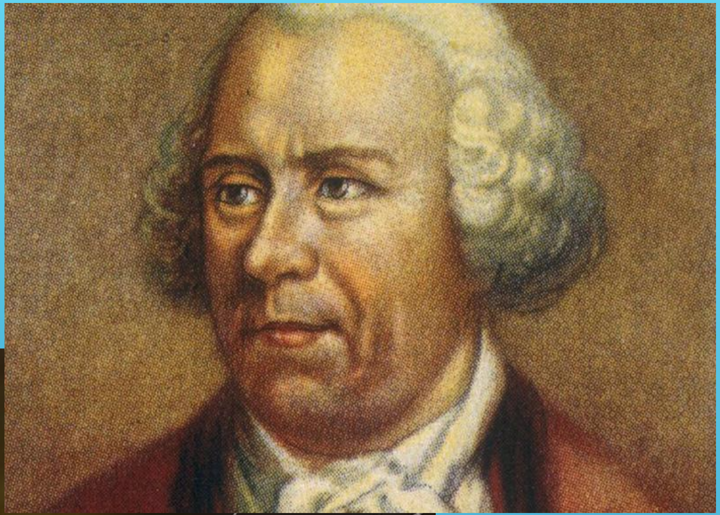
МЕТОД СОСТАВЛЕНИЯ УРАВНЕНИЙ НЕГОЛОНОМНОЙ МЕХАНИКИ В ЗАДАЧЕ ВОЛНОВОГО ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ГИРОСКОПА

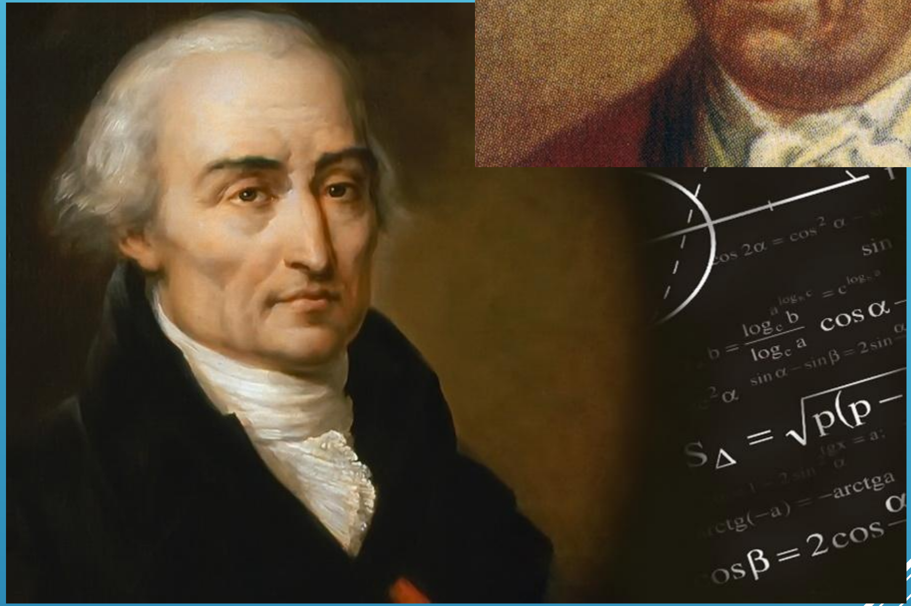
к.м.н. Котлов Вадим Михайлович

ГОС НИИ ААЭС г. Москвы

Зарождение динамики ***неголономных систем***, **по-видимому, следует отнести к тому времени, когда аналитический формализм, созданный трудами Л. Эйлера и Ж. Лагранжа, оказался,**

к всеобщему удивлению, неприменимым к очень простым механическим задачам о качении без проскальзывания твердого тела по плоскости.





