і $\lim_{u \rightarrow \infty} \psi(u) = 0$;
- 3) $\psi'(u) := \psi'(u+0)$ є функцією обмеженої варіації на $[0; \infty)$:

$$\bigvee_0^{\infty} \psi'(u) \leq K < \infty.$$

Підмножину всіх функцій ψ з \mathfrak{A} , які задовольняють умову

$$\int_1^{\infty} \frac{\psi(t)}{t} dt < \infty,$$

позначають через \mathfrak{A}' , а підмножину всіх функцій ψ з \mathfrak{A} , для яких виконується

$$\eta'(t) = \eta'(\psi, t) = \frac{\psi'(t)}{2\psi'(\eta(t))} \leq K \quad \forall t \geq 1,$$

де $\eta(t) = \eta(\psi, t) = \psi^{-1}(\psi(t)/2)$; $t \geq 1$, K — деяка додатна константа, — через F_0 .

Твердження 1. Нехай $\psi_1 \in \mathfrak{A}$, $\psi_2 \in \mathfrak{A}'$. Тоді перетворення Фур'є $\widehat{\psi}(t) = \widehat{\psi}_{1+}(t) + i\widehat{\psi}_{2-}(t)$ сумовне на всій осі і при $|t| \rightarrow \infty$ $\widehat{\psi}(t) = O(t^{-2})$.

Доведення. Враховуючи означення перетворення Фур'є функції $\psi = \psi_{1+} + i\psi_{2-}$ і виконуючи нескладні перетворення, отримуємо

$$\widehat{\psi}(t) = \widehat{\psi}_{1+}(t) + i\widehat{\psi}_{2-}(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \psi_1(v) \cos vt dv + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \psi_2(v) \sin vt dv.$$

У роботі [6] (твердження 10) доведено, що при виконанні умов твердження 1 функції $\widehat{\psi}_{1+}(t)$ і $i\widehat{\psi}_{2-}(t)$ є сумовними на всій осі і при $|t| \rightarrow \infty$ $\widehat{\psi}_{1+}(t) = O(t^{-2})$, $i\widehat{\psi}_{2-}(t) = O(t^{-2})$. Враховуючи це, завершуємо доведення твердження 1.

Далі будемо вважати, що $\psi_1 \in \mathfrak{A}$, $\psi_2 \in \mathfrak{A}'$.

Нехай \mathfrak{E}_{σ} — клас цілих функцій експоненціального типу σ ($\sigma > 0$). З основними відомостями про \mathfrak{E}_{σ} можна ознайомитись, наприклад, у роботах Н. І. Ахієзера [9] або О. П. Тімана [10].

Оператором Фур'є порядку (σ, c) , $\sigma > c > 0$, називають (див., наприклад, [8]) довільний оператор $A_{\sigma c}: \mathfrak{N} \rightarrow \mathfrak{E}_{\sigma}$, $\mathfrak{N} \subset \widehat{L}$, який кожній періодичній функції $f \in \widehat{L}$ ставить у відповідність тригонометричний поліном $t_n(\cdot)$ степеня не вище (σ) , у якого коефіцієнти з номерами, що не перевищують c , є коефіцієнтами Фур'є функції $f(\cdot)$, де

$$(\sigma) = \begin{cases} [\sigma], & \sigma > [\sigma]; \\ \sigma - 1, & \sigma = [\sigma], \end{cases}$$

$[\sigma]$ — ціла частина числа σ . З означення випливає, що для довільної 2π -періодичної функції $f \in \hat{L}$

$$A_{\sigma(\sigma)}(f) = S_{\sigma(\sigma)}(f),$$

де $S_n(f)$ — n -та частинна сума ряду Фур'є функції $f(\cdot)$.

Нехай $f \in \hat{L}^{\bar{\Psi}}$ і

$$F_{\sigma c}(f, x) = A_0 + f^{\bar{\Psi}} * \widehat{\Psi} \lambda_{\sigma c}, \quad (2)$$

де $\widehat{\Psi} \lambda_{\sigma c}$ — перетворення Фур'є функції $\Psi(t) \lambda_{\sigma c}(t)$ при $c = \sigma - h > 0$ і

$$\lambda_{\sigma c}(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq |t| \leq c; \\ 1 - \frac{|t| - c \Psi(\sigma \operatorname{sign}(t))}{\sigma - c \Psi(t)}, & c < |t| < \sigma; \\ 0, & \sigma \leq |t|, \end{cases}$$

$$\Psi(t) = \Psi_{1+}(t) + i \Psi_{2-}(t).$$

Такі оператори розглядалися у роботах [1, 2, 4–8]. Із роботи [2] випливає, що оператори $F_{\sigma c}(f, x)$, $f \in \hat{L}^{\bar{\Psi}}$, є операторами Фур'є порядку (σ, c) .

Мета даної роботи полягає в знаходженні асимптотичних рівностей для величин

$$\mathfrak{E}_{\sigma}(\hat{C}^{\bar{\Psi}} \mathfrak{N}) = \mathfrak{E}_{\sigma}(\hat{C}^{\bar{\Psi}} \mathfrak{N}, x) = \sup \{ |\rho_{\sigma c}(f; x)| : f \in \hat{C}^{\bar{\Psi}} \mathfrak{N} \},$$

де $\rho_{\sigma c}(f; x) = f(x) - F_{\sigma c}(f, x)$, коли \mathfrak{N} — одинична куля S_{∞} у просторі \mathcal{M} істотно обмежених функцій

$$S_{\infty} \stackrel{\text{df}}{=} S_{\mathcal{M}} = \{ \varphi : \operatorname{ess\,sup} |\varphi(t)| \leq 1 \},$$

і тоді $\hat{C}^{\bar{\Psi}} \mathfrak{N} = \hat{C}^{\bar{\Psi}}_{\omega}$, а також коли

$$\mathfrak{N} = H_{\omega} = \{ \varphi \in C : |\varphi(t) - \varphi(t')| \leq \omega(|t - t'|), t, t' \in \mathbb{R} \},$$

де $\omega(t)$ — фіксований модуль неперервності. У цьому випадку $\hat{C}^{\bar{\Psi}} \mathfrak{N} = \hat{C}^{\bar{\Psi}} H_{\omega}$. Основним у цьому напрямку є наступне твердження.

