

INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ
INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ



KRAKÓW

ifp RAPORT No 1153 / PH

EFEKT DYLATAACJI
„KWANTOWYCH ZEGARÓW”

ZYGMUNT CHYLIŃSKI

KRAKÓW 1981

EFEKT DYLAACJI "KWANTOWYCH ZEGARÓW"

DILATATION EFFECT OF "QUANTUM CLOCKS"

ЭФФЕКТ ДИЛАТАЦИИ "КВАНТОВЫХ ЧАСОВ"

Zygmunt Chyliński

Instytut Fizyki Jądrowej, 31-342 Kraków

Kraków, październik 1981 r.

**NAKŁADEM INSTYTUTU FIZYKI JĄDROWEJ W KRAKOWIE
UL. RADZIKOWSKIEGO 152**

Kopię kserograficzną, druk i oprawę wykonano w IFJ Kraków

Wydanie I

Zam. 258 / 81

Nakład 85 egz.

Streszczenie.

Relatywistyczny efekt dylatacji czasów życia mikrocząstek wraz z symetrią kwantową obowiązującą ich opis prowadzi do dylematu "kwanty-dylatacja". Jego źródłem jest klasyczna natura teorii względności, która przejawia się tu w klasycznej linii świata zegara, bez której nie daje się wnioskować efektu dylatacji z transformacji Lorentza. Pokazane jest, jak powyższy dylemat można rozwiązać w oparciu o hipotezę kontinuum relacyjnego C_4 , przedstawioną w poprzedniej naszej pracy i przypomnianą tu w głównych zarysach.

Analizujemy dwojakiego rodzaju pomiary interwałów czasowych: bezpośrednie i pośrednie, odpowiadające kolejno: zewnętrznemu kontinuum czasoprzestrzennemu, w którym dokonujemy bezpośredniego pomiaru oraz wewnętrznemu kontinuum relacyjnemu, w którym zanurzone są wewnętrzne struktury mikroobiektów.

Abstract.

The relativistic dilatation effect of the life-time of unstable microparticles combined with quantum symmetry of their description results in the "quantum-dilatation" dilemma. It is due to the classical character of the relativity theory which here reveals itself in the classical world-line of the clock necessary in order to deduce the dilatation effect from the Lorentz transformation. It is shown how to solve this dilemma, basing on the relation continuum C_4 presented in our previous paper and here summed-up in its most important points.

Two types of measurements of time intervals, the direct and indirect one, are analyzed. The former type corresponds to the ex-

ternal space-time continuum, where any direct measurement takes place, and the latter, to the internal relation continuum C_4 , where the internal structures of isolated micro-systems are sunk.

Содержание.

Релятивистский эффект дилатации времени жизни микрочастиц, вместе с квантовой симметрией охватывающую их изображение, ведёт к дилемме "кванты-дилатация". Его источником является классическая натура теории относительности, которая проявляется здесь в классической мировой линии часов, без которой из преобразования Лорентца невозможно заключать эффект дилатации. Здесь показано, как вышеуказанную дилемму можно разрешить базировавшись на гипотезе реляционного континуума C_4 , представленной в предыдущей нашей работе и напомним здесь в главных чертах.

Анализируем два типа измерений интервалов времени: непосредственные и посредственные, соответствующие поочередно: внешнему континууму время-пространства, в котором делаем непосредственное измерение, внутреннему реляционному континууму, в котором погружаются внутренние структуры микрообъектов.

1. Osobliwy charakter czasoprzestrzeni Galileusza.

Celem lepszego zrozumienia, a równocześnie przypomnienia głównych wątków hipotezy kontinuum relacyjnego C_4 [1], wygodnie jest wyjść z teorii nierelatywistycznej /NR/, scharakteryzowanej warunkiem $1/c = 0$ /c - prędkość światła/. Kontinuum C_4 oznaczamy wówczas przez C_4^G , gdzie indeks "G" przypomina, iż zewnętrznym kontinuum Zdarzeń Σ jest czasoprzestrzeń Galileusza.

Celowość wyabstrahowania kontinuum relacyjnego staje się widoczna już na "szkolnym" przykładzie problemu dwóch ciał, który jako najprostszy z możliwych otwiera fundamentalną problematykę wewnętrznej struktury systemów fizycznych. Załóżmy więc, że cząstki-składniki "1" i "2" o masach m_1, m_2 są punktowe i bezspinowe, że mogą ze sobą oddziaływać, ale system "1+2" jako całość pozostaje izolowany. Rozszerzona do kanonicznych, transformacja punktowa o znanej postaci

$$\begin{aligned} \underline{x}^G &= a^G \underline{x}_1 + b^G \underline{x}_2, & \underline{y}^G &= \underline{x}_2 - \underline{x}_1 & /a/ \\ \underline{p}^G &= \underline{p}_1 + \underline{p}_2, & \underline{q}^G &= a^G \underline{p}_2 - b^G \underline{p}_1 & /b/ \end{aligned} \quad /1.1/$$
$$a^G = 1 - b^G = m_1/m, \quad m = m_1 + m_2$$

przekształca problem dwóch cząstek "1", "2" w problem, który z powodu identyczności:

$$H^G = \underline{p}_1^2/2m_1 + \underline{p}_2^2/2m_2 + V/(\underline{x}_2 - \underline{x}_1)^2 =$$

Σ / Przez "Zdarzenie" pisane z dużej litery rozumiemy cztero-punkt, zaś z małej litery - "zdarzenie" - określa realne zdarzenie, rozciągnięte w czasoprzestrzeni.

