

Title: TBA

Date: Nov 13, 2017 09:05 AM

URL: <http://pirsa.org/17110114>

Abstract:



La signification du temps propre en mécanique ondulatoire

par E. C. G. STUECKELBERG (Genève).

La théorie classique contenue dans

$$\ddot{q}^\mu = e B^{\mu\nu} \dot{q}_\nu \quad (1)$$

montre que $-\dot{q}_\mu \dot{q}^\mu = (ds/d\lambda)^2 = m^2$ est une constante d'intégration. Le paramètre λ est donc proportionnel au temps propre s . Suivant que $ds = \pm m d\lambda$ (1) représente une particule de masse m et de charge $\pm e$. Une particule à charge $+e$ resp. $-e$ est représentée par une ligne d'univers qui évolue vers le futur, resp. vers le passé, si λ augmente ($\dot{q}^4 > 0$ resp. < 0). La réaction de la particule sur le champ peut être décrite par une densité de charge

$$\rho(\tilde{x}, t=x^4) = e \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{q}^4 d\lambda \delta(x^1 - q^1) \delta(x^2 - q^2) \delta(x^3 - q^3) \delta(x^4 - q^4) \quad (2)$$

Son intégrale spatiale vaut $\pm e$, suivant que $\dot{q}^4 \gtrless 0$.

La théorie quantique découle d'une Hamiltonienne R (correspondant à la masse, c. à d. $R = -\frac{1}{2} m^2$)

$$R = \frac{1}{2} \pi_\mu \pi^\mu; \pi_\mu = p_\mu - e \Phi_\mu(q). \quad (3)$$

Pour autant que les potentiels Φ_μ ne varient que dans des dimensions grandes par rapport aux longueurs d'ondes contenues dans la fonction $\psi(q^1, q^2, q^3, q^4, \lambda)$, le paquet d'ondes (normalisé à $\iiint (dq)^4 |\psi|^2 = 1$) suit la ligne d'univers classique. Un champ électrique n'existant que pendant une très courte période au temps $t = x^4 = 0$ est décrit par un potentiel $\Phi^\mu = \text{constant}$, qui possède une discontinuité sur l'hyperplan $x^4 = t = 0$. Cette discontinuité donne lieu, en plus de la réfraction du paquet d'ondes primaire (correspondant à l'accélération de la particule) à une réflexion qui correspond à la ligne d'univers d'une particule de même masse mais de charge opposée.

La normalisation de ψ et sa dépendance du "temps propre λ " présente certaines difficultés d'interprétation probabiliste. L'exemple décrit semble exprimer le fait suivant:

champ, et B) une probabilité $W_B = 1 - W_A$ que la particule n'existait pas pour $t < 0$ mais qu'elle est la partenaire d'une paire de particules $(m, -e)$, $(m, +e)$, créée au moment $t = 0$ par ce champ.⁽¹⁾

Über Verhinderung der Grenzschicht-Turbulenz durch Absaugung

von M. RAS und J. ACKERET (E.T.H. Zürich).

Um die Oberflächen-Reibung möglichst klein zu halten, wäre es wünschenswert, die Grenzschicht im laminaren Zustand zu erhalten und deren Turbulentwerden zu verhindern. Bei der Parallelströmung längs ebenen Platten ist das Umschlagen der Grenzschicht vom laminaren in den turbulenten Zustand vor allem durch die Geschwindigkeits-Schwankungen der äusseren Strömung bedingt. Ist aber in der Strömungsrichtung ein Druckanstieg vorhanden, so bewirkt dieser das Umschlagen der Grenzschicht, selbst dann, wenn die äussere Strömung weitgehend frei von Schwankungen ist.