Теорема 1. *Нехай $\Psi_1, \Psi_2 \in F_0$ і $c = \sigma - h > 0$, де h — деяке додатне число. Тоді величини*

$$\mathfrak{E}_{\sigma}(\hat{C}^{\bar{\Psi}} \mathfrak{N}) = \sup \{ |\rho_{\sigma c}(f; x)| : f \in \hat{C}^{\bar{\Psi}} \mathfrak{N} \},$$

де $\mathfrak{N} = S_{\infty} \cup H_{\omega}$, не залежать від значення x . Якщо при цьому виконується умова

$$0 < K_1 \leq \frac{\eta(\Psi_1, t) - t}{\eta(\Psi_2, t) - t} \leq K_2 < \infty \quad \forall t \geq 1, \quad (3)$$

то при $\sigma \rightarrow \infty$ виконуються асимптотичні рівності

$$\mathfrak{E}_{\sigma}(\hat{C}^{\bar{\Psi}}_{\infty}) = \frac{4}{\pi^2} \bar{\Psi}(\sigma) |\ln(\eta(\sigma) - \sigma)| + O(1) \bar{\Psi}(\sigma), \quad (4)$$

$$\mathfrak{E}_{\sigma}(\hat{C}^{\bar{\Psi}} H_{\omega}) = \frac{2}{\pi^2} e_{\sigma}(\omega) \bar{\Psi}(\sigma) |\ln(\eta(\sigma) - \sigma)| + O(1) \bar{\Psi}(\sigma) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right),$$

де $\bar{\psi}(\sigma) = (\psi_1^2(\sigma) + \psi_2^2(\sigma))^{1/2}$, $\eta(\sigma) = \eta(\psi_1, \sigma)$ (або $\eta(\psi_2, \sigma)$), $O(1)$ — величини, рівномірно обмежені по σ ,

$$e_\sigma(\omega) = \theta_\omega \int_0^{\pi/2} \omega \left(\frac{2t}{\sigma} \right) \sin t dt, \quad (5)$$

$\theta_\omega \in [2/3; 1]$, причому $\theta_\omega = 1$, якщо $\omega(t)$ — опуклий модуль неперервності.

У роботі також розглядаються функціонали, що характеризують одночасне наближення $\bar{\psi}$ -інтегралів функцій із класів S_∞ та H_ω , що означаються таким чином.

Нехай $\bar{\psi} = \{\bar{\psi}^{(1)}, \bar{\psi}^{(2)}, \dots, \bar{\psi}^{(m)}\}$, де $\bar{\psi}^{(i)} = (\psi_1^{(i)}, \psi_2^{(i)})$, $i = \overline{1, m}$, — пари функцій, такі, що $\psi_1^{(i)} \in \mathfrak{A}$, $\psi_2^{(i)} \in \mathfrak{A}'$. Нехай, далі, $c = (c_1, c_2, \dots, c_m)$ — довільний вектор із дійсними координатами, \mathfrak{N} — клас S_∞ або клас H_ω і

$$\Sigma_{\sigma, m}(\varphi, x, \bar{\psi}, c) = \sum_{i=1}^m \frac{c_i}{\bar{\psi}^{(i)}(\sigma)} \left(\mathcal{J}^{\bar{\psi}^{(i)}} \varphi(x) - F_\sigma(\mathcal{J}^{\bar{\psi}^{(i)}} \varphi, x) \right), \quad (6)$$

де $\varphi \in \mathfrak{N}$,

$$F_\sigma(f, x) = A_0 + f^{\bar{\psi}} * \widehat{\psi} \lambda_\sigma,$$

$\widehat{\psi} \lambda_\sigma$ — перетворення Фур'є функції $\psi(t) \lambda_\sigma(t)$ при $\sigma > 1$ і

$$\lambda_\sigma(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq |t| \leq \sigma - 1; \\ 1 - (|t| - \sigma + 1) \frac{\psi(\sigma \operatorname{sign}(t))}{\psi(t)}, & \sigma - 1 < |t| < \sigma; \\ 0, & \sigma \leq |t|, \end{cases}$$

де $\psi(t) = \psi_{1+}(t) + i\psi_{2-}(t)$. Із побудови операторів $F_\sigma(f, x)$, $f \in \widehat{L}^{\bar{\psi}}$, випливає, що вони є операторами Фур'є порядку $(\sigma, \sigma - 1)$.

Величину в (6) визначено на множині \mathfrak{N} , тому має сенс вираз

$$\Sigma_{\sigma, m}(\mathfrak{N}, \bar{\psi}, c) = \Sigma_{\sigma, m}(\mathfrak{N}, x, \bar{\psi}, c) = \sup_{\varphi \in \mathfrak{N}} \left\| \Sigma_{\sigma, m}(\varphi, x, \bar{\psi}, c) \right\|_C, \quad (7)$$

де $\mathfrak{N} = S_\infty$ або $\mathfrak{N} = H_\omega$.

Дослідження величини (7) і є задачею про одночасне наближення $\bar{\psi}$ -інтегралів неперервних функцій операторами Фур'є в рівномірній метриці.

Справедливою є така теорема.

Теорема 2. Нехай $\bar{\psi} = \{\bar{\psi}^{(i)}\}$ ($\bar{\psi}^{(i)} = (\psi_1^{(i)}, \psi_2^{(i)})$, $i = \overline{1, m}$) — послідовність пар така, що $\psi_1^{(i)}, \psi_2^{(i)} \in F_0$, $i = \overline{1, m}$, і $c = (c_1, c_2, \dots, c_m)$ — m -вимірний дійсний вектор. Тоді величини

$$\Sigma_{\sigma, m}(\mathfrak{N}, \bar{\psi}, c) = \sup_{\varphi \in \mathfrak{N}} \left\| \sum_{i=1}^m \frac{c_i}{\bar{\psi}^{(i)}(\sigma)} \left[\mathcal{J}^{\bar{\psi}^{(i)}} \varphi(x) - F_\sigma(\mathcal{J}^{\bar{\psi}^{(i)}} \varphi, x) \right] \right\|_C,$$

де $\mathfrak{N} = S_\infty \cup H_\omega$, не залежать від значення x . Якщо при цьому виконуються умови

$$0 < K_1^{(i)} \leq \frac{\eta(\psi_1^{(i)}, t) - t}{\eta(\psi_2^{(i)}, t) - t} \leq K_2^{(i)} < \infty \quad \forall t \geq 1, \quad i = \overline{1, m}, \quad (8)$$

то при $\sigma \rightarrow \infty$ виконуються асимптотичні рівності

$$\Sigma_{\sigma,m}(S_\infty, \bar{\Psi}, c) = \frac{4}{\pi^2} \left(\sum_{k=1}^{m_1-1} R_k \ln \frac{\alpha_\sigma^{(k+1)}}{\alpha_\sigma^{(k)}} - R_{m_1} \ln \alpha_\sigma^{(m_1)} + \right. \\ \left. + Q_{m_1+1} \ln \alpha_\sigma^{(m_1+1)} + \sum_{k=m_1+1}^{m-1} Q_{k+1} \ln \frac{\alpha_\sigma^{(k+1)}}{\alpha_\sigma^{(k)}} \right) + O(1), \quad (9)$$

$$\Sigma_{\sigma,m}(H_\omega, \bar{\Psi}, c) = \frac{2}{\pi^2} e_\sigma(\omega) \left(\sum_{k=1}^{m_1-1} R_k \ln \frac{\alpha_\sigma^{(k+1)}}{\alpha_\sigma^{(k)}} - R_{m_1} \ln \alpha_\sigma^{(m_1)} + \right. \\ \left. + Q_{m_1+1} \ln \alpha_\sigma^{(m_1+1)} + \sum_{k=m_1+1}^{m-1} Q_{k+1} \ln \frac{\alpha_\sigma^{(k+1)}}{\alpha_\sigma^{(k)}} \right) + O(1) \omega \left(\frac{1}{\sigma} \right),$$