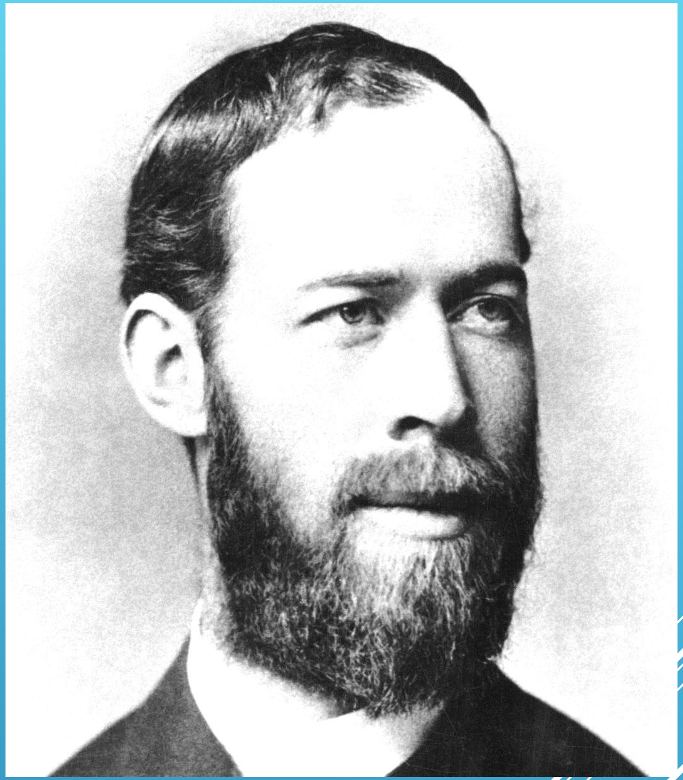
Только в 1894 г.

в книге «Принципы механики, изложенные в новой связи»

(через 106 лет после труда Лагранжа «Аналитическая механика» в 1788 году)

Генрих Герц **ввел разделение**

связей и механических систем на голономные и неголономные



Достаточно полное изложение задач и методов неголономной механики представлено в монографии Ю. И.Неймарка, Н.А.Фуфаева "Динамика неголономных систем" 1967г.

К настоящему времени динамика неголономных систем оформлена как самостоятельная часть общей динамики механических систем-находит широкое применение в задачах современной техники, таких как движения автомобиля, самолетного шасси, железнодорожного колеса.

А методы активно используются в теории электрических машин

Условия голономные и неголономные.

Условия (они же ограничения), накладываемые на движение механической системы разделяют как *потенциальные*:

накладываются на координаты

$$(1)\quad f[x,y]=0$$

так и *кинематические:*

накладыватся на скорости (или компоненты скорости)

$$f[x,y,x,y]=0$$

Условия голономные и неголономные

Задача учета кинематических связей в нелинейном виде не существует физически или, в случае линейной связи относительно *скоростей*

$$(2)\ a1[x,y]\,x + a2[x,y]\,y = 0$$

что **позволяет эту связь записать через дифференциалы**

$$d[x]/d[t] = \dot{x},\ d[y]/d[t] = \dot{y}$$

как

$$(3)\ a1[x,y]\,d[x] + a2[x,y]\,d[y] = 0$$

Условия голономные и неголономные.

Если дифференциальную связь (3) нельзя записать как полный дифференциал некоторой функции, не равно

```
d[ F[ x, y] ] != a1[ x, y] d[ x] +a2
```

То такая связь называется неинтегрируемой (неголономной), а механическая система с такой связью- неголономной системой. Соответственно, система со связью с координатами - голономной

Условия голономные и неголономные.

Линейность связей по обобщенным скоростям является общим случаем механики (В.Ф. Журавлев).

Задача учета кинематических связей в нелинейном виде не существует физически или, в случае линейной связи относительно скоростей

(2) a1 [x,y] x + a2 [x,y] y =0

Методы составления уравнений динамики механической системы при наложении различных типов условий на переменные.

Для голономных связей: два метода:

1)использование функции связи как новой переменной-
(приводит к уменьшение общего числа переменных)

2) метод «множителей Лагранжа»,
(вводит условия через множители Лагранжа, которые физически представляют собой силы, обеспечивающие выполнение этих условий).

Методы составления уравнений динамики механической системы при наложении различных типов условий на переменные.

СЧИТАЕТСЯ что, **неголономные связи** допускают лишь второй способ составления уравнений динамики-метод множителей Лагранжа.

ПОЛАГАЕТСЯ, что уменьшение числа переменных здесь невозможно, потому что нет уравнений, с помощью которых можно бы выразить одни переменные через другие и приходится оперировать с большим количеством переменных, чем того требует число степеней свободы системы

НОВЫЙ МЕТОД

1) **Эквивалентен методу Лагранжа №1-путем замены переменых на дифференциальные формы, задающие условия.**

2) **ПРЕДЛАГАЕТСЯ как замена переменных в интегральном инварианте динамики ,введенном А. Пуанкаре и Э.Д.Картаном апробирован на расчете механических задач неголономной механики классического типа**

НОВЫЙ МЕТОД

Однако, способ уменьшения числа переменных вводя кинематические условия как новые переменные давно введена в механику А. Пуанкаре и Э. Картаном.

