

The background features a dark blue gradient with faint, light-colored technical diagrams. On the left, there is a large circular scale with numerical markings from 140 to 260 in increments of 10. Several smaller circular diagrams with arrows and partial arcs are scattered across the scene. In the center, a white five-pointed star is positioned behind the letter 'G' of the main title.

G*VIAZDKA HODGE'A

PIOTR ANDRZEJCZUK

TOMASZ JAGLARZ

KAMILA LISOWSKA

W algebrze liniowej iloczyn skalarny pozwala na utożsamienie przestrzeni wektorowej z jej dualną.

Podobnie, w geometrii różniczkowej, metryka riemannowska na rozmaitości pozwala zamieniać pola wektorowe na 1-formy.

Dodatkowo, gdy rozważana rozmaitość (n -wymiarowa) jest zorientowana, to można utożsamiać p -formy z $(n-p)$ -formami; tym zajmuje się właśnie gwiazdka Hodge'a.

Założmy zatem, że mamy n -wymiarową zorientowaną rozmaitość z metryką Riemanna g ; nazwijmy ją M . Wówczas na M istnieje forma objętości wyznaczona przez metrykę i orientację: w dowolnych lokalnych współrzędnych (x_1, \dots, x_n) ma ona postać:

$$dvol_M = \sqrt{\det(g_{ij})} dx_1 \wedge \dots \wedge dx_n, \text{ gdzie } g_{ij} = g(\partial_{x_i}, \partial_{x_j}).$$

Zauważmy dodatkowo, że metryka wyznacza również iloczyn skalarny na 1-formach (które utożsamiamy z polami wektorowymi), a w konsekwencji, na p -formach. Wystarczy taki iloczyn zdefiniować na formach postaci:

$$e^1 \wedge \dots \wedge e^p$$

Definiujemy zatem iloczyn skalarny wzorem:

$$\langle e^1 \wedge \dots \wedge e^p, f^1 \wedge \dots \wedge f^p \rangle = \det(g(e^i, f^j))$$

W końcu definiujemy gwiazdkę Hodge'a jako takie przekształcenie \star z p -form do $(n-p)$ -form, że dla dowolnej p -formy ω prawdziwa jest następująca zależność:

$$\omega \wedge \star \eta = \langle \omega, \eta \rangle dvol_M$$

Wyznaczenie postaci laplasjanu we współrzędnych sferycznych.

Zauważamy, że: $\star dx = dy \wedge dz$, $\star dy = dz \wedge dx$, $\star dz = dx \wedge dy$

Współrzędne sferyczne zdefiniowane są następująco:

$$\begin{aligned}x &= r \sin(\theta) \cos(\varphi) \\y &= r \sin(\theta) \sin(\varphi) \\z &= r \cos(\theta)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}dx &= \sin(\theta) \cos(\varphi) dr + r \cos(\varphi) \cos(\theta) d\theta - r \sin(\theta) \sin(\varphi) d\varphi \\dy &= \sin(\theta) \sin(\varphi) dr + r \sin(\varphi) \cos(\theta) d\theta + r \sin(\theta) \cos(\varphi) d\varphi \\dz &= \cos(\theta) dr - r \sin(\theta) d\theta\end{aligned}$$

Pamiętając, że metryka na \mathbb{R}^3 wyraża się wzorem:

$$g = dx^2 + dy^2 + dz^2$$

Wyrazimy ją teraz za pomocą zmiennych (r, θ, φ) . Otrzymujemy:

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2(\theta) d\varphi^2$$

Stąd wnioskujemy, że trójka $(dr, r d\theta, r \sin(\theta) d\phi)$ jest ortonormalną bazą 1-form, ponadto jest ona dodatnio zorientowana, co łatwo widać po przejściu do dualnych pól wektorowych.

Teraz możemy wyznaczyć wynik działania gwiazdki Hodge'a na bazowych formach:

$$\begin{aligned}\star dr &= r^2 \sin(\theta) d\theta \wedge d\phi \\ \star d\theta &= \sin(\theta) d\phi \wedge dr \\ \star d\phi &= \frac{1}{\sin(\theta)} dr \wedge d\theta\end{aligned}$$

$$\star d \star df = \Delta f$$

$$\begin{aligned} \Delta f &= \star d \star \left(\frac{\partial f}{\partial r} dr + \frac{\partial f}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial f}{\partial \varphi} d\varphi \right) = \\ &\star d \left(r^2 \sin(\theta) \frac{\partial f}{\partial r} d\theta \wedge d\varphi + \sin(\theta) \frac{\partial f}{\partial \theta} d\varphi \wedge dr + \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial f}{\partial \varphi} dr \wedge d\theta \right) = \\ &\star \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) \sin(\theta) dr \wedge d\theta \wedge d\varphi + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) r^2 \sin(\theta) d\theta \wedge d\varphi \wedge dr + \right. \\ &\left. \frac{1}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} r^2 \sin(\theta) d\varphi \wedge dr \wedge d\theta \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \\ &\frac{1}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} \end{aligned}$$

Ostatecznie:

$$\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

Dziękujemy za uwagę!

Bibliografia: John C. Baez, Javier P. Munianin: *Gauge fields, knots and gravity*

xd