де $e_\sigma(\omega)$ — величина, яка визначається рівністю (5),

$$R_k = R_k(\bar{\Psi}, c) = \sqrt{A_k^2 + B_k^2},$$

$$Q_k = Q_k(\bar{\Psi}, c) = \sqrt{(A_k - A_{m_1})^2 + (B_k - B_{m_1})^2},$$

$$A_k = A_k(\bar{\Psi}, c) = \sum_{i=1}^k c_i \cos \gamma_\sigma^{(i)}, \quad B_k = B_k(\bar{\Psi}, c) = \sum_{i=1}^k c_i \sin \gamma_\sigma^{(i)},$$

$$\gamma_\sigma^{(i)} = \arctg \frac{\Psi_2^{(i)}(\sigma)}{\Psi_1^{(i)}(\sigma)},$$

$$\alpha_\sigma^{(k)} = (\eta(\psi_1^{(k)}, \sigma) - \sigma)^{-1} \quad (\text{або } (\eta(\psi_2^{(k)}, \sigma) - \sigma)^{-1}), \quad k = \overline{1, m};$$

у рівностях (9) величини $\alpha_\sigma^{(k)}$ впорядковано за зростанням, причому вважається, що при $k = \overline{1, m_1}$ $\alpha_\sigma^{(k)} < 1$, а при $k = \overline{m_1+1, m}$ $\alpha_\sigma^{(k)} \geq 1$; $O(1)$ — величини, рівномірно обмежені по σ .

Нехай \mathfrak{L}_C — підмножина функцій $\psi \in \mathfrak{L}$ таких, що задовольняють умову

$$0 < C_1 \leq \frac{t}{\eta(\psi, t) - t} \leq C_2 < \infty \quad \forall t \geq 1.$$

Як відомо (див. теорему III.13.1 із [3]), $\mathfrak{L}_C \in F_0$. Тоді якщо $\psi_1^{(i)}, \psi_2^{(i)} \in \mathfrak{L}_C, i = \overline{1, m}$, то буде виконуватись умова (8) і тоді

$$\sum_{k=1}^{m-1} R_k \ln \frac{\alpha_\sigma^{(k+1)}}{\alpha_\sigma^{(k)}} - R_m \ln \alpha_\sigma^{(m)} = R_m \ln \sigma + O(1).$$

Таким чином, з теореми 2 отримуємо такий наслідок.

Наслідок. Нехай $\bar{\Psi} = \{\bar{\Psi}^{(i)}\}, \bar{\Psi}^{(i)} = (\psi_1^{(i)}, \psi_2^{(i)}), \psi_1^{(i)}, \psi_2^{(i)} \in \mathfrak{L}_C, i = \overline{1, m}$. Тоді при $\sigma \rightarrow \infty$ виконуються асимптотичні рівності

$$\Sigma_{\sigma,m}(S_\infty, \bar{\Psi}, c) = \frac{4}{\pi^2} R_m \ln \sigma + O(1),$$

$$\Sigma_{\sigma,m}(H_\omega, \bar{\Psi}, c) = \frac{2}{\pi^2} e_\sigma(\omega) R_m \ln \sigma + O(1) \omega \left(\frac{1}{\sigma} \right),$$

де $O(1)$ — величини, рівномірно обмежені по σ .

Зауваження 1. Теорему 1 у випадку $\psi_1(t) = \psi(t) \cos(\beta\pi/2), \psi_2(t) = \psi(t) \sin(\beta\pi/2)$ при $\beta \in F_0$ доведено в роботі [4] (теорема IX.12.2).

Зауваження 2. Нехай $C_\infty^{\bar{\Psi}}$ і $C^{\bar{\Psi}}H_\omega$ — підмножини 2π -періодичних функцій з $\hat{C}_\infty^{\bar{\Psi}}$ і $\hat{C}^{\bar{\Psi}}H_\omega$. Для класів $C_\infty^{\bar{\Psi}}$ і $C^{\bar{\Psi}}H_\omega$ при $\sigma = n \in N$ теорема 1 є аналогом теореми V.10.1 з [3]. Остання замість величини $|\ln(\eta(\sigma) - \sigma)|$ містить величину $\ln^+(\eta(\sigma) - \sigma)$, де $\ln^+ t = \max\{\ln t, 0\}$. Якщо знайдеться константа K така, що

$$0 < \eta(\sigma) - \sigma \leq K,$$

то величина $\ln^+(\eta(\sigma) - \sigma)$ також буде обмеженою, і тоді наближення сумами Фур'є на класах $C_\infty^{\bar{\Psi}}$ і $C^{\bar{\Psi}}H_\omega$ будуть мати відповідно порядок $\bar{\Psi}(\sigma)$ і $\bar{\Psi}(\sigma)\omega(1/\sigma)$, тобто порядок величин найкращих поліноміальних наближень на цих класах. Але у випадку, коли величина $\eta(\sigma) - \sigma$ не обмежена знизу жодним додатним числом, тобто коли

$$\lim_{\sigma \rightarrow 0} (\eta(\sigma) - \sigma) = 0,$$

величини $\mathcal{E}_\sigma(\hat{C}_\infty^{\bar{\Psi}})$ і $\mathcal{E}_\sigma(\hat{C}^{\bar{\Psi}}H_\omega)$ не будуть прямувати до нуля зі швидкістю спадання величини $\bar{\Psi}(\sigma)$ і, відповідно, $\bar{\Psi}(\sigma)\omega(1/\sigma)$. Зазначимо, що це буде так, наприклад, для функцій $\psi_1(t) = \exp(-\alpha_1 t^{r_1})$, $\psi_2(t) = \exp(-\alpha_2 t^{r_2})$, $t \geq 1$, $\alpha_1, \alpha_2 > 0$, $r_1, r_2 > 1$, які породжують класи цілих функцій. Подібний ефект було уперше відмічено в роботах [4, 5].

Зауваження 3. Теорему 2 в дещо інших термінах у прийнятих у даній роботі позначеннях у випадках, коли $\psi_1^{(i)}(t) = \psi^{(i)}(t) \cos(\beta_i \pi/2)$, $\psi_2^{(i)}(t) = \psi^{(i)}(t) \times \sin(\beta_i \pi/2)$ при $\psi \in \mathfrak{A}_0 \cup \mathfrak{A}_\infty^+$, де

$$\mathfrak{A}_0 = \left\{ \psi \in \mathfrak{A}: 0 < \frac{t}{\eta(t) - t} \leq c \quad \forall t \geq 1 \right\},$$

$$\mathfrak{A}_\infty^+ = \left\{ \psi \in \mathfrak{A}: \frac{t}{\eta(t) - t} \uparrow \infty \right\},$$

c — деяка додатна константа, встановлено в роботі [11] (див. також [12]).