Es wurde nun versucht, durch Absaugen der wandnahen, stark abgebremsten Partien der Grenzschicht auch durch einen Druckanstieg hindurch die Grenzschicht im laminaren Zustand zu erhalten. Im Institut für Aerodynamik an der E. T. H. wurde ein kleiner Windkanal aufgebaut, dessen eine ebene Wand einem Druckanstieg ausgesetzt war. Im Gebiet dieses Druckanstieges war die Wand mit 35 quer zur Strömungsrichtung verlaufenden Absaugeschlitzen von je $1/10$ mm versehen. Die Schlitze waren in Abständen von je 10 mm angebracht, wodurch eine fast kontinuierliche Absaugung erreicht wurde.

Die Versuche haben gezeigt, dass es tatsächlich möglich ist, eine laminare Grenzschicht mit Hilfe der Absaugung durch einen Druckanstieg hindurch laminar zu erhalten. Der Druckanstieg betrug 53% des Staudruckes und die minimal abzusaugende Menge ergab sich zu rund 100% der Verdrängungsdicke der Grenzschicht — unmittelbar vor dem Druckanstieg gemessen. Ohne Absaugung war schon nach einem Druckanstieg zwischen 10 und 15% ein Turbulentwerden der Grenzschicht zu beobachten. Der laminare bzw. turbulente Zustand der Grenzschicht wurde mit dem Stethoskop und durch den Hitzdraht festgestellt.

que le *phénomène de la création et de l'annihilation de paires de particules* n'avaient pas été découverts.

Aujourd'hui, vu la découverte de l'électron positif, les lignes *B* et *C* fig. 1 admettent une interprétation bien naturelle: Les deux intersections pour $t(=x^4)=t_0 < 0$ de la ligne *B* représentent les deux endroits des deux partenaires d'une paire de particules. Cette paire est composée d'un électron positif et d'un électron négatif. Leurs lignes d'univers sont d'une forme telle qu'ils se

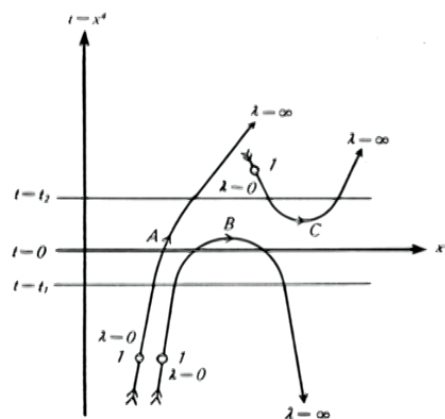


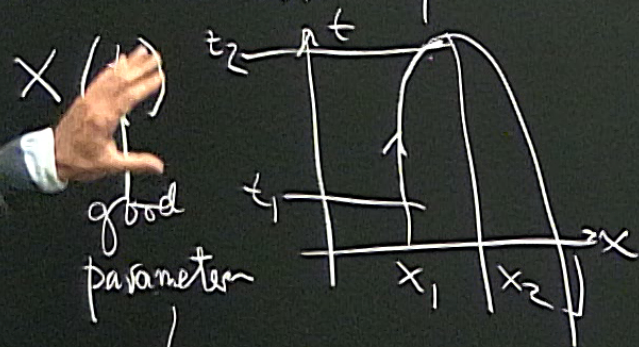
Fig. 1.

Lignes d'univers: *A.* type habituel (à chaque temps $t = x^4$ correspond un seul x^1 représentant l'endroit de la particule); *B.* type annihilation (à chaque $t = x^4 \ll 0$ correspondent deux valeurs de x^1 représentant les endroits d'une paire de particules qui vont s'annihiler pour $t \sim 0$); *C.* type production de paire (à chaque $t = x^4 \gg 0$ correspondent deux valeurs de x^1 etc.).

rencontrent au moment $t \sim 0$, la ligne *B* décrit ainsi l'anéantissement mutuel des deux corpuscules. On comprend alors pourquoi, pour des temps $t > 0$, il n'existe plus aucune intersection, parce qu'il n'existe plus aucune de ces deux particules. La ligne *C* est l'illustration spatio-temporelle du phénomène contraire, c.-à-d. de la création d'une paire à l'instant $t \sim 0$.