$$= \left\{ \frac{(\underline{p}^G)^2}{2m} \right\} + \left\{ \frac{(\underline{q}^G)^2}{2\mu} + \frac{v^G (\underline{y}^G)^2}{2} \right\} = \bar{H}^G + \frac{h^G}{\underline{y}^G, \underline{q}^G} / 1,2 /$$

$$/ \mu = m_1 m_2 / m /$$

przyjmuje postać dwóch innych "cząstek", "m" oraz " μ ". Pomimo tej algebraicznej identyczności, osobliwa struktura grupy Galileusza [2] niesie geometryczną implikację o fundamentalnym znaczeniu, z powodu której "m" i " μ " nie można uznać za system dwóch pseudo-cząstek. Istotnie, w nowej parametryzacji H^G staje się sumą dwóch wielkości, \bar{H}^G oraz h^G o różnych własnościach transformacyjnych względem grupy Galileusza G_4 ; \bar{H}^G jest wielkością względną, jak tego wymaga "cząstka m", ale wewnętrzny Hamiltonian h^G jest wielkością absolutną, czyli bezwzględną, stąd " μ " nie można uznać za pseudo-cząstkę. Symetria L_4 czasoprzestrzeni Einsteina-Minkowskiego wyklucza taką addytywność, ponieważ energia systemu izolowanego ma określone własności transformacyjne czwartej składowej cztero-pędu.

Kładziemy akcent na absolutność samych zmiennych $\underline{y}^G, \underline{q}^G$ parametryzujących h^G dzięki czemu jego absolutność manifestuje się form-inwariantnością $h^G / \underline{y}^G, \underline{q}^G /$ względem dziesięcioparametrowej, "relatywistycznej" grupy G_4 Galileusza:

$$h^G / \underline{y}^G, \underline{q}^G / = \text{abs.} = G_4\text{-form-invariant.} \quad /1.3/$$

W problemie N-ciał, do grupy tych transformacji należy w zasadzie dołączyć N-1 warunków jednoczesności cztero-współrzędnych tych cząstek, co w naszym przykładzie ($N = 2$) oznacza $\Delta t^G = t_2 - t_1 = 0$. Jednakowoż, równoczesność jest implicite zawarta w strukturze formalizmu kanonicznego z jego jedynym parametrem numerującym ewolucję

stanu. Ponieważ symetrię kanoniczną postulujemy w dalszym ciągu, jako klucz do prawidłowego "kwantowania" systemów, warunki równoczesności / w wewnętrznym czasie - patrz niżej/ zostają przerzucone na symetrię kanoniczną i nie potrzeba ich osobno formułować.

Absolutna natura parametryzacji y^G skłoniła nas do wyabstrahowania czterowymiarowego kontinuum relacyjnego C_4 , które w granicy NR daje się określić poprzez współrzędne czasoprzestrzenne Galileusza. Wewnętrzna przestrzeń C_3^G napinamy na względnej współrzędnej przestrzennej y^G jak w /1.1/, zaś wewnętrzny czas θ^G , parametryzowany przez zmienną τ^G pokrywa się, z dokładnością do stałej translacji, z absolutnym czasem niutonowskim. W rezultacie na grupę symetrii C_4^G , którą przenosimy na przypadek ogólny kiedy $1/c \neq 0$, składa się trójparametrowa grupa obrotów w C_3^G /bez translacji/ oraz jednoparametrowa grupa translacji w θ^G . Ostatecznie, $C_4^G = C_3^G \otimes \theta^G$ i relacyjne kontinuum posiada czteroparametrową grupę symetrii. Oczywiście, w granicy $1/c = 0$, o której tu mowa, C_4^G jest izomorficzne z kontinuum czasoprzestrzennym G_4 . Przejawem tej izomorfii jest fakt, że C_4^G jak i G_4 operują tymi samymi absolutnymi interwałami:

$$|y^G| = |x_2 - x_1| = r^G = \text{abs.} = C_4^G\text{-inv.} = G_4\text{-inv.} \quad /a/$$

$$\Delta\tau^G = t_2 - t_1 = \Delta t^G = \text{abs.} = C_4^G\text{-inv.} = G_4\text{-inv.} \quad /b/$$

Formalna, w granicy NR, korzyść płynąca z wyabstrahowania kontinuum relacyjnego polega na tym, że czteroparametrowa grupa symetrii C_4^G praw ruchu w C_4^G automatycznie zapewnia zgodność tych praw z galileuszowską zasadą względności, której wyrazem w G_4 jest dziesięcioparametrowa grupa symetrii transformacji Galileusza.

Oczywiście, to osłabienie symetrii praw ruchu stanie się fizycznie istotne dopiero w przypadku $1/c \neq 0$, kiedy kontinuum Minkowskiego L_4 przestaje być izomorficzne z kontinuum relacyjnym C_4 . W konsekwencji, jeśli wewnętrzny Hamiltonian \hat{h}^G ^{x/} jest C_4^G -form-inwariantnym generatorem translacji w wewnętrznym czasie Θ^G , to C_4^G -form-inwariantne równanie Schroedingera

$$i\hbar \partial / \partial \tau^G (\psi^G) = \hat{h}^G (\psi^G) \quad /1.5/$$

czyni zadość galileuszowskiej zasadzie względności. Innymi słowy, grupy symetrii C_4^G i G_4 są grupami wewnętrznej symetrii praw ruchu /1.5/.