2. Доведення теорем 1 і 2. Доведення теореми 1. Покажемо спочатку, що величини $\mathcal{E}_\sigma(\hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{A})$, де $\mathfrak{A} = S_\infty$ або $\mathfrak{A} = H_\omega$, не залежать від значення x . Класи $\hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{A}$ є інваріантними відносно зсуву аргументу: якщо $f \in \hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{A}$, то для довільного τ функція $f_1(x) = f(x + \tau)$ також належить до $\hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{A}$. Отже, якщо функція f належить до $\hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{A}$, то знайдеться функція $f_1 \in \hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{A}$ така, що $\rho_{\sigma c}(f; x) = \rho_{\sigma c}(f_1; 0)$. Тому

$$\mathcal{E}_\sigma(\hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{A}) = \sup \left\{ |\rho_{\sigma c}(f; 0)| : f \in \hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{A} \right\}. \quad (10)$$

Звідси випливає, що величини $\mathcal{E}_\sigma(\hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{A})$ дійсно не залежать від значення x .

Далі для отримання асимптотичних рівностей (4) необхідними є такі леми.

Лема 1. Нехай $\psi_1, \psi_2 \in \mathfrak{A}'$, $a_1 = a_1(\sigma)$ і $a_2 = a_2(\sigma)$ — довільні неперервні при всіх $\sigma \geq 1$ функції такі, що для деяких додатних констант \bar{a}_i

$$\sigma a_i(\sigma) \geq \bar{a}_i \quad \forall \sigma \geq 1, \quad i = 1, 2. \quad (11)$$

Тоді якщо $f \in \hat{C}_\infty^{\bar{\Psi}}$, то для довільних x і $\sigma \geq h > 0$ ($\sigma \geq 1$)

$$\begin{aligned} \rho_{\sigma c}(f, x) = & -v_1 \frac{\Psi_1(\sigma)}{\pi} \int_{m_1 \leq |t| \leq M_1} f \bar{\Psi}(x-t) \frac{\sin \sigma t}{t} dt + \\ & + v_2 \frac{\Psi_2(\sigma)}{\pi} \int_{m_2 \leq |t| \leq M_2} f \bar{\Psi}(x-t) \frac{\cos \sigma t}{t} dt + b_{\sigma}^{\Psi_1}(a_1, f, x) + b_{\sigma}^{\Psi_2}(a_2, f, x); \end{aligned} \quad (12)$$

якщо ж $f \in \widehat{C}^{\bar{\Psi}} H_{\omega}$, то для довільних x і $\sigma \geq h > 0$ ($\sigma \geq 1$)

$$\begin{aligned} \rho_{\sigma c}(f, x) = & -v_1 \frac{\Psi_1(\sigma)}{\pi} \int_{m_1 \leq |t| \leq M_1} (f \bar{\Psi}(x-t) - f \bar{\Psi}(x)) \frac{\sin \sigma t}{t} dt + \\ & + v_2 \frac{\Psi_2(\sigma)}{\pi} \int_{m_2 \leq |t| \leq M_2} (f \bar{\Psi}(x-t) - f \bar{\Psi}(x)) \frac{\cos \sigma t}{t} dt + \\ & + d_{\sigma}^{\Psi_1}(a_1, f, x) + d_{\sigma}^{\Psi_2}(a_2, f, x), \end{aligned} \quad (13)$$

де

$$\begin{aligned} |b_{\sigma}^{\Psi_i}(a_i, f, x)| & \leq O(1)(\Psi_i(\sigma) + Q_{\sigma}(a_i, \Psi_i)), \\ |d_{\sigma}^{\Psi_i}(a_i, f, x)| & \leq O(1)(\Psi_i(\sigma) + Q_{\sigma}(a_i, \Psi_i)) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right), \\ Q_{\sigma}(a_i, \Psi_i) & = \int_{|a_i(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_i(t+\sigma)}{t} dt + \int_{a_i(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_i(\sigma) - \Psi_i(\sigma+1/t)}{t} dt, \\ v_i & = \text{sign}(a_i(\sigma) - h^{-1}), \end{aligned}$$

$$m_i = \min\{a_i(\sigma); h^{-1}\}, \quad M_i = \max\{a_i(\sigma); h^{-1}\}, \quad i = 1, 2,$$

$O(1)$ — величини, які не залежать ні від σ , ні від функцій $f(\cdot)$, що належать відповідним класам.

Лема 2. Нехай $\Psi_1, \Psi_2 \in F_0$ і задовольняють умову (3). Тоді якщо $f \in \widehat{C}_{\infty}^{\bar{\Psi}}$, то для довільних x і $\sigma \geq h > 0$ ($\sigma \geq 1$)

$$\rho_{\sigma c}(f, x) = -v_a \frac{\bar{\Psi}(\sigma)}{\pi} \int_{m_a \leq |t| \leq M_a} f \bar{\Psi}(x-t) \frac{\sin(\sigma t - \gamma_{\sigma})}{t} dt + O(1) \bar{\Psi}(\sigma); \quad (14)$$

якщо ж $f \in \widehat{C}^{\bar{\Psi}} H_{\omega}$, то для довільних x і $\sigma \geq h > 0$ ($\sigma \geq 1$)

$$\begin{aligned} \rho_{\sigma c}(f, x) = & -v_a \frac{\bar{\Psi}(\sigma)}{\pi} \int_{m_a \leq |t| \leq M_a} (f \bar{\Psi}(x-t) - f \bar{\Psi}(x)) \frac{\sin(\sigma t - \gamma_{\sigma})}{t} dt + \\ & + O(1) \bar{\Psi}(\sigma) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right), \end{aligned} \quad (15)$$

де

$$\begin{aligned} a(\sigma) & = \min\{(\eta(\Psi_1, \sigma) - \sigma)^{-1}; (\eta(\Psi_2, \sigma) - \sigma)^{-1}\}, \\ v_a & = \text{sign}(a(\sigma) - h^{-1}), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} m_a & = \min\{a(\sigma); h^{-1}\}, \quad M_a = \max\{a(\sigma); h^{-1}\}, \\ \gamma_{\sigma} & = \arctg \frac{\Psi_2(\sigma)}{\Psi_1(\sigma)}, \end{aligned} \quad (17)$$

$O(1)$ — величини, рівномірно обмежені по σ .