The significance of proper-time in the Q.M of the grav. field

Non relativistic particle . Path integral



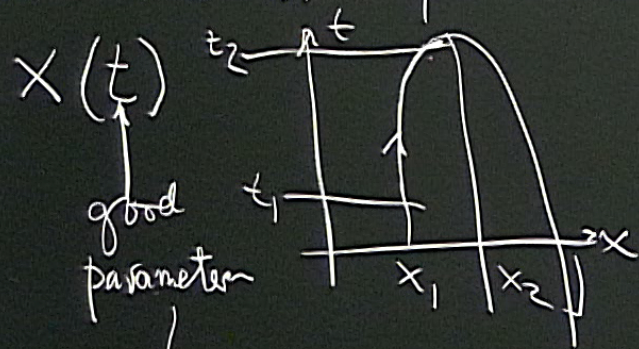
$$\sum e^{iS[x(t)]} = K(2,1)$$

$$K(2,1) = 0 \quad t_2 < t_1$$

$$K \text{ is a Green function}$$

The significance of proper-time in the Q.M of the grav. field

Non relativistic particle . Path integral

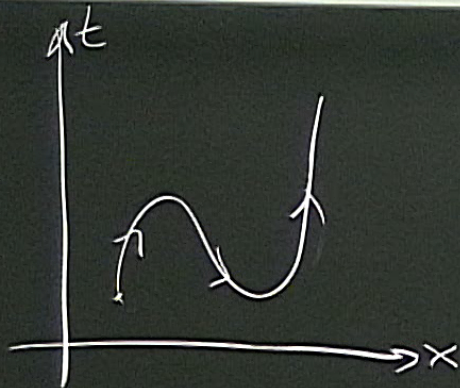


$$\sum e^{iS[x(t)]} = K(2,1)$$

$$K(2,1) = 0 \quad t_2 < t_1$$

$$K \text{ is a Green function}$$

2)



$t(\tau)$
 $x(\tau)$

good
parameter

$$\mathcal{H} = p_t \dot{t} + H(x, p_x, t) \approx 0$$

$$S = \int p_t \dot{t} + p_x \dot{x} - N \mathcal{H}$$

Integrate over x_i, p_x, p_t
AND N

$\tau \rightarrow f(\tau)$ identify endpoints

$$\tau = \tau + \xi(\tau)$$

$$\int_{\tau_1}^{\tau_2} N d\tau$$

gauge invariant

PROPER TIME

$$\delta N \rightarrow \dot{\xi}$$

3) Initial (non parametrized) path integral is recovered if one integrates over positive N

$$\int_0^\infty dN(\tau_2 - \tau_1) \langle z | e^{-iN\mathcal{H}} | 1 \rangle = \frac{1}{p_t + \frac{\vec{p}^2}{2m} - i\epsilon}$$

$N(\tau_2 - \tau_1)$ proper time elapsed

The significance of proper time in the Q.M of the grav. field

relativistic particle

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}^2}{2m} \rightarrow -(\hbar^2 \nabla^2 + m^2)$$

$$K(z,1) = \langle z | \frac{1}{(\hbar^2 \nabla^2 + m^2 - i\epsilon)} | 1 \rangle$$

(POSITIVE PROPER TIMES ONLY)

relativistic particle

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}^2}{2m} \rightarrow -(\hbar^2 \nabla^2 + m^2)$$

$$K(z,1) = \langle z | \frac{1}{(-\hbar^2 \nabla^2 + m^2 - i\epsilon)} | 1 \rangle$$

(POSITIVE
PROPER TIMES
ONLY)

$$\mathcal{H} = \mathcal{P}_t + \frac{\mathcal{P}}{2m} \longrightarrow -(\mathcal{P}^0)^2 + \mathcal{P}$$

$$K(z,1) = \langle z | \frac{1}{(-\mathcal{P}^0)^2 + \vec{\mathcal{P}}^2 + m^2 - i\epsilon} | 1 \rangle$$