Z drugiej strony, absolutność równania /1.5/ wynikająca z absolutności samej parametryzacji w C_4^G powoduje, iż prawo to potraktowane jako wyjściowe zrywa kontakt pomiędzy kontinuum wewnętrznym C_4^G , a zewnętrzną czasoprzestrzenią /tutaj G_4 /, w której dokonuje się każdy bezpośredni pomiar. Ogólnie, tj. przy $1/c \neq 0$, hipoteza C_4 stwarza więc zasadniczy problem nawiązania kontaktu pomiędzy absolutnymi prawami w C_4 , a bezpośrednim pomiarem z zewnątrz, z natury swej sprowadzającym się do stwierdzania kolincydencji zdarzeń w czasoprzestrzeni. Pomimo izomorfii C_4^G i G_4 pouczające jest zilustrować problem kontaktu przykładem, który ujawnia ważką różnicę pomiędzy teoriami klasyczną / $\hbar = 0$ /, a kwantową / $\hbar \neq 0$ /, i równocześnie, w teorii kwantowej, pomiędzy stanami rozproszonymi i związanymi.

Załóżmy, że z równania /1.5/, jako prawa wyjściowego, został

^{x/} Przez \hat{a} będziemy odtąd oznaczać "liczby q ", zaś przez a wartości własne \hat{a} , albo odpowiednie wielkości klasyczne.

wyliczony absolutny kształt elastycznego, różniczkowego przekroju czynnego $d\sigma/d^3q^G$. Ten kształt, tak samo jak równanie /1.5/, pozostaje a priori całkowicie nieskontaktowany z żadnym laboratorium w G_4 . Kontakt ustala dopiero c-liczbowa równość

$$\underline{q}^G = \underline{p}_2^{\underline{x}} = -\underline{p}_1^{\underline{x}} \quad /1.6/$$

wynikająca z /1.1/, gdzie $S^{\underline{x}}$ jest układem odniesienia, w którym $\underline{p}^G = 0$. Właśnie c-liczbowy charakter równości /1.6/ /teoria kwantowa !/ sugeruje nadrzędność kontinuum relacyjnego w stosunku do czasoprzestrzeni, ponieważ naprzód musimy operować zrealizowanym stanem w kontinuum relacyjnym. Ma więc /1.6/ charakter aposterioryczny, tak jak i wynikająca stąd równość

$$d\sigma/d^3q^G = d\sigma/d^3p_2^{\underline{x}} \quad , \quad /1.7/$$

która umożliwia obliczyć przekrój czynny w każdym układzie odniesienia S , i tym samym skontaktować go z wielkością mierzalną w dowolnym laboratorium sparametryzowanym np. wartością \underline{p}_2 .

Nadrzędność C_4 nad czasoprzestrzenią i jej symetrią daje o sobie znać jeszcze dobitniej, jeśli zauważyć, że z operacjonistycznego punktu widzenia równości /1.6/ są dobrze określone, ale tylko dla stanów rozproszonych, z jakimi mamy do czynienia przy określaniu przekroju czynnego. Istotnie, na mocy zasad nieoznaczoności: $\Delta p_k \approx \hbar/\Delta x_k$ / $k=1,2,3$ /, skąd $\Delta x_k \rightarrow \infty$ gdy $\Delta p_k \rightarrow 0$, dokładne wyznaczenie pędów wymaga, by mierzona cząstka dotarła do obszaru asymptotycznego, a więc była w stanie rozproszonym. Jeżeli system "1+2" jest w stanie związanym $\psi/\underline{y}^G/$, wówczas pędy relacyjna Fermiego \underline{q}^G odpowiadające temu stanowi nie są bezpośrednio

nio mierzalne, a absolutny, G_4 -form-inwariantny kształt $\psi/|y^G|$ w C_4^G pozostaje nieskontaktowany z pomiarowym zewnętrzem. Obrazowo, powiedzieć można, że a priori "nie widać" go z zewnętrznej czasoprzestrzeni, co otwiera możliwość hipotezy C_4 . Istotą jej, która daje o sobie znać dopiero gdy $1/c \neq 0$, można wyrazić symbolicznie:

$${}^*Z \supset {}^*W \xrightarrow{\text{Hp. } C_4} {}^*W \supset {}^*Z \quad , \quad \text{/itp. } C_4/$$

jeśli *Z symbolizuje zewnętrzne, a *W wewnętrzne symetrie praw ruchu systemów izolowanych. W obowiązującej dziś teorii zachodzi implikacja ${}^*Z \supset {}^*W$, gdyż symetrię L_4 zewnętrznej czasoprzestrzeni uznaje się za elementarną, a więc obowiązującą prawa ruchu tak w wewnętrznych, jak i zewnętrznych stopniach swobody. Hipoteza C_4 zmienia kierunek implikacji, uznając symetrię L_4 jako wtórną do wewnętrznej symetrii C_4 i uwarunkowaną. Oczywiście, w granicy $1/c = 0$ zamiana implikacji z ${}^*Z \supset {}^*W$ na ${}^*W \supset {}^*Z$ jest pozorna wskutek izomorfii C_4^G i G_4 .

