2.1.2. Тензор 4-деформаций

В ряде случаев протяженность $\lambda_{m\div n}$-вакуума удобно рассматривать как сплошную «среду», обладающую упругопластическими свойствами. Для решения такого рода задач можно воспользоваться понятийным и математическим аппаратом механики сплошных сред.

Представление протяженности $\lambda_{m\div n}$-вакуума в виде упругопластической среды сопоставимо с переводом Живой ТОРЫ (Явленного из небытия Мира) с языка лучезарного Сияния на язык Стихий (см. п. 0.11 в [8]).

2.1.2.1. Деформации *внешней* стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума

Рассмотрим вначале деформацию локального участка *внешней* стороны протяженности $\lambda_{m\div n}$-вакуума (см. рис. 2.1.2).

Пусть исходное (идеальное) метрико-динамическое состояние исследуемого участка метрической протяженности характеризуется метрикой

$$ds^{0(-)2} = g_{ij}^{\,0(-)} dx_i\, dx_j \quad \text{с сигнатурой } (+\,-\,-\,-), \tag{2.1.20}$$

а деформированное (актуальное) состояние того же участка внешней стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума задается метрикой

$$ds^{(-)2} = g_{ij}^{\,(-)} dx_i\, dx_j \quad \text{с той же сигнатурой } (+\,-\,-\,-). \tag{2.1.21}$$

Отличие исходного (идеального) состояния от деформированного (актуального) состояния локального участка *внешней* стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума определим посредством разности [11, 6]

$$ds^{(-)2} - ds^{0(-)2} = (g_{ij}^{\,(-)} - g_{ij}^{\,0(-)})\, dx_i\, dx_j = 2\varepsilon_{ij}^{\,(-)} dx_i\, dx_j\,, \tag{2.1.22}$$

где

$$\varepsilon_{ij}^{\,(-)} = \tfrac{1}{2}\,(g_{ij}^{\,(-)} - g_{ij}^{\,0(-)}) \tag{2.1.23}$$

– тензор 4-деформаций данного участка внешней стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума.

Введем так же представление об относительном удлинении деформированного участка внешней стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума [11, 6]

$$l^{(-)} = \frac{ds^{(-)} - ds^{0(-)}}{ds^{0(-)}} = \frac{ds^{(-)}}{ds^{0(-)}} - 1\,. \tag{2.1.24}$$

При этом

$$ds^{(-)2} = (1 + l^{(-)})^2\, ds^{0(-)2}. \qquad (2.1.25)$$

Подставляя (2.1.25) в (2.1.22) с учетом (2.1.23), имеем

$$\varepsilon_{ij}^{(-)} = ½\,[(1 + l^{(-)})^2 - 1]\, g_{ij}^{0\,(-)}, \qquad (2.1.26)$$

или в развернутом виде [11, 6]

$$\varepsilon_{ij}^{(-)} = ½\,[(1 + l_i^{(-)})(1 + l_j^{(-)})\cos\beta_{ij}^{(-)} - \cos\beta_{ij}^{0(-)}]\, g_{ij}^{0(-)}, \qquad (2.1.27)$$

где

$\beta_{ij}^{0(-)}$ – угол между осями x_i и x_j исходной системы отсчета «вмороженной» в исходное идеальное состояние исследуемого участка *внешней* стороны протяженности $\lambda_{m\div n}$-вакуума;

$\beta_{ij}^{(-)}$ – угол между осями $x_i{}'$ и $x_j{}'$ искаженной (актуальной) системы отсчета «вмороженной» в деформированное состояние того же участка *внешней* стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума.

Напомним, что в рамках Алсигны осями «вмороженной» системы отсчета являются лучи света, которые, в свою очередь, являются геодезическими линиями протяженности $\lambda_{m\div n}$-вакуума (см. п. 1.1.4 в[8]).

При $\beta_{ij}^{0(-)} = \pi/2$ выражение (2.1.27) принимает вид [11, 6]

$$\varepsilon_{ij}^{(-)} = ½\,[(1 + l_i^{(-)})(1 + l_j^{(-)})\, cos\beta_{ij}^{(-)} - 1]\, g_{ij}^{0(-)}. \qquad (2.1.28)$$

Для диагональных компонентов тензора 4-деформаций $\varepsilon_{ii}^{(-)}$ выражение (2.1.28) упрощается

$$\varepsilon_{ii}^{(-)} = ½\,[(1 + l_i^{(-)})^2 - 1]\, g_{ii}^{0(-)}, \qquad (2.1.29)$$

откуда следует

$$l_i^{(-)} = \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_{ii}^{(-)}}{g_{ii}^{0(-)}}} - 1 = \sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(-)} - g_{ii}^{0(-)}}{g_{ii}^{0(-)}}} - 1 = \sqrt{\frac{g_{ii}^{(-)}}{g_{ii}^{0(-)}}} - 1. \qquad (2.1.30)$$

Если деформации ε_{ij} малы, то, разложив выражение (2.1.30) в ряд, получим [11, 6]

$$l_i^{(-)} \approx \frac{\varepsilon_{ii}}{g_{ii}^{0(-)}}\,. \qquad (2.1.31)$$

www.fotoavtor.net

www.fotoavtor.net

Дух вакуума

2.1.2.2. Деформации *внутренней* стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума

Рассмотрим теперь деформацию локального участка *внутренней* стороны протяженности $\lambda_{m\div n}$-вакуума (см. рис. 2.1.2).