Картаном введена математическая конструкция , названная им *интегральный инвариант динамики второго порядка (либо тензор "количество движения- энергии")*

НОВЫЙ МЕТОД

Указанное выражение получается совершенно естественно при вычислении вариации интеграла действия Гамильтона; в современных обозначениях:

$$d\Omega = d[x1] \wedge d[x] - d[H] \wedge d[t]$$

где

$\wedge$- внешнее умножение дифференциалов

x- координата

,x1-скорость,

H=T+U- гамильтониан,

t- время

НОВЫЙ МЕТОД

Поскольку из этого дифференциального инварианта следует система уравнений движения - любой механической системы, а сам дифференциальный инварриант состоит из дифференциальных форм, то введение условий как на сами кинематические переменные , так на их дифференциалы могут быть проведены в рамках самого интегрального инварианта

НОВЫЙ МЕТОД

В этом случае использование интегрального инварианта механике по Картану, введение ограничений на переменные механической системы (как голономных, так и неголономных) приводит к уменьшению числа независимых переменных.

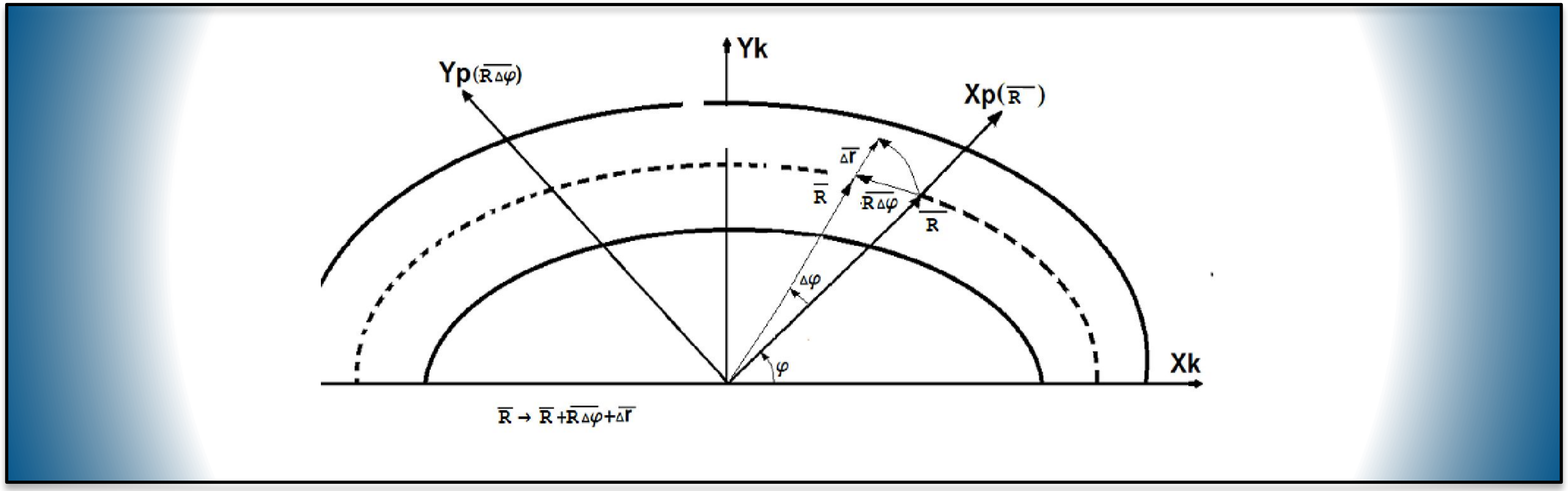
Таким образом применение интегрального инварианта механики соответствует способу введения ограничений на кинематические (как голономных , так и неголономных), как новых переменных, приводящих к уменьшению числа независимых переменных.

Применение нового метода к составлению уравнений механических движения волнового твердотельного гироскопа

(по В.Ф. Журавлеву, Д.М. Климову)

Волновой твердотельный гироскоп (1985года)

