$$\omega_3(f,\delta)_{3,\alpha,\alpha} = \sup_{|t|\le\delta}\left\|\Delta^3_{t,t,t}(f,x)\right\|_{3,\alpha,\alpha}.$$

Теорема. Пусть $\alpha = -\frac{1}{2}$ и $f \in L_{3,\alpha,\alpha}$. Если существует функция g, такая, что $\Delta^1_t(f,x) = f(x)g(t)$, $\forall x \in [-1,1]$, $\forall t \in [-\pi,\pi]$ и $\sup\limits_{|t|\le\pi}|g(t)| < +\infty$, то $\omega_3(f,\delta)_{3,\alpha,\alpha} = \widetilde{\omega}_3(f,\delta)_{3,\alpha,\alpha}$.

Литература

1 Казимиров, Г. Н. О совпадении обобщенных модулей гладкости на некотором классе функций / Г. Н. Казимиров // Проблемы физики, математики и техники. – 2020. – № 2 (43). – С. 69–70.

И. А. Красюк, В. О. Васюкова
(*ГГТУ им. П. О. Сухого, Гомель)*

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ УДАРНОГО СЖАТИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Для ударной волны закон сохранения массы, закон сохранения импульса и закон сохранения энергии соответственно имеют вид

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{V}{V_0} = \frac{D}{D-u};\;\; P - P_0 = \rho_0 u D;\;\; E - E_0 = -\frac{1}{2}(P+P_0)(V-V_0), \quad (1)$$

где ρ – плотность; $V = \frac{1}{\rho}$ – удельный объем; P – давление; E – внутренняя энергия; u – массовая скорость за фронтом ударной волны; D – скорость фронта ударной волны.

Экспериментальные данные по ударной сжимаемости аппроксимированы зависимостью

$$D = C_0 + \beta u, \quad (2)$$

где C_0 и β – коэффициенты. C_0 имеет значение, близкое к гидродинамической объемной скорости звука. Значения C_0 и β табулируются.

Уравнения (1) и (2) по задаваемым значениям массовой скорости u, как по параметру, определяют соответствующие значения давления P и плотности ρ. Для определения третьего параметра – температуры T необходимо использовать уравнение состояния твердого тела. В данном случае используем уравнение состояния в форме уравнения Ми-Грюнайзена $P - P_x = \rho\Gamma(E - E_x)$, где Γ – коэффициент Грюнайзена. Уравнение состояния твердого тела запишем в виде

$$P = P_x + \rho\Gamma \frac{3R}{M} T,\ E = E_x + \frac{3R}{M} T,$$

где R – газовая постоянная; M – молярная масса.

Для P_x и E_x используем формулы

$$P_x = \frac{\rho_0 C_0^2}{4\beta}\left(e^{4\beta\left(1-\frac{\rho_0}{\rho}\right)} - 1\right),\ E_x = \frac{P_x}{4\beta\rho_0} - \frac{C_0^2}{4\beta}\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right).$$

Вышеприведенные формулы позволяют определить параметры ударного сжатия, а именно, давление, плотность (или удельный объем) и температуру.

Е. Ю. Кузьменкова, А. Р. Миротин
(*ГГУ им. Ф. Скорины, Гомель*)

ОГРАНИЧЕННОСТЬ μ-ГАНКЕЛЕВЫХ ОПЕРАТОРОВ В ПРОСТРАНСТВАХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ

Введем следующее

Определение. Пусть S, T – нормированные пространства последовательностей. Если оператор $A: S \to T$ задается матрицей $a_{ij} = \mu^i \alpha_{i+j}$, где $\mu \in \mathbb{C}$, α_n – комплексная последовательность, то такой оператор называется μ-ганкелевым.

В работе будут даны условия ограниченности μ-ганкелевых операторов для некоторых пар BK-пространств последовательностей.

Предложение. [1] μ–ганкелев оператор $A_{\mu,\alpha}$ отображает BK-пространство последовательностей S в l^∞ непрерывно тогда и только тогда когда последовательность линейных функционалов $f_n(s) = \sum_{j=1}^{\infty} \mu^n \alpha_{n+j} s_j$ ограничена по норме.

Следствие 1. Пусть $1 < p < \infty$. Тогда μ-ганкелев оператор $A_{\mu,\alpha}$ ограниченно отображает пространство l^p в l^∞ тогда и только тогда когда $\sup\limits_n \sum_{j=1}^{\infty} |\mu|^{nq} |\alpha_{n+j}|^q < \infty$, где $\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = 1$.

Следствие 2. Пусть $S = l^\infty$, c или c_0. μ-ганкелев оператор $A_{\mu,\alpha}$ ограниченно отображает S в l^∞ тогда и только тогда когда

$$\sup_n \sum_{j=1}^{\infty} |\mu|^n |\alpha_{n+j}| < \infty.$$