Припустимо, що леми доведено. Тоді якщо $f \in \hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{N}$, то за означенням $f^{\bar{\Psi}} \in \mathfrak{N}$. З іншого боку, для довільного $y \in \mathfrak{N}$ у класі $\hat{C}^{\bar{\Psi}}\mathfrak{N}$ є функція $f(\cdot)$ така, що майже скрізь $f^{\bar{\Psi}}(\cdot) = y(\cdot)$. Тому, враховуючи (10) – (17) і виконуючи заміну змінних $t = -z$, отримуємо

$$\mathcal{E}_{\sigma}(\hat{C}^{\bar{\Psi}}) = \sup_{\varphi \in \mathcal{S}_{\infty}} \frac{\bar{\Psi}(\sigma)}{\pi} \left| \int_{m_a \leq |t| \leq M_a} \varphi(t) \frac{\sin(\sigma t + \gamma_{\sigma})}{t} dt \right| + O(1)\bar{\Psi}(\sigma), \quad (18)$$

$$\mathcal{E}_{\sigma}(\hat{C}^{\bar{\Psi}}H_{\omega}) = \sup_{\varphi \in H_{\omega}} \frac{\bar{\Psi}(\sigma)}{\pi} \left| \int_{m_a \leq |t| \leq M_a} (\varphi(t) - \varphi(0)) \frac{\sin(\sigma t + \gamma_{\sigma})}{t} dt \right| + O(1)\bar{\Psi}(\sigma)\omega\left(\frac{1}{\sigma}\right).$$

У роботі [4, с. 224 – 228] у прийнятих у даній роботі позначеннях доведено, що

$$\sup_{\varphi \in \mathcal{S}_{\infty}} \left| \int_{m_a \leq |t| \leq M_a} \varphi(t) \frac{\sin(\sigma t + \gamma_{\sigma})}{t} dt \right| = \frac{4}{\pi} |\ln a(\sigma)| + O(1), \quad (19)$$

$$\sup_{\varphi \in H_{\omega}} \left| \int_{m_a \leq |t| \leq M_a} (\varphi(t) - \varphi(0)) \frac{\sin(\sigma t + \gamma_{\sigma})}{t} dt \right| = \frac{2}{\pi} e_{\sigma}(\omega) |\ln a(\sigma)| + O(1)\omega\left(\frac{1}{\sigma}\right),$$

де $e_{\sigma}(\omega)$ визначається рівністю (5), в якій $\theta_{\omega} \in [2/3; 1]$, причому $\theta_{\omega} = 1$, якщо $\omega(t)$ — опуклий модуль неперервності, $O(1)$ — величини, рівномірно обмежені по σ . Об'єднуючи (18), (19), завершуємо доведення теореми 1.

Доведення леми 1. Нехай

$$r_{\sigma c}(t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq |t| \leq c; \\ \frac{|t| - c}{\sigma - c} \psi(\sigma \operatorname{sign}(t)), & c < |t| < \sigma; \\ \psi(t), & \sigma \leq |t|. \end{cases} \quad (20)$$

На підставі (1) і (2) можемо записати

$$\rho_{\sigma c}(f; x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x-t) \hat{r}_{\sigma c}(t) dt. \quad (21)$$

З [1] (теорема 1) випливає

$$\int_{-\infty}^{\infty} \hat{r}_{\sigma c}(t) dt = 0,$$

тому

$$\rho_{\sigma c}(f; x) = \int_{-\infty}^{\infty} (f(x-t) - f(x)) \hat{r}_{\sigma c}(t) dt. \quad (22)$$

Враховуючи (20), отримуємо

$$\begin{aligned} \hat{r}_{\sigma c}(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} r_{\sigma c}(s) e^{-ist} ds = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_c^{\sigma} \frac{s-c}{\sigma-c} (\psi(s) e^{-ist} + \psi(-s) e^{ist}) ds + \frac{1}{2\pi} \int_{\sigma}^{\infty} (\psi(s) e^{-ist} + \psi(-s) e^{ist}) ds. \end{aligned} \quad (23)$$

Але $\psi = \psi_{1+} + i\psi_{2-}$, тому

$$\psi(s) e^{-ist} + \psi(-s) e^{ist} = 2(\psi_1(s) \cos st + \psi_2(s) \sin st). \quad (24)$$

Таким чином, об'єднуючи (23) і (24), записуємо

$$\begin{aligned} \hat{r}_{\sigma c}(t) &= \frac{\Psi_1(\sigma)}{\pi} \int_c^{\sigma} \frac{s-c}{\sigma-c} \cos st ds + \frac{1}{\pi} \int_{\sigma}^{\infty} \psi_1(s) \cos st ds + \\ &+ \frac{\Psi_2(\sigma)}{\pi} \int_c^{\sigma} \frac{s-c}{\sigma-c} \sin st ds + \frac{1}{\pi} \int_{\sigma}^{\infty} \psi_2(s) \sin st ds. \end{aligned} \quad (25)$$

Нехай

$$\varphi(x, t) = \begin{cases} f\bar{\psi}(x-t), & f \in \hat{C}_{\infty}^{\bar{\psi}}; \\ f\bar{\psi}(x-t) - f\bar{\psi}(x), & f \in \hat{C}^{\bar{\psi}} H_{\omega}. \end{cases} \quad (26)$$

Тоді, враховуючи (21), (22) і (26), отримуємо

$$\rho_{\sigma c}(f, x) = - \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, t) \hat{r}_{\sigma c}(t) dt. \quad (27)$$

Наслідуючи О. І. Степанця [4, с. 218], покладаємо

$$\begin{aligned} B_{\sigma}^{\Psi_1}(a_1, f, x) &= -v_1 \frac{\Psi_1(\sigma)}{\pi} \int_{m_1 \leq |t| \leq M_1} \varphi(x, t) \frac{\sin \sigma t}{t} dt, \\ P_{\sigma}^{\Psi_1}(a_1, f, x) &= -\frac{1}{\pi} \int_{|t| \leq a_1(\sigma)} \varphi(x, t) \int_{\sigma}^{\infty} \psi_1(s) \cos st ds dt, \\ R_{\sigma}^{\Psi_1}(a_1, f, x) &= \frac{1}{\pi} \int_{|t| \geq a_1(\sigma)} \frac{\varphi(x, t)}{t} \int_{\sigma}^{\infty} \psi_1'(s) \sin st ds dt, \\ \gamma_{\sigma}^{\Psi_1}(f, x) &= -\frac{\Psi_1(\sigma)}{\pi} \int_{-h^{-1}}^{h^{-1}} \varphi(x, t) \int_c^{\sigma} \frac{s-c}{\sigma-c} \cos st ds dt, \\ \delta_{\sigma}^{\Psi_1}(f, x) &= \frac{2\Psi_1(\sigma)}{\pi h} \int_{|t| \geq h^{-1}} \varphi(x, t) \frac{\sin((2\sigma-h)t/2) \sin(ht/2)}{t^2} dt. \end{aligned} \quad (28)$$

Аналогічно,

$$\begin{aligned} B_{\sigma}^{\Psi_2}(a_2, f, x) &= -v_2 \frac{\Psi_2(\sigma)}{\pi} \int_{m_2 \leq |t| \leq M_2} \varphi(x, t) \frac{\cos \sigma t}{t} dt, \\ P_{\sigma}^{\Psi_2}(a_2, f, x) &= -\frac{1}{\pi} \int_{|t| \leq a_2(\sigma)} \varphi(x, t) \int_{\sigma}^{\infty} \psi_2(s) \sin st ds dt, \end{aligned}$$

$$R_{\sigma}^{\Psi_2}(a_2, f, x) = \frac{1}{\pi} \int_{|t| \geq a_2(\sigma)} \frac{\varphi(x, t)}{t} \int_{\sigma}^{\infty} \Psi_2'(s) \cos st \, ds \, dt, \quad (29)$$

$$\gamma_{\sigma}^{\Psi_2}(f, x) = -\frac{\Psi_2(\sigma)}{\pi} \int_{-h^{-1}}^{h^{-1}} \varphi(x, t) \int_c^{\sigma} \frac{s-c}{\sigma-c} \sin st \, ds \, dt,$$

$$\delta_{\sigma}^{\Psi_2}(f, x) = \frac{2\Psi_2(\sigma)}{\pi h} \int_{|t| \geq h^{-1}} \varphi(x, t) \frac{\cos((2\sigma - h)t/2) \sin(ht/2)}{t^2} \, dt.$$