Zakładamy, że symetria C_4 jest identyczna z symetrią C_4^G , co oznacza, że w kontinuum C_4 operujemy dwoma absolutnymi interwałami

$$\begin{aligned} \tau &= |y| = C_4\text{-inv.} = \text{abs.} \neq L_4\text{-inv.} & \text{/a/} \\ \Delta\tau &= C_4\text{-inv.} = \text{abs.} \neq L_4\text{-inv.} & \text{/b/} \end{aligned} \quad \text{/1.8/}$$

Ponieważ przejście graniczne $c \rightarrow \infty$ implikuje przejście od L_4 do G_4 , a z tym skokową zmianę liczby absolutnych interwałów z jednego na dwa, stąd wynika, że kontinuum relacyjne C_4 przestaje być izomorficzne z kontinuum Zdarzeń czasoprzestrzennych L_4 . W relacjach /1.8/ dajemy temu wyraz poprzez stwierdzenie,

że ani r ani $\Delta\tau$ nie są niezmiennikami L_4 . Istotnie, ani r^2 , ani $(\Delta\tau)^2$ nie dają się wyrazić przez jeden absolutny cztero-
interwał

$$x_{\mu}^2 = (x_{2\mu} - x_{1\mu})^2 = \text{abs.} = L_4\text{-inv.} \quad /1.9/$$

Z doświadczalnego punktu widzenia oznacza to, że ani r , ani $\Delta\tau$, a tym samym żaden kształt $F/y, \tau/$ napięty na C_4 , nie mogą być wielkościami mierzalnymi bezpośrednio.

Reasumując, hipoteza C_4 staje się możliwa dzięki skończoności stałej Plancka \hbar , a nowe treści fizyczne może nieść tylko tam, gdzie ingeruje stała uniwersalna c .

2. Asymetria pomiędzy kwantowym obiektem, a klasyczną aparaturą.

Dając wyraz: 1^o kanonicznej symetrii zasad nieoznaczoności oraz 2^o relatywistycznemu związkowi Einsteina masy z energią, stanowiącemu istotę kinematyki relatywistycznej, postulujemy zgodnie z 1^o istnienie wewnętrznego Hamiltonianu \hat{h} jako generatora translacji w τ , który uogólnia \hat{h}^G i w problemie dwóch ciał, zgodnie z 2^o przyjmuje postać: $\mathbb{X}/$

$$\hat{h} = c[(m_1^2 c^2 + \hat{q}^2)^{1/2} + (m_2^2 c^2 + \hat{q}^2)^{1/2}] + v/y^2/ \quad /2.1/$$

$$\hat{h}^G = \lim_{c \rightarrow \infty} (\hat{h} - mc^2) \quad .$$

Wynikłe stąd równanie Schroedingera

$$i\hbar \partial/\partial\tau |\psi\rangle = \hat{h}|\psi\rangle \quad /2.2/$$

jest C_4 -absolutne i rządzi wewnętrznym ruchem systemu "1+2" w C_4 ,

$\mathbb{X}/$ Operujemy stale reprezentacją Schroedingera, w której $\hat{y} = y$, $\hat{q} = -i\hbar \text{grad}_y$.

które uogólnia równanie /1.5/ na przypadek skończonego c . Konsekwentnie, współrzędna relacyjna \underline{y} parametryzuje wzajemne położenie "1" i "2" w C_3 , a relacyjny pęd $\hat{\underline{q}}$ kanonicznie sprzężony do $\hat{\underline{y}}$ uogólnia $\hat{\underline{q}}^G$. Potencjał V uogólnia V^G i nazywamy go potencjałem wewnętrznym. Kształty V , tak jak i \hat{h} , jako napięta na C_4 przedstawiają wielkości bezpośrednio nieobserwowalne. Dlatego też natychmiastowe /w τ / działania na odległość w C_3 , wynikające z wewnętrznego potencjału V nie sprzeciwia się einsteinowskiej zasadzie względności [1]. Antycypując fakt, iż zgodnie z doświadczeniem symetria L_4 pozostanie symetrią zewnętrznego kontinuum Zdarzeń, absolutność kontinuum C_4 oznacza, iż wewnętrzny Hamiltonian \hat{h} pozostanie form-inwariantny względem dziesięcioparametrowej grupy relatywistycznej L_4 , tak samo jak \hat{h}^G pozostaje form-inwariantny względem grupy "relatywistycznej" G_4 Galileusza. Założenie to w sposób oczywisty przeczy pozostawieniu kontinuum L_4 jako elementarnego kontinuum fizycznego, tj. implikacji "Z \supset W" z /Hp. C_4 /. Istotnie, jeśli "Z \supset W", wówczas \hat{h} musi być sparametryzowane we współrzędnych lorentzowskich, przez co traci L_4 -form-inwariantność i ponadto łącznie symetrię kanoniczną. Natomiast wyróżnienie układu odniesienia w L_4 na poziomie równań ruchu, tak jak to po raz pierwszy zaproponował Eddington [3], prowadzi do sprzeczności z einsteinowską zasadą względności, na co od razu zwrócili uwagę Dirac, Peierls i Preis [4].

Przeanalizujemy bardziej szczegółowo niż to miało miejsce w pracy [1] przejście graniczne wyznaczające status zewnętrznej czasoprzestrzeni L_4 jako szczególnego, granicznego przypadku kontinuum C_4 . Należy przy tym rozpatrzyć dwa takie przejścia z przyczyn, które wyjaśnia się w trakcie dyskusji.