(POSITIVE PROPER TIMES ONLY)

Quantized field

ANALOGOUS to NR particle

$$\mathcal{H}(x) = \mathcal{P}_t(x) + E(x)$$

spatial point

energy density (>0)

$$K(z,1) = 0$$

FIELD
 $t_2 - t_1$

it ensures unitarity "in proper time" (Feynman rules) (causality in proper time)
"physical time" unitarity (only forward it) Forward and backwards in "physical" time
FOR THE FIELD does the same

Gravitational field

analog of $x^\mu \longleftrightarrow g_{ij}(x)$ metric of spacetime surface

$$= -(\dot{\vec{r}})^2 + \dot{\vec{r}}^2 m^2$$

$$(weight) \quad \mathcal{H} = \left[\frac{G_0 \pi}{-g} \right] \pi^2 R + 2g \Lambda$$

$$G_{ijkl} = \frac{1}{2} (g_{ij} g_{kl} + \dots) \quad \text{cosm constant}$$

$$\mathcal{H}(x) = \underbrace{p_t(x)}_{\text{spatial point}} + \underbrace{E(x)}_{\text{energy density } (>0)} \quad \left| \begin{array}{l} K(2,1)=0 \\ \text{FIELD} \\ t_2=t_1 \end{array} \right.$$

$$\mathcal{H}_0 = G_{ijkl} \Pi^{ij} \Pi^{kl} + 2g\Lambda$$

(analog of $(-p_0^2) + \vec{p}^2 + m^2$)

$$g_{ij} = g^{1/3} \delta_{ij} \quad \det \delta_{ij} = 1$$

$$T \equiv \sqrt{6} \log g^{1/3}$$

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + gR$$

$$T \equiv \sqrt{6} \log g^{1/3}$$

$$\mathcal{H}_i = -2\pi i \int_V$$

$$[\mathcal{H}_0(x), \mathcal{H}_0(x')] = 0$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 &= -p_T^2 + \frac{\Gamma_{ijk} \pi^i \pi^j \pi^k}{(\gamma_0)} + 2 \Lambda g \\ &= -p_T^2 + \Delta_{(5)} + 2 \Lambda g \end{aligned}$$

$$-g^{(0)} R + 2g^{(0)} \Lambda \Sigma^0$$

$$G_{ijkl} = \frac{1}{2} (g_{ij} g_{kl} + \dots) \quad \text{cosm. constant}$$

$$\mathcal{H}_i = -2\pi i \int_V$$

π
x

$$= p_T^2 + \Delta_{(5)} + 2\Lambda g$$

$$p_T \rightarrow \frac{1}{t} \frac{\partial}{\partial t}$$

$$p \hat{\pi} \tilde{\pi} \rightarrow \Delta$$

↑
dimensional

$$-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \Delta + 2\Lambda g$$

$$-(p^0)^2 + \vec{p}^2 m^2$$

of spacetime
surface

(weight 2) $\mathcal{H} = \frac{G_{ijkl}}{-g} \pi^i \pi^j \pi^k \pi^l + 2g \Lambda \pi^2$

$$G_{ijkl} = \frac{1}{2} (g_i g_j g_k g_l + \dots)$$

cosm. constant

$$\mathcal{H}_i = -2\pi_i \Big|_0 \approx 0$$

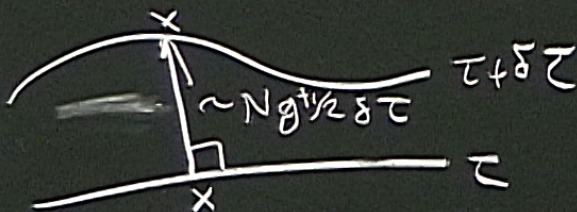
"Free propagator" will be $\prod_x$ of things at each point

