## 2.1.6. Уравнения третьего приближения теории «упругого» $\lambda_{m\div n}$-вакуума

Еще раз подчеркнем, что ВУЭГ (2.1.89) и ВУЭ (2.1.90)

$$R_{ij} = T_{ij} - \tfrac{1}{2} g_{ij}\, T\,, \tag{2.1.91}$$

$$R_{ij} = T_{ij}^{\,*} - \tfrac{1}{2} g_{ij}\, T^{\,*} + 2\Lambda g_{ij} \tag{2.1.92}$$

описывают только грубое, усредненное метрико-динамическое состояние искривленного соответственно *открытого* и *замкнутого* участка $\lambda_{m\div n}$-вакуума. Во-первых, потому, что для получения более точных уравнений вакуумной динамики необходимо исходить из вариации функционалов вида (1.8.20) и (1.8.21) в [8]. Это позволило бы сразу учитывать динамику смещений, угловых искажений и внутренние спинорные свойства многогранной протяженности $\lambda_{m\div n}$-вакуума.

Во-вторых, в уравнениях (2.1.91) и (2.1.92) имеют место только сами компоненты метрического тензора $g_{ij}$, их первых и вторых производные $\partial g_{ij}/\partial x_k$, $\partial^2 g_{ij}/\partial x_k^2$. Отсутствие производных более высоких порядков значительно «загрубляет» метрико-динамические контуры изучаемых описываемых ВУЭГ и ВУЭ вакуумных образований.

В связи с вышесказанным, ВУЭГ (2.1.91) и ВУЭ (2.1.92) будем еще называть уравнениями третьего приближения теории «упругого» $\lambda_{m\div n}$ - вакуума.

Несмотря на относительную грубость и ограниченность уравнений (2.1.91) и (2.1.92), они обладают достаточной внутренней потенцией для решения задач, обсуждаемых в данной части Алгебры сигнатур.

*Динамика $\lambda_{m\div n}$-вакуума, основы которой обсуждались в гл. 1.8 желтой Алсигны [8], еще не развита. Однако, предполагается, как это отчасти показано в теории физического вакуума Г.И. Шипова [12] или в гл. 6 в [6], более сложные вакуумные уравнения при упрощении и усреднении метрико-динамической ситуации должны сводиться к ВУЭГ (2.1.91) и ВУЭ (2.1.92).*