1/ Zakładamy, że składnik "1" systemu izolowanego "1+2" oddziaływający z "2" staje się nieskończenie bezwładny, $m_1 \rightarrow \infty$, i aby operować skończonym Hamiltonianem, definiujemy

$$\hat{H} = \lim_{m_1 \rightarrow \infty} (\hat{h} - m_1 c^2) = c(m_2^2 c^2 + \hat{g}^2)^{1/2} + V/\underline{y} \quad /2.3/$$

Nieskończenie ciężka cząstka "1" nie wchodzi do równania ruchu, a po renormalizacji /2.3/ staje na zewnątrz systemu, co pociąga za sobą, że równanie /2.2/ z $\hat{h} \rightarrow \hat{H}$ daje się zrelatywizować w sensie grupy L_4 . W tym celu współrzędne relacyjne $\underline{y}, \underline{\tau}$ identyfikujemy z lorentzowską cztero-współrzedną \underline{x}_2, t_2 cząstki "2" zaprezentowaną w układzie $S^{\mathbb{K}}$ środka mas systemu "1+2" lub, co na jedno wychodzi, w układzie własnym S_1 nieskończenie ciężkiej cząstki "1",

$$\underline{y}, \underline{\tau} = \underline{x}_2, t_2 \quad /2.4/$$

Jak długo mamy do czynienia z cząstką stabilną, przyjęcie czaso-przestrzennego początku układu $S^{\mathbb{K}}$ w "1", jak w /2.4/, jest sprawą umowy - patrz rozdział 4. Nie jest jednak sprawą umowy, że w obecności oddziaływania przejście graniczne $m_1 \rightarrow \infty$ pociąga za sobą to, że nieskończenie ciężka cząstka "1" uzyskuje klasyczną linię świata o równaniu $\underline{x}^{\mathbb{K}} = \text{const.} = \underline{0}$, taką jaką ma każdy matematyczny punkt \underline{x} lorentzowskich układów odniesienia. Następuje więc, jakby "redukcja pakietu falowego" lokalizująca jeden koniec współrzędnej relacyjnej \underline{y} - ten od strony nieskończenie ciężkiej cząstki "1" - na zadanej, klasycznej linii świata w L_4 . W ten sposób rodzi się asymetria pomiędzy klasyczną aparaturą w kontinuum Zdarzeń, a kwantowymi obiektami, których wnętrza mają a priori siedlisko w kontinuum relacyjnym C_4 . Wraz z /2.4/ dokonujemy relatywizacji wewnętrznego potencjału V , określając zewnętrzne pole

wektorowe V_μ takie, że

$$V_\mu^x = /0,0,0; 1V/ . \quad /2.5/$$

Po relatywizacji /2.4/ i /2.5/ równanie /2.2/ z $\hat{h} \rightarrow \hat{H}$ staje się równoważne równaniu Kleina-Gordona w zewnętrznym polu wektorowym:

$$\left[(-i\hbar_0 \nabla_2 - \underline{V})^2 - (i\hbar \partial / \partial t_2 - V_0)^2 + m_2^2 c^4 \right] \psi /x_2, t_2/ = 0, \quad /2.6/$$

gdzie $V_4 = iV_0$. Równanie /2.6/ jest L_4 -kowariantne, a więc zgodne z teorią względności, ale obecność zewnętrznego pola V_μ czyni, że symetria L_4 nie jest jego symetrią wewnętrzną. Rzecz w tym, że swymi różnymi w formie matematycznej reprezentacjami w różnych układach odniesienia w L_4 , zewnętrzne pole V_μ odróżnia te układy między sobą - parametryzuje je, tak jak np. wartości P_μ . W szczególności, układ S^x jest tym, w którym centrum sił "1" spoczywa i dlatego V_μ^x staje się statyczne jak w /2.5/.

ii/ Drugim, szczególnie ważnym przypadkiem granicznym ujawniającym, iż zewnętrzne kontinuum /Zdarzeń/ ma symetrię L_4 jest przejście do strefy asymptotycznej w C_3 , przy założeniu, że

$$\frac{V/y/}{r} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 0 \quad /r = |y|/ . \quad /2.7/$$

Tak jak w przypadku i/ założymy, że $m_1 \rightarrow \infty$, z tym, że teraz, kiedy cząstki "1" i "2" nie oddziałują ze sobą, założenie to stawia bardzo skromne wymaganie. Sprowadza się ono do tego, żeby na zewnątrz swobodnego systemu-cząstki "2" istniał świat o bezwładności nieskończenie większej od m_2 . Nazwiemy je założeniem istnienia aparatur pomiarowych, które muszą być ciężkie i "klasyczne" [5].

Podobnie jak w przypadku i/ określamy zrenormalizowany Hamil-

tonian \hat{H} różniący się od /2.3/ tylko tym, że nieobecne jest w nim pole oddziaływania V_A . W rezultacie, w obszarze asymptotycznym równanie /2.2/ przyjmie postać równoważną równaniu Kleina-Gordona /2.6/ z $V_A = 0$, czyli

$$\left[\nabla_{\underline{y}}^2 - (1/c^2) \partial^2 / \partial \tau^2 - (m_2 c / \hbar)^2 \right] \psi / y, \tau / = 0. \quad /2.7/$$