Пусть исходное (идеальное) метрико-динамическое состояние исследуемого участка метрической протяженности характеризуется метрикой

$$ds^{0(+)2} = g_{ij}^{0(+)}dx_i\,dx_j \quad \text{с сигнатурой } (-+++), \tag{2.1.32}$$

а деформированное (актуальное) состояние того же участка *внутренней* стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума задается метрикой

$$ds^{(+)2} = g_{ij}^{(+)}dx_i\,dx_j \quad \text{с той же сигнатурой } (-+++). \tag{2.1.33}$$

Отличие исходного (идеального) состояния от деформированного (актуального) состояния локального участка *внутренней* стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума определим посредством разности

$$ds^{(+)2} - ds^{0(+)2} = (g_{ij}^{(+)} - g_{ij}^{0\,(+)})dx_i\,dx_j\,. \tag{2.1.34}$$

Аналогично тому, как это было сделано ранее, определим:
- тензор 4-деформаций участка *внутренней* стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума

$$\varepsilon_{ij}^{(+)} = ½\,(g_{ij}^{(+)} - g_{ij}^{0(+)}); \tag{2.1.35}$$

- относительное удлинение деформированного участка *внутренней* стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума

$$l^{(+)} = \frac{ds^{(+)} - ds^{0(+)}}{ds^{0(+)}} = \frac{ds^{(+)}}{ds^{0(+)}} - 1\,. \tag{2.1.36}$$

Из (2.1.35) и (2.1.36) следуют выражения:

$$ds^{(+)2} = (1 + l^{(+)})^2\,ds^{0(+)2}, \tag{2.1.37}$$

$$\varepsilon_{ij}^{(+)} = ½\,[(1 + l^{(+)})^2 - 1]\,g_{ij}^{0\,(+)}, \tag{2.1.38}$$

или

$$\varepsilon_{ij}^{(+)} = ½\,[(1 + l_i^{(+)})(1 + l_j^{(+)})\cos\beta_{ij}^{(+)} - \cos\beta_{ij}^{0(+)}]\,g_{ij}^{0(+)}, \tag{2.1.39}$$

где

$\beta_{ij}^{0(+)}$ – угол между осями x_i и x_j исходной системы отсчета, «вмороженной» в исходное состояние исследуемого участка *внутренней* стороны протяженности $\lambda_{m\div n}$-вакуума;

$\beta_{ij}^{(+)}$ – угол между осями x_i' и x_j' искаженной (актуальной) системы отсчета, «вмороженной» в деформированное состояние того же участка *внутренней* стороны $\lambda_{m\div n}$-вакуума.

При $\beta_{ij}^{0(+)} = \pi/2$ выражение (2.1.39) принимает вид

$$\varepsilon_{ij}^{(+)} = ½\,[(1 + l_i^{(-)})(1 + l_j^{(-)})\cos\beta_{ij}^{(-)} - 1]\,g_{ij}^{0(-)}. \qquad (2.1.40)$$

Для диагональных компонентов тензора 4-деформаций $\varepsilon_{ii}^{(+)}$ выражение (2.1.40) упрощается

$$\varepsilon_{ii}^{(+)} = ½\,[(1 + l_i^{(+)})^2 - 1]\,g_{ii}^{0(+)}, \qquad (2.1.41)$$

откуда следует

$$l_i^{(+)} = \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_{ii}^{(+)}}{g_{ii}^{0(+)}}} - 1 = \sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(+)} - g_{ii}^{0(+)}}{g_{ii}^{0(+)}}} - 1 = \sqrt{\frac{g_{ii}^{(+)}}{g_{ii}^{0(+)}}} - 1. \qquad (2.1.42)$$

2.1.2.3. Деформации *двухсторонней* протяженности $\lambda_{m\div n}$-вакуума

Найдем среднее от выражений (2.1.22) и (2.1.34), описывающих деформации *двух* сторон одного и того же участка $\lambda_{m\div n}$-вакуума

$$½\,[(ds^{(-)2} - ds^{0(-)2}) + (ds^{(+)2} - ds^{0(+)2})] = ½\,[(g_{ij}^{(-)} - g_{ij}^{0\,(-)}) + (g_{ij}^{(+)} - g_{ij}^{0(+)})]\,dx_i\,dx_j\,. \qquad (2.1.43)$$

Метрики $ds^{0(-)2}$ и $ds^{0(+)2}$ исходных состояний *внешней* и *внутренней* сторон одного и того же участка $\lambda_{m\div n}$-вакуума отличаются только взаимно противоположными сигнатурами (+ – – –) и (– + + +), т. е.

$$ds^{0(-)2} = -\,ds^{0(+)2}\,. \qquad (2.1.44)$$

Поэтому выражение (2.1.43) приобретает вид

$$½\,[(ds^{(-)2} + ds^{(+)2}] = ½\,[g_{ij}^{(-)} + g_{ij}^{(+)}]\,dx_i\,dx_j\,, \qquad (2.1.45)$$

совпадающий с выражением (2.1.19).