Тоді, враховуючи (25) і (27) – (29), для довільних $f \in \hat{C}^{\bar{\Psi}} \mathcal{M}$, $\psi_1, \psi_2 \in \mathfrak{U}'$, $\sigma \geq h > 0$ і $x \in \mathbb{R}$ отримуємо

$$\begin{aligned} \rho_{\sigma c}(f; x) &= B_{\sigma}^{\Psi_1}(a_1, f, x) + P_{\sigma}^{\Psi_1}(a_1, f, x) + R_{\sigma}^{\Psi_1}(a_1, f, x) + \\ &+ \gamma_{\sigma}^{\Psi_1}(f, x) + \delta_{\sigma}^{\Psi_1}(f, x) + B_{\sigma}^{\Psi_2}(a_2, f, x) + P_{\sigma}^{\Psi_2}(a_2, f, x) + \\ &+ R_{\sigma}^{\Psi_2}(a_2, f, x) + \gamma_{\sigma}^{\Psi_2}(f, x) + \delta_{\sigma}^{\Psi_2}(f, x). \end{aligned} \quad (30)$$

У роботі [4] при доведенні леми IX.12.1 у прийнятих у даній роботі позначеннях показано, що коли $f^{\bar{\Psi}} \in S_{\infty}$, то

$$\begin{aligned} P_{\sigma}^{\Psi_i}(a_i, f, x) &\leq O(1) \left(\Psi_i(\sigma) + \int_{1/a_i(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_i(t+\sigma)}{t} \, dt \right), \\ R_{\sigma}^{\Psi_i}(a_i, f, x) &\leq O(1) \left(\Psi_i(\sigma) + \int_{a_i(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_i(\sigma) - \Psi_i(\sigma+1/t)}{t} \, dt \right), \\ \gamma_{\sigma}^{\Psi_i}(f, x) &\leq O(1) \Psi_i(\sigma), \end{aligned} \quad (31)$$

$$\delta_{\sigma}^{\Psi_i}(f, x) \leq O(1) \Psi_i(\sigma), \quad i = 1, 2,$$

а якщо $f^{\bar{\Psi}} \in H_{\omega}$, то

$$\begin{aligned} P_{\sigma}^{\Psi_i}(a_i, f, x) &\leq O(1) \left(\Psi_i(\sigma) + \int_{1/a_i(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_i(t+\sigma)}{t} \, dt \right) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right), \\ R_{\sigma}^{\Psi_i}(a_i, f, x) &\leq O(1) \left(\Psi_i(\sigma) + \int_{a_i(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_i(\sigma) - \Psi_i(\sigma+1/t)}{t} \, dt \right) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right), \\ \gamma_{\sigma}^{\Psi_i}(f, x) &\leq O(1) \Psi_i(\sigma) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right), \end{aligned} \quad (32)$$

$$\delta_{\sigma}^{\Psi_i}(f, x) \leq O(1) \Psi_i(\sigma) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right), \quad i = 1, 2.$$

Співставляючи співвідношення (30) – (32), завершуємо доведення леми 1.

Доведення леми 2. Нехай

$$a(\sigma) = \min \{ (\eta(\psi_1, \sigma) - \sigma)^{-1}; (\eta(\psi_2, \sigma) - \sigma)^{-1} \}$$

і для конкретності $a(\sigma) = (\eta(\psi_1, \sigma) - \sigma)^{-1}$. Покладемо в лемі 1 $a_1(\sigma) = a_2(\sigma) = a(\sigma)$. Тоді умова (11) виконується, оскільки при $t \geq 1$; $\psi_1, \psi_2 \in F$ і, як показано в [3] (співвідношення III.13.18),

$$\frac{t}{\eta(t) - t} \geq K > 0 \quad \forall \psi \in F.$$

Оскільки $\psi_1 \in F_0$, то при $t \geq 1$ функція $\psi_1(t) \in F$, тому, враховуючи теорему III.13.4 з [3], отримуємо

$$\int_{1/a(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_1(t + \sigma)}{t} dt = \int_{\eta(\psi_1, \sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_1(t)}{t - \sigma} dt \leq K \psi_1(\sigma) \leq O(1) \bar{\Psi}(\sigma), \tag{33}$$

$$\int_{a(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_1(\sigma) - \Psi_1(\sigma + 1/t)}{t} dt = \int_{\sigma}^{\eta(\psi_1, \sigma)} \frac{\Psi_1(\sigma) - \Psi_1(t)}{t - \sigma} dt \leq K \psi_1(\sigma) \leq O(1) \bar{\Psi}(\sigma).$$

Оцінимо тепер аналогічні інтеграли для функції ψ_2 . Використовуючи ту саму теорему, маємо

$$\int_{1/a(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_2(t + \sigma)}{t} dt \leq \int_{\eta(\psi_2, \sigma) - \sigma}^{\infty} \frac{\Psi_2(t + \sigma)}{t} dt \leq K \psi_2(\sigma) \leq O(1) \bar{\Psi}(\sigma). \tag{34}$$

Застосовуючи знову теорему III.13.4 з [3] і враховуючи те, що при виконанні умови (3)

$$\int_{\eta(\psi_1, \sigma) - \sigma}^{\eta(\psi_2, \sigma) - \sigma} \frac{\Psi_2(\sigma) - \Psi_2(\sigma + 1/t)}{t} dt \leq \psi_2(\sigma) \cdot \int_{\eta(\psi_1, \sigma) - \sigma}^{\eta(\psi_2, \sigma) - \sigma} \frac{dt}{t} \leq K \psi_2(\sigma),$$

отримуємо

$$\begin{aligned} \int_{a(\sigma)}^{\infty} \frac{\Psi_2(\sigma) - \Psi_2(\sigma + 1/t)}{t} dt &= \int_{\eta(\psi_1, \sigma) - \sigma}^{\eta(\psi_2, \sigma) - \sigma} \frac{\Psi_2(\sigma) - \Psi_2(\sigma + 1/t)}{t} dt + \\ &+ \int_{\sigma}^{\eta(\psi_2, \sigma)} \frac{\Psi_2(\sigma) - \Psi_2(t)}{t - \sigma} dt \leq K_1 \psi_2(\sigma) + K_2 \psi_2(\sigma) \leq O(1) \bar{\Psi}(\sigma). \end{aligned} \tag{35}$$

Оскільки

$$\begin{aligned} &-v_a \frac{\Psi_1(\sigma)}{\pi} \int_{m_a \leq |t| \leq M_a} (f \bar{\Psi}(x-t) - f \bar{\Psi}(x)) \frac{\sin \sigma t}{t} dt + \\ &+ v_a \frac{\Psi_2(\sigma)}{\pi} \int_{m_a \leq |t| \leq M_a} (f \bar{\Psi}(x-t) - f \bar{\Psi}(x)) \frac{\cos \sigma t}{t} dt = \\ &= -v_a \frac{\bar{\Psi}(\sigma)}{\pi} \int_{m_a \leq |t| \leq M_a} (f \bar{\Psi}(x-t) - f \bar{\Psi}(x)) \frac{\sin(\sigma t - \gamma_\sigma)}{t} dt, \end{aligned}$$

де γ_σ визначається рівністю (17), то, враховуючи лему 1 і співвідношення (33)–(35), завершуємо доведення лемі 2.