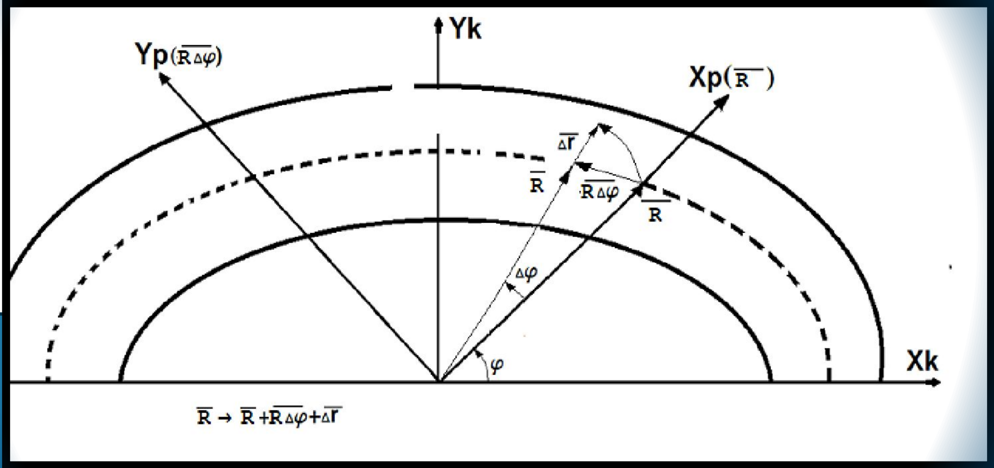
упругое гибкое кольцо



$$L=1/2\ \left(\left(v1+(R-w)\ \Omega\right)^2+\left(w1+v\ \Omega\right)^2\right)-\ 1/2\ \ \kappa 1^2\ (wss+vs\ )^2-$$
$$-(1/2\ )\ \delta 1^2\ (vs\ -w)^2$$

условие нерастяжимости средней линии кольца

$$(vs+R-w)^2+(ws+v)^2=R^2$$



применение нового метода дало основные соотношения:

$$d°SID°us-1/\Omega^2\ (-(1/2)d[\Omega^2\ r\psi^2+\Omega^2\ v\psi^2]+((R+r)^2+v^2)\ d[\Omega^2/2])\Lambda d[\psi])\Lambda d[\varphi]$$

$$1/\Omega^2\ (1/2\ d[\Omega^2\ r\psi^2+\Omega^2\ v\psi^2]-((R+r)^2+v^2)\ d[\Omega^2/2])\Lambda d[\psi]\Lambda d[\varphi]+\kappa 1^2\ d[r+rss]\Lambda(d[R\ Q]-(r+rss)\ d[\varphi])\Lambda d[t]=0$$

В рамках приближений введеных авторами книги (применение к полученным уравнениям упрощение

v' -w->0 (линеаризация) условия нерастяжимости средней линии),

тогда выходит, что

$$П2=1/2\ \ к1^2\ (-rss+vs\ )^2$$

не влияет, значит остается только влияние кинетической энергии, искаженной условием нерастяжимости !!!

$$(1/2\ d[\Omega^2\ r\psi^2+\Omega^2\ v\psi^2]-((R+r)^2+v^2)d[\Omega^2/2])\Lambda d[\psi]\Lambda d[\varphi]=0$$

однако у Вас при выводе уравнений динамики кольца учитывается только

первое соотношение : $v^{/}-w=0$

второе соотношение $w^{/}+v=0$ опускается ввиду его малости влияния на условие нерастяжимоти срединной линии кольца.

интересно сравнить с:

```
vs+R-w-> R Cos[Q],-ws-v-> R Sin[Q]
```

получается, что при малом Q,данные соотношения зависят от Q

$$vs-w->- R\ Q^2/2,-ws-v-> R\ Q$$

т.е.,при малом Q соотношение $v^{/}$ -w заведомо выполняется как второго порядка малости , а соотношение $w^{/}$ +v может зависеть в первом порядке малости Q.

```
Us={rs->v+R Sin[Q],d[r]->d[φ] (v+R Sin[Q]),vs->-r-R (1-Cos[Q]),d[v]->(-r-R (1-Cos[Q])) d[φ]}
```

ВЫВОД

Эффект инертных свойств упругой деформацией гибкого кольца следует из уравнений кольца и в случае когда потенциальной энергией можно пренебречь.

В рамках приближений введеных авторами книги, влияние нерастяжимости средней линии гибкого кольца для потенциальной энергии приводит к пренебрежению ее изменений.

Следовательно, остается только влияние кинетической энергии, искаженной условием нерастяжимости

ВЫВОД

$$1/2\ d[\Omega^2\ r\psi^2+\Omega^2\ v\psi^2]-((R+r)^2+v^2)\ d[\Omega^2/2]=0$$

$$((R+r)^2+v^2)\ d[\Omega^2/2]=1/2\ d[r1^2+v1^2]$$

уравнению термодинамики :

T dS=dU+P dV

T dS=dQ- поток тепла

d[S]=dQ/T

где

$\Omega^2/2$-подобна энтропии ,(r^2+v^2)-подобна температуре

Котлов Вадим Михайлович

vadimkot366@yandex.ru