Brak zewnętrznego pola sprawia, że równanie /2.8/ staje się L_4 -form-invariantne, a więc symetria L_4 staje się jego symetrią wewnętrzną. L_4 -form-invariantność równania /2.8/ pozwala na zidentyfikowanie współrzędnych relacyjnych $/y, \tau /$ z lorentzowskimi współrzędnymi $/x_2, t_2 /$ cząstki "2" w dowolnym układzie S w L_4 . Nieobecność oddziaływania w /2.8/ sprawia, że "redukcja pakietu falowego", która w obecności centrum sił wytwarza jedną, określoną linię świata tego centrum, tutaj przeradza się we wszystkie /klasyczne/ lorentzowskie układy odniesienia. Innymi słowy, jedna nieskończenie ciężka cząstka "1" w strefie asymptotycznej, stąd nie oddziaływająca z resztą świata, kryje pod sobą wszystkie nieskończenie ciężkie /klasyczne/ aparaty pomiarowe zdolne dokonać bezpośredniego pomiaru - redukcji pakietu falowego. W przeciwieństwie do zewnętrznego pola V_A w skończoności, fizyczne charakterystyki laboratoriów nie ingerują eksplicite w prawa ruchu, ponieważ znajdują się w nieskończoności. Ich utajone istnienie daje tylko o sobie znać poprzez symetrię L_4 zewnętrznego kontinuum Zdarzeń. W rezultacie, wszystkie wielkości, które w danym eksperymencie dają się wyznaczyć, muszą być /a posteriori/ zrelatywizowane, co ilustrowaliśmy w pracy [1].

Przypomnijmy pokrótce, jak hipoteza C_4 rozwiązuje problem skontaktowania wnętrza z zewnętrzem przy pomocy procedury,

która nazwalismy [1.] relatywizacją a posteriori. Wiemy już, że symetria L_4 obowiązuje strefę asymptotyczną, a tym samym opisa każdej cząstki w stanie rozproszonym, w którym, z definicji, dociera ona do tej strefy. Przypuśćmy, że jest to cząstka złożona "M" składająca się z N "jednostek" /np. kwarków/ w stanie związanym, Niech stan ten będzie stanem własnym operatora absolutnej masy \hat{h}/c^2 do wartości własnej M oraz kwadratu wewnętrznego momentu pędu \hat{j}^2 do wartości własnej $\hbar^2 s(s+1)$ / $s=0, 1/2, 1, \dots$ /. Ten stacjonarny stan w C_4 przyjmuje postać absolutnego, L_4 -form-inwariantnego kształtu

$$|M, s\rangle = \psi_{M, s} / y_1, \dots, y_{N-1} / \exp[-(1Mc^2 \tau / \hbar)] . \quad /2.9/$$

Mozna pokazać, ale wymaga to osobnego omówienia, że w problemie N ciał, kiedy $N \geq 3$, istnieją różne, niezomorficzne ze sobą przestrzenie konfiguracyjne tych systemów. Dla naszych obecnych rozważań wystarczy wiedzieć, że w każdej z tych przestrzeni, współrzędne relacyjne "y" dostarczają absolutnej parametryzacji wszelkim strukturom wewnętrznym systemów izolowanych. W fazie opisu cząstki "M" danej stanem /2.9/ pozostaje ona całkowicie nieskontaktowana z pomiarowym zewnętrzem L_4 . Jednakowoż, masa M i spin s cząstki "M" stanowią jej osobliwe charakterystyki wewnętrzne, które automatycznie "widać" z zewnątrz. Rozumiemy przez to, iż dowolnie precyzyjne pomiary tych wielkości dają się wykonać w obszarze asymptotycznym, równocześnie znikomo zaburzając stan cząstki sprzed pomiaru - patrz rozdział 5. Takie charakterystyki wewnętrzne cząstki "M" jak M oraz s będziemy w związku z tym nazywać "klasyczo-podobnymi" i jako takie, muszą one być bezpośrednio zrelatywizowane, jak to ma miejsce z każdą wielkością w teorii klasycznej / $\hbar = 0$ /

Pamiętajmy bowiem, że teoria klasyczna musi zaniedbać fizyczny aspekt pośredników informacji o strukturze badanego obiektu, gdyż dysponuje "klasycznymi fotonami" [6], tj. światłem klasycznych równań Maxwella. Pakiet falowy takiego światła może być dowolnie "ostro" zlokalizowany, a równocześnie nieść dowolnie małą porcję energii i pędu. W rezultacie każda struktura musi być a priori zrzucona na to samo kontinuum $/L_4/$, w którym istnieją "klasyczne fotony". Z chwilą gdy Einstein odkrył kwant świetlny z jego energetyczno-pędową naturą $/M \neq 0/$, taką jaką ma każda inna cząstka, "klasyczne fotony" straciły rację bytu, tak jak w teorii względności straciły ją sygnały o ponadświetlnych prędkościach. Z tą chwilą otworzyła się możliwość hipotezy C_4 wraz z przeciwstawieniem sobie charakterystyk "klasyczno-podobnych" charakterystyk "kwantowo-podobnych". Przez te drugie rozumiemy wewnętrzne charakterystyki "M", których poznanie - w przeciwieństwie do poznania pierwszych - wymaga penetracji w strukturę cząstki "M". Do takiej penetracji zdolne są jedynie drugie mikro-objekty w procesie "kwantowego" zderzenia z "M".

W naszym przykładzie /2.9/ wewnętrzna struktura $\psi_{M,s}/"y"/$ będzie "kwantowo-podobna", stąd zanurzona w C_4 , natomiast faza stanu /2.9/ niosąca informację o masie "M" jest wielkością "klasyczno-podobną" i jako taka musi być bezpośrednio zrelatywizowana. Oczywiście, w dzisiejszej teorii scharakteryzowanej wynikiem $"Z \supset W"$, wszystkie charakterystyki muszą być bezpośrednio zrelatywizowane, co w proponowanej nomenklaturze oznacza, iż wszystkie je traktuje się jako "klasyczno-podobne".