Доведення теореми 2. Те, що величини $\Sigma_{\sigma, m}(\mathfrak{N}, \bar{\Psi}, c)$, де \mathfrak{N} — клас S_∞ або H_ω , не залежать від значення x , тобто

$$\Sigma_{\sigma, m}(\mathfrak{N}, \bar{\Psi}, c) = \sup_{\varphi \in \mathfrak{N}} |\Sigma_{\sigma, m}(\varphi, 0, \bar{\Psi}, c)| = \sup_{\varphi \in \mathfrak{N}} \left| \sum_{i=1}^m \frac{c_i}{\bar{\Psi}^{(i)}(\sigma)} \rho_\sigma(\mathcal{G} \bar{\Psi}^{(i)} \varphi, 0) \right|, \tag{36}$$

доводиться аналогічно доведенню відповідного факту для величин $\mathfrak{E}_\sigma(\hat{C} \bar{\Psi} \mathfrak{N})$.

Нехай у сумі правої частини рівності (36) доданки впорядковано за зростанням величин $\alpha_\sigma^{(i)} = (\eta(\psi_1^{(i)}, \sigma) - \sigma)^{-1}$ (для конкретності), причому будемо вважати, що при $i = 1, m_1$ $\alpha_\sigma^{(i)} < 1$, а при $i = m_1 + 1, m$ $\alpha_\sigma^{(i)} > 1$. Тоді

$$\Sigma_{\sigma, m}(\varphi, 0, \bar{\psi}, c) = \Sigma_1(\varphi, 0, \bar{\psi}, c) + \Sigma_2(\varphi, 0, \bar{\psi}, c), \quad (37)$$

де

$$\Sigma_1(\varphi, 0, \bar{\psi}, c) = \sum_{i=1}^{m_1} \frac{c_i}{\bar{\psi}^{(i)}(\sigma)} \rho_\sigma(\mathcal{J}^{\bar{\psi}^{(i)}} \varphi, 0), \quad (38)$$

$$\Sigma_2(\varphi, 0, \bar{\psi}, c) = \sum_{i=m_1+1}^m \frac{c_i}{\bar{\psi}^{(i)}(\sigma)} \rho_\sigma(\mathcal{J}^{\bar{\psi}^{(i)}} \varphi, 0). \quad (39)$$

Дослідимо спочатку величину $\Sigma_1(\varphi, 0, \bar{\psi}, c)$. Враховуючи лему 2, рівність (38) і виконуючи заміну змінних $t = -z$, отримуємо

$$\Sigma_1(\varphi, 0, \bar{\psi}, c) = - \sum_{i=1}^{m_1} \frac{c_i}{\pi} \int_{\alpha_\sigma^{(i)} \leq |t| \leq 1} \Delta(t) \frac{\sin(\sigma t + \gamma_\sigma)}{t} dt + r_\sigma(\varphi), \quad (40)$$

де

$$\Delta(t) = \begin{cases} \varphi(t), & \varphi \in S_\infty; \\ \varphi(t) - \varphi(0), & \varphi \in H_\omega, \end{cases}$$

і

$$r_\sigma(\varphi) = \begin{cases} O(1), & \varphi \in S_\infty; \\ O(1) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right), & \varphi \in H_\omega, \end{cases}$$

$O(1)$ — величини, рівномірно обмежені по σ .

Нехай

$$v_k = \begin{cases} \arctg \frac{B_k}{A_k}, & A_k \neq 0; \\ \frac{\pi}{2}, & A_k = 0, \end{cases} \quad k = \overline{1, m_1},$$

і

$$\delta_k = \{t: \alpha_\sigma^{(k)} \leq |t| \leq \alpha_\sigma^{(k+1)}\}, \quad k = \overline{1, m_1 - 1},$$

$$\delta_{m_1} = \{t: \alpha_\sigma^{(m_1)} \leq |t| \leq 1\}.$$

Тоді

$$\begin{aligned} \Sigma_1(\varphi, 0, \bar{\psi}, c) &= -\frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{m_1} \int_{\delta_k} \frac{\Delta(t)}{t} \sum_{i=1}^k c_i \sin(\sigma t + \gamma_\sigma^{(i)}) dt + r_\sigma(\varphi) = \\ &= -\frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{m_1} \int_{\delta_k} \frac{\Delta(t)}{t} (A_k \sin \sigma t + B_k \cos \sigma t) dt + r_\sigma(\varphi) = \\ &= -\frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{m_1} R_k \int_{\delta_k} \Delta(t) \frac{\sin(\sigma t + v_k)}{t} dt + r_\sigma(\varphi). \end{aligned} \quad (41)$$

Розглянемо тепер величину $\Sigma_2(\varphi, 0, \bar{\Psi}, c)$. Нехай

$$\theta_k = \begin{cases} \arctg \frac{B_k - B_{m_1}}{A_k - A_{m_1}}, & A_k - A_{m_1} \neq 0; \\ \frac{\pi}{2}, & A_k - A_{m_1} = 0, \end{cases} \quad k = \overline{m_1 + 1, m},$$

$$\delta_{m_1+1} = \{t : 1 \leq |t| \leq \alpha_\sigma^{(m_1+1)}\},$$

$$\delta_k = \{t : \alpha_\sigma^{(k-1)} \leq |t| \leq \alpha_\sigma^{(k)}\}, \quad k = \overline{m_1 + 2, m}.$$

Міркуючи, як і при встановленні рівності (41), отримуємо

$$\Sigma_2(\varphi, 0, \bar{\Psi}, c) = \frac{1}{\pi} \sum_{k=m_1+1}^m Q_k \int_{\delta_k} \Delta(t) \frac{\sin(\sigma t + \theta_k)}{t} dt + r_\sigma(\varphi). \quad (42)$$

Нехай $x_j = (j+1/2)\pi/\sigma$, $t_j = j\pi/\sigma$ і $l_\sigma(t)$ — непарна функція, яка при $t \geq 0$ визначається рівністю

$$l_\sigma(t) = \begin{cases} t_1, & t \in [0, x_1]; \\ t_{j+1}, & t \in [x_j, x_{j+1}), \quad j \in N. \end{cases}$$

Нехай, далі, числа j_k , $k = \overline{1, m+1}$, визначаються такими умовами: $x_{j_k} \leq \alpha_\sigma^{(k)} < x_{j_k+1}$, $k = \overline{1, m_1}$, $x_{j_{m_1+1}} \leq 1 < x_{j_{m_1+1}+1}$ і $x_{j_k} \leq \alpha_\sigma^{(k-1)} < x_{j_k+1}$, $k = \overline{m_1+2, m+1}$.

