

Б. В. ПАЛЬЦЕВ

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ  
ИНТЕГРАЛЬНЫХ ОПЕРАТОРОВ СВЕРТКИ НА КОНЕЧНОМ  
ИНТЕРВАЛЕ С ЯДРАМИ, ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ КОТОРЫХ  
РАЦИОНАЛЬНЫ

(Представлено академиком А. А. Дородницыным 11 III 1970)

Предположим, что ядро  $k(s)$  интегрального уравнения

$$\int_0^T k(t - \tau) u(\tau) d\tau = \lambda_l u(t), \quad 0 \leq t \leq T, \quad (1)$$

является сужением на отрезок  $-T \leq s \leq T$  некоторой функции, определенной на всей действительной оси  $-\infty < s < +\infty$ . Обозначим  $\bar{K}(x)$  преобразование Фурье этой функции

$$\bar{K}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ixs} k(s) ds. \quad (2)$$

Работы по асимптотике собственных значений (1) при  $l \rightarrow \infty$  в основном относятся к самосопряженному положительному случаю (см., например, (2, 3)). Так, в (2), в предположении положительности, четности и монотонного убывания  $\bar{K}(x)$  при  $|x| \rightarrow \infty$  (медленнее экспоненциального) была установлена формула  $\lambda_l = \bar{K}(\pi l / T + o(l))$ . Аналогичный по существу результат был получен в (2). Однако, насколько известно автору, несамосопряженный случай, т. е. когда  $\bar{K}(x)$  может быть комплекснозначной, до сих пор почти не исследовался.

Мы здесь рассмотрим задачу (1) для весьма частного класса ядер, на котором тем не менее можно заметить некоторые интересные явления несамосопряженного случая. Предположим, что

$$\bar{K}(x) = \frac{Q_m(x)}{P_n(x)} = \frac{(x - b_1) \dots (x - b_m)}{(x - a_1^+) \dots (x - a_q^+) (x - a_1^-) \dots (x - a_p^-)}, \quad (3)$$

где  $b_1, \dots, b_m$  — корни полинома  $Q_m(x)$ ;  $a_1^+, \dots, a_q^+, a_1^-, \dots, a_p^-$  — корни полинома  $P_n(x)$  ( $p + q = n$ ), причем  $\text{Im } a_j^+ > 0$  ( $j = 1, \dots, q$ ),  $\text{Im } a_j^- < 0$  ( $j = 1, \dots, p$ );  $b_h \neq a_j^\pm$ . Уравнение (1) интегральное, поэтому  $n > m$ .

Обозначим  $r = n - m$  и, кроме того,  $P^+(x) = (x - a_1^+) \dots (x - a_q^+)$ ,  $P^-(x) = (x - a_1^-) \dots (x - a_p^-)$ . Пусть

$$\tilde{U}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^T e^{-ixt} u(t) dt. \quad (4)$$

Известно (4), что если  $\bar{K}(x)$  вида (3), то  $\tilde{U}(x)$ , где  $u(t)$  — решение (1), может быть представлено в виде

$$\tilde{U}(x) = \frac{\tilde{\Phi}^+(x) + e^{-ixT} \tilde{\Phi}^-(x)}{\lambda - \bar{K}(x)} = \frac{\mu P_n(x) [\tilde{\Phi}^+(x) + e^{-ixT} \tilde{\Phi}^-(x)]}{P_n(x) - \mu Q_m(x)}, \quad (5)$$







Имеют место два существенно различных случая в зависимости от соотношения между  $p$ ,  $q$  и  $m$ .

I.  $|p - q| > m$ . Для всех  $\lambda_l$  справедливо единое асимптотическое разложение

$$\lambda_l \approx \exp \left[ -i \frac{\pi}{2} (|p - q| - m) \operatorname{sign}(p - q) \right] \left( \frac{\pi l}{T \sin [\pi \min(p, q) / r]} \right)^{-r} \times \\ \times \left[ 1 + \frac{\theta_1}{l} + \sum_{k=2}^{\infty} \frac{Q_k}{l^k} \right] \quad (13)$$

$$(l = 1, 2, 3, \dots), \text{ а } \theta_1 = -[(\min(p, q))^2 + r] / 2.$$

Прежде чем перейти к случаю II, введем еще обозначение. Пусть  $z_1(\mu), \dots, z_m(\mu)$  —  $m$  комплекснозначных функций параметра  $\mu$ , причем  $z_i(\mu) \rightarrow b_i, \dots, z_m(\mu) \rightarrow b_m$  при  $\mu \rightarrow \infty$ . Кроме того, при достаточно больших  $|\mu|$  все  $z_1, \dots, z_m$  попарно различны, хотя некоторые среди  $b_1, \dots, b_m$  могут совпадать между собой. Обозначим

$$\frac{\Delta_{s,t}(b_1, \dots, b_m)}{W_m(b_1, \dots, b_m)} = \lim_{\mu \rightarrow \infty} \frac{\Delta_{s,t}(z_1(\mu), \dots, z_m(\mu))}{W_m(z_1(\mu), \dots, z_m(\mu))}, \quad (14)$$

где  $W_m(z_1, \dots, z_m)$  — определитель Вандермонда чисел  $z_1, \dots, z_m$ . Очевидно, такой предел всегда существует и зависит только от  $b_1, \dots, b_m$ , но не от вида  $z_1(\mu), \dots, z_m(\mu)$ . Нетрудно дать выражение (14) непосредственно через  $b_1, \dots, b_m$  и корни полинома  $P_n(x)$ .