Bezpośrednią relatywizację fazy stanu /2.9/ dokonujemy poprzez przypisanie cząstce "M" globalnej cztero-współrzędnej X_4 ,

$X_{\mu} = /X, ict/$ oraz cztero-pędu $P_{\mu} = /P, iE/c/$; $P^2 = -M^2c^2$.

W rezultacie:

$$\phi = \text{abs.} = -Mc^2\sigma/\hbar = C_4\text{-inv.} = P_{\mu} X_{\mu} / \hbar = L_4\text{-inv.} \quad /2.10/$$

Z "klasyczo-podobnej" charakterystyki spinu będzie zdawać sprawę amplituda: A_s , tak jak to czyni w obecnej teorii. Dysponując charakterystykami $\{M, \alpha\}$ oraz parą kanonicznych współrzędnych \hat{X}, \hat{P} i czasem t łatwo podać kanoniczną realizację algebry Poincaré'go dla jednej cząstki swobodnej "M", do której nie wchodzi oczywiście żadne charakterystyki "kwantowo-podobne" [7]. W ten sposób, poprzez charakterystyki "klasyczo-podobne", dokonujemy skontaktowania cząstki "M" jako całości z L_4 -zewnętrzem. Jej "kwantowo-podobna" struktura wewnętrzna $\Psi_{M,s}/y_1, \dots, y_{N-1}/$ pozostaje "ukryta" w C_4 . Ewentualne ujawnienie wewnętrznej struktury "M" jest uwikłane w szczególży "kwantowego" zderzenia "M" z drugim mikro-objektem, co ilustrowaliśmy w pracy [1]. Jeżeli założyć, że stan cząstki "M" jako całości jest stanem własnym operatora pędu $\hat{P} = -i\hbar \text{grad}_X$, do czego przymusza /2.10/, wówczas częściowo zrelatywizowany stan cząstki "M", w miejsce /2.9/ przyjmie postać

$$|P; M, s\rangle = A_s \Psi_{M,s}/y_1, \dots, y_{N-1}/ \exp[i(P_{\mu} X_{\mu} / \hbar)]. \quad /2.11/$$

Warto zauważyć, że w zasadzie, żaden pomiar nie może wykluczyć istnienia wewnętrznej struktury "punktowej" cząstki "M", ukrytej w C_4 .

3. Symetria kwantowa a efekt dylatacji.

Zacznijmy od przytoczenia standardowego wywodu efektu dylatacji sekundy, pamiętając, że układy odniesienia postulują istnienie sztabek mierniczych i punktowych zegarów, które odkrywają sy-

metrię L_4 kontinuum Zdarzeń. Niech dwa układy S i S^* w L_4 poruszają się wzdluż równoległych do siebie osi z - z^* ze stałą prędkością V . Wówczas

$$\Delta t = \Gamma (\Delta t^* + V \Delta z^* / c^2) \quad ; \quad \Gamma = (1 - V^2 / c^2)^{-1/2} \quad . \quad /3.1/$$

Założmy, że "zegar wędrówca" spoczywa w S^* , co w formalizmie klasycznym $\dot{X} = 0$ pociąga za sobą, iż ma on "ostrą" linię światła w L_4 o równaniu $z^* = z_0^*$. Wówczas z /3.1/ otrzymujemy że

$$T = \Delta t = \Gamma \Delta t^* = \Gamma \overset{0}{T} \quad , \quad /3.2/$$

gdzie $\overset{0}{T}$ jest interwałem czasu własnego "wędrójcy", a T jego miarą w układzie, w którym "wędrójce", co wyraża efekt dylatacji.

W teorii respektującej symetrię kwantową, stan spoczynku dowolnej cząstki, w szczególności zegara, oznacza iż jest ona w stanie własnym pędu. Wynika stąd, że $P_z^* = 0$, a więc $\Delta P_z^* = 0$ i z zasady nieoznaczoności, $\Delta z^* \approx \hbar / \Delta P_z^* = \infty \neq 0$. Nieokreśloność przestrzennej lokalizacji "kwantowego zegara" w spoczynku przekreśla możliwość dedukcji efektu dylatacji z czaso-przestrzennej transformacji Lorentza /3.1/. Mając na uwadze, że opis kwantowy jest kompletny, a z drugiej strony, że efekt dylatacji jest potwierdzony ponad wszelką wątpliwość i to przede wszystkim przez niestabilne mikro-cząstki /"kwantowe zegary"/, jesteśmy zmuszeni opisywać zegary stosownymi pakietami falowymi. Jak staramy się pokazać, nie rozwiązuje to dylematu "kwanty-dylatacja", który naszym zdaniem odzwierciedla ogólny konflikt "kwanty-relatywistyka" wynikający z klasycznej natury teorii względności.