Якщо в (41) і (42) замість інтегралів по проміжках δ_k , $k = \overline{1, m}$, розглядати інтеграли по проміжках

$$\Delta_k^v = \left\{ t : x_{j_k} \leq \left| t + \frac{v_k}{\sigma} \right| \leq x_{j_{k+1}} \right\}, \quad k = \overline{1, m_1},$$

і

$$\Delta_k^\theta = \left\{ t : x_{j_k} \leq \left| t + \frac{\theta_k}{\sigma} \right| \leq x_{j_{k+1}} \right\}, \quad k = \overline{m_1+1, m},$$

відповідно та покласти

$$K_{\sigma, m}^{v, \theta}(t) = \begin{cases} -R_k \frac{\sin(\sigma t + v_k)}{l_\sigma(t + v/\sigma)}, & t \in \Delta_k^v, \quad k = \overline{1, m_1}; \\ Q_k \frac{\sin(\sigma t + \theta_k)}{l_\sigma(t + \theta/\sigma)}, & t \in \Delta_k^\theta, \quad k = \overline{m_1+1, m}; \\ 0, & t \notin \left(\bigcup_{k=1}^{m_1} \Delta_k^v \right) \cup \left(\bigcup_{k=m_1+1}^m \Delta_k^\theta \right), \end{cases}$$

то з урахуванням того, що

$$\int_{-\alpha_\sigma^{(m)}}^{\alpha_\sigma^{(m)}} K_{\sigma, m}^{v, \theta}(t) dt = 0,$$

для довільної $\varphi \in S_\infty$ отримаємо

$$\Sigma_{\sigma, m}(\varphi, 0, \bar{\Psi}, c) = \frac{1}{\pi} \int_{-\alpha_\sigma^{(m)}}^{\alpha_\sigma^{(m)}} \varphi(t) K_{\sigma, m}^{v, \theta}(t) dt + O(1), \quad (43)$$

а якщо $\varphi \in H_\omega$, то

$$\Sigma_{\sigma, m}(\varphi, 0, \bar{\psi}, c) = \frac{1}{\pi} \int_{-\alpha_\sigma^{(m)}}^{\alpha_\sigma^{(m)}} \varphi(t) K_{\sigma, m}^{\nu, \theta}(t) dt + O(1) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right). \quad (44)$$

У прийнятих у даній роботі позначеннях у [11] доведено, що

$$\begin{aligned} \sup_{\varphi \in \tilde{S}_\infty} \left| \int_{-\alpha_\sigma^{(m)}}^{\alpha_\sigma^{(m)}} \varphi(t) K_{\sigma, m}^{\nu, \theta}(t) dt \right| &= \frac{4}{\pi} \left(\sum_{k=1}^{m_1-1} R_k \ln \frac{\alpha_\sigma^{(k+1)}}{\alpha_\sigma^{(k)}} - R_{m_1} \ln \alpha_\sigma^{(m_1)} + \right. \\ &+ Q_{m_1+1} \ln \alpha_\sigma^{(m_1+1)} + \left. \sum_{k=m_1+1}^{m-1} Q_{k+1} \ln \frac{\alpha_\sigma^{(k+1)}}{\alpha_\sigma^{(k)}} \right) + O(1), \\ \sup_{\varphi \in \tilde{H}_\omega} \left| \int_{-\alpha_\sigma^{(m)}}^{\alpha_\sigma^{(m)}} \varphi(t) K_{\sigma, m}^{\nu, \theta}(t) dt \right| &= \frac{2}{\pi} e_\sigma(\omega) \left(\sum_{k=1}^{m_1-1} R_k \ln \frac{\alpha_\sigma^{(k+1)}}{\alpha_\sigma^{(k)}} - R_{m_1} \ln \alpha_\sigma^{(m_1)} + \right. \\ &+ \left. Q_{m_1+1} \ln \alpha_\sigma^{(m_1+1)} + \sum_{k=m_1+1}^{m-1} Q_{k+1} \ln \frac{\alpha_\sigma^{(k+1)}}{\alpha_\sigma^{(k)}} \right) + O(1) \omega\left(\frac{1}{\sigma}\right). \end{aligned} \quad (45)$$

Об'єднуючи (36) – (45), завершуємо доведення теореми 2.

Автор висловлює подяку О. І. Степанцю за поставлену задачу і корисні обговорення одержаних результатів.

1. Степанец А. И. Приближение операторами Фурье функций, заданных на действительной оси // Докл. АН СССР. – 1988. – 303, № 1. – С. 50 – 53.
2. Stepanets A. I., Wang Kunyang, Zhang Xirong. Approximation of locally integrable function on the real line // Укр. мат. журн. – 1999. – 51, № 11. – С. 1549 – 1561.
3. Степанец А. И. Методы теории приближений. – Киев: Ин-т математики НАН Украины, 2002. – Ч. 1. – 427 с.
4. Степанец А. И. Методы теории приближений. – Киев: Ин-т математики НАН Украины, 2002. – Ч. 2. – 468 с.
5. Степанец А. И. Приближение операторами Фурье функций, заданных на действительной оси // Укр. мат. журн. – 1988. – 40, № 2. – С. 198 – 209.
6. Степанец А. И. Классы функций, заданных на действительной оси, и их приближение целыми функциями. I // Там же. – 1990. – 42, № 1. – С. 102 – 112.
7. Степанец А. И. Классы функций, заданных на действительной оси, и их приближение целыми функциями. II // Там же. – № 2. – С. 210 – 222.
8. Степанец А. И. Приближения в пространствах локально интегрируемых функций // Там же. – 1994. – 46, № 5. – С. 597 – 625.
9. Ахиезер Н. И. Лекции по теории аппроксимации. – М.: Наука, 1965. – 537 с.
10. Тилман А. Ф. Теория приближения функций действительного переменного. – М.: Физматгиз, 1960. – 624 с.
11. Степанец А. И., Дрозд В. В. Одновременное приближение функций и их производных операторами Фурье в равномерной метрике // Одновременное приближение функций и их производных операторами Фурье. – Киев, 1989. – 59 с. – (Препринт / АН УССР. Ин-т математики; 89.17).
12. Дрозд В. В. Совместное приближение функций и их производных операторами Фурье // Гармонический анализ и развитие аппроксимационных методов. – Киев: Ин-т математики АН УССР, 1989. – С. 55 – 67.

Одержано 23.04.2003