"Proper time gauge"

$$\dot{N}=0, \dot{N}^i=0$$

$$N^+ = N g^{-1/2}$$

↑ lapse



$$\partial_\mu \partial^\mu + \underbrace{\frac{\partial x^\mu}{\partial \sigma} \frac{\partial x_\mu}{\partial \sigma}}_{\text{"g"}}$$

! Don't

$\frac{1}{\sqrt{g}}$

$$T \equiv \sqrt{6} \log g^{1/3}$$

$$\mathcal{H}_i = -2\pi^j |_{ij}$$

$$\prod_x$$

$$[\mathcal{H}_0(x), \mathcal{H}_0(x')] = 0$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 &= -p_T^2 + \frac{\Gamma_{ijk} \pi^i \pi^j}{(\gamma_0)} + 2\Lambda g \\ &= -p_T^2 + \Delta_{(s)} + 2\Lambda g \end{aligned}$$

$$|p_T \rightarrow \bar{t} \partial T$$

$$\frac{1}{T} \hat{\pi} \hat{\pi} \rightarrow \Delta$$

$\uparrow$ dimensional

$$-\frac{p_T^2}{\partial T} + \Delta + 2\Lambda g$$

$$G_{ijkl} = \frac{1}{2} (g_{ij} g_{kl} + \dots) \quad \text{cosm constant}$$

$$\mathcal{H}_i = -2\pi^j |_{ij} \approx 0$$

2 " Calculate $\frac{1}{\mathcal{H}_0 + i\epsilon}$

Fourier analysis

a) Fourier transform in "time" $\mathcal{H}_0 = \left(+\frac{\partial^2}{\partial T^2} + \Lambda e^{\sqrt{\frac{3}{2}}T} \right) - \Delta_5$

$$\Delta\psi_\omega = -\tilde{\omega}^2(\lambda)$$

$$= \lambda_+^2 + \lambda_-^2 + \frac{1}{2}$$

$$\tilde{\lambda} \rightarrow 0 \quad \psi_\omega \sim H_{\frac{\omega}{\tilde{\lambda}}} (e^{aT})$$

$$\rightarrow e^{i\omega T}$$

The significance of proper time in the Q.M of the grav. field

"Free propagator" will be $\prod_x$ of things at one point

"Proper time gauge"

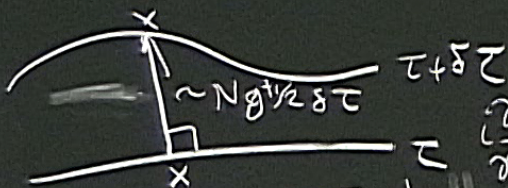
$$\dot{N}=0, \dot{N}^i=0$$

$$N^+ = N g^{-1/2}$$

↑ lapse

$$\Theta_\mu \Theta^\mu + \underbrace{\frac{\partial x^\mu}{\partial \sigma} \frac{\partial x_\mu}{\partial \sigma}}_{\text{"g"}}$$

! Don't



$$(\square^2 + m^2)\phi = i \frac{\partial \phi}{\partial \tau}$$

$$\left\langle \psi \right| = \int \psi^*(x, \lambda) \left| \psi(x, \lambda) \right\rangle d^4x$$

$$= 8(\lambda - \lambda') \left[\langle \psi, \psi \rangle \right] \text{ (Halliwell 'r')}_{\text{Sorkin}}$$

3) "Momentum space"

$K(2,1)$

$$\frac{1}{-\omega_1^2 + \omega^2(n_+, n_-) - i\epsilon}$$

$$\delta(\omega_2 - \omega) \delta(\text{other 3 quantum numbers})$$

positive
adding imaginary
part to the
constant

The significance of proper time in the Q.M of the

3) "Momentum space"

$K(2,1)$

$$-\omega_1^2 + \omega^2(\lambda_+, \lambda_-) - i\epsilon$$

$\delta(\omega_2 - \omega) \delta(\text{other 3 quantum numbers})$

positive
adding imaginary
part to the cosmological
constant

The significance of proper time in the Q.M of the grav. field