В случае II мы накладываем на  $\bar{K}(x)$  еще некоторые условия алгебраического характера — условия «регулярности»  $R$ ).

II.  $|p - q| \leq m$ . Рассмотрим два подслучая:

а)  $r = n - m$  нечетно. Предположим, что выполнены еще условия  $R$ ):

$$A = \frac{\Delta_{p-(r-1)/2, q-(r+1)/2}(b_1, \dots, b_m)}{W_m(b_1, \dots, b_m)} \neq 0, \\ B = \frac{\Delta_{p-(r+1)/2, q-(r-1)/2}(b_1, \dots, b_m)}{W_m(b_1, \dots, b_m)} \neq 0. \quad (15)$$

Тогда собственные значения  $\lambda_l$  можно разбить на две серии  $\lambda_l^+$  и  $\lambda_l^-$ , каждую из которых можно представить асимптотическим рядом

$$\lambda_l^{\pm} \approx \pm \left( \frac{2\pi l}{T} \right)^{-r} \left[ 1 + \frac{\theta_1^{\pm}}{l} + \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\theta_k^{\pm}}{l^k} \right] \quad (l = 1, 2, 3, \dots), \\ \theta_1^{\pm} = \mp \left[ \frac{T}{2\pi} (P_1 - Q_1) \pm \frac{(r-1)^2}{8} - \right. \\ \left. - \frac{r}{4} (p - q + m - 1) \operatorname{sign}(p - q) + \frac{ir}{2\pi} \ln \frac{B}{A} \right], \quad (16)$$

где  $P_1$  и  $Q_1$  даны (11).

б)  $r$  четно. Условие «регулярности» имеет вид

$$R) A = \frac{\Delta_{p-r/2, q-r/2}(b_1, \dots, b_m)}{W_m(b_1, \dots, b_m)} \neq 0. \quad (17)$$

Тогда также собственные значения  $\lambda_l$  можно разбить на две серии  $\lambda_l^+$  и  $\lambda_l^-$ , для каждой из которых справедливы асимптотические разложения:

$$\lambda_l^{\pm} \approx \left( \frac{2\pi l}{T} \right)^{-r} \left[ 1 + \frac{\theta_1^{\pm}}{l} + \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\theta_k^{\pm}}{l^k} \right] \quad (l = 1, 2, 3, \dots), \\ \theta_1^{\pm} = -\frac{r}{4} \left( \frac{r}{2} \pm 1 \right). \quad (18)$$



Собственные значения во всех случаях, начиная с достаточно больших  $l$ , простые. Ряды (13), (16) и (18) понимаются как асимптотические и, вообще говоря, не являются сходящимися.

В заключение сделаем несколько замечаний. Если в случае II условия R) не выполняются, то формулы (16) или (18) становятся неверными. При этом может получиться, что для  $\lambda_l$  вообще не существует асимптотических рядов вида (16) или (18). Заметим, что в случае I не накладывается никаких условий типа R).

Из (16) и (18) видно, что в случае II первый член асимптотики  $\lambda_l$  совпадает с выражением, полученным в (2). Случай II поэтому можно рассматривать как «слабо» несамосопряженный. Что касается случая I, то выражение первого члена асимптотики уже дается формулой, отличной от формулы самосопряженного случая. Например, если положить  $p = q + 1$ ,  $m = 0$ , то

$$\lambda_l \sim e^{-l\pi/2} \left( \pi l / T \sin \frac{\pi q}{2q+1} \right)^{-(2q+1)}$$

и, несмотря на то, что первый член разложения  $K(x)$  при  $x \rightarrow \infty$  действителен, собственные значения асимптотически мнимые. Кроме того, если положить, например,  $q = 0$ ,  $p = n$ , то (1) вообще не имеет собственных чисел, так как соответствующий интегральный оператор будет вольтерровым. Таким образом, случай I не имеет аналога для самосопряженных операторов и является в некотором смысле промежуточным между вольтерровым и «слабо» несамосопряженным случаями.

Заметим, наконец, что полученные результаты являются обобщением результатов (1) для обыкновенных дифференциальных операторов на случай интегральных операторов свертки.

Вычислительный центр  
Академии наук СССР  
Москва

Поступило  
11 III 1970

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> G. D. Birkhoff, Trans. Am. Math. Soc., 9, 373 (1908). <sup>2</sup> M. Rosenblatt, J. Math. Mech., 12, 4, 619 (1963). <sup>3</sup> H. Widom, Arch. Rational. Mech. Anal., 17, 3, 215 (1964). <sup>4</sup> М. П. Г а н и н, Изв. высш. учебн. завед., Математика, 2, 31 (1963).