Jeżeli Δz^* jest nieoznaczonością położenia zegara w S^* w odpowiednim pakiecie falowym, wówczas, aby z /3.1/ otrzymać efekt

dylatacji, trzeba by:

$$\Delta t^x \gg v \Delta z^x / c^2 \approx (v / \Delta F_z^x) (\hbar / c^2) \approx (v / \Delta v^x) (\hbar / M_A c^2). \quad /3.3/$$

Tutaj M_A jest masą zegara "A", zaś $\Delta v^x = \langle (v^x)^2 \rangle^{1/2}$ nieoznaczonością jego prędkości w S^x , w którym zegar ten "średnio" spoczywa, tj. $\langle v^x \rangle = 0$. Oczywiście, $\Delta v^x \ll v$, gdyż w przeciwnym razie czynnik Lorentza Γ określający dylatację stałby się nieokreślony. W typowych doświadczeniach nierówność /3.3/ jest naogół dobrze spełniona i chyba tym należy tłumaczyć, że nie spotyka się jej w literaturze. Tymczasem, jeżeli symetrię L_4 uważać za elementarną, a tak stawia to obecna teoria: /"2. \supset W"/, to w zasadzie, czyli w tzw. "eksperymentie pomyślanym" $\pi/$, Δt^x może przyjmować dowolną, w szczególności dowolnie małą wartość. Skoro tak, to nierówność /3.3/ musi pociągać za sobą przejście graniczne

$$\hbar / M_A c^2 \longrightarrow 0. \quad /3.4/$$

W ramach teorii klasycznej $\hbar = 0$ jak i NR $\hbar/c = 0$, warunek /3.4/ jest spełniony, niezależnie od wartości masy zegara: $M_A \neq 0$ i dlatego mł. w tych teoriach kontinuum Zdarzeń L_4 bądź G_4 musi pozostać elementarne, stąd uniwersalne. Inaczej w teorii uwzględniającej skończoność stałej \hbar/c . Tutaj jedynym sposobem zadośćuczynienia warunkowi /3.4/ jest zmierzanie z masą zegara do nieskończoności:

$\pi/$ Mistrz mój ś.p. profesor J. Weyssenhoff słusznie zwracał uwagę, że tzw. "Gedankenexperiment" należy tłumaczyć na "eksperyment pomyślany", a nie "eksperyment myślowy", jak się to naogół czyni. Nie chodzi tu bowiem o ćwiczenie szarych komórek, a ich właściwe użycie w doświadczeniu, które jest do pomyślenia, ponieważ pozwalają na to zasady obowiązującej teorii.

$$M_A \longrightarrow \infty$$

/3.5/

Pozostaje to w zgodzie z rozważaniami z rozdziału 2 nad genezą symetrii kontinuum L_4 , jak i wnioskami z prac [1] i [8]. W tej ostatniej pokazaliśmy, że w teorii uwzględniającej skończoność M/c analogiczny warunek /3.5/ towarzyszy bezpośrednio, dokładnemu pomiarowi długości miarki o masie M_A . Tak więc, w teorii respektującej skończoność M/c , czyli z punktu widzenia mikrofizyki, miarki i zegary lorentzowskich układów odniesienia kryją pod sobą nieskończenie bezwładne obiekty.

Jakkolwiek w wielu szczególnych sytuacjach warunek /3.5/ może być zbyt wymagający, trzeba go rozumieć jako warunek teoretyczny, który dowodzi, że konstruowanie pakietów nie rozwiązuje dylematu "kwanty-dylatacja". "Kwantowe zegary" mają masę skończoną, a co więcej, istnieją krótkożyłowe cząstki, dla których spełnienie warunku /3.3/ nie jest możliwe - patrz rozdział 5.

Zanim zaproponujemy rozwiązanie tego dylematu w oparciu o hipotezę kontinuum C_4 , celowe jest wskazać na jego źródło w komplementarnym opisie pędowo-energetycznym. Chcąc dać wyraz wewnętrznej-absolutnej naturze niestabilności cząstki "M" musimy przyjąć, że jej niezmiennicza masa M jest rozmyta dookoła pewnej wartości $\overset{\circ}{M}$. Weźmy pod uwagę falę płaską, tj. stan własny operatora pędu \hat{P} cząstki "M" w ustalonym z góry układzie S:

$$|P; M, s\rangle = A_s \exp[i/M(\underline{P}\underline{X} - Et)] = A_s \exp[i/M(\underline{P}_\gamma \underline{X}_\gamma)]. \quad /3.6/$$

Jeden niezmienniczy interwał x-owy w geometrii L_4 przejawia się w reprezentacji pędowej tym, że operujemy tu również jedną wielkością L_4 -inwariantną, a to masą M , gdzie $M^2 = -E_\gamma^2/c^2$. W

rezultacie, rozmycie masy M musi pociągać za sobą rozmycia pędu \underline{P} , jak i energii E , co najlepiej widać kładąc

$$\underline{P}_\mu = M U_\mu, \quad U_\mu = \gamma \underline{v}, \quad \gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2} \quad (3.7)$$

Tutaj U_μ jest cztero-prędkością i pomimo rozmycia masy, prędkość \underline{v} , a co za tym idzie U_μ mogą być wielkościami "ostro" określonymi. W przeciwnym razie, musielibyśmy zakwestionować stan spoczynku "M" w układzie, w którym $\underline{v} = 0$. Stąd, i na mocy /3.7/ otrzymujemy

$$\Delta \underline{P}^L = \Delta M \gamma \underline{v}, \quad \Delta E^L = \Delta M \gamma c^2, \quad (3.8)$$

gdzie indeks "L" wskazuje, iż powyższe nieoznaczoności mają swe źródło w symetrii L_4 . Jedną z konsekwencji /3.8/ jest, iż rozmycie /nieoznaczoność/ czasowe ΔT^L doznaje kontrakcji, a nie dylatacji, jak tego się wymaga:

$$\Delta T^L = \Delta T / \gamma = \Delta T \sqrt{1-v^2/c^2}, \quad \Delta T = \Delta T^L \gamma = \Delta T^L / \sqrt{1-v^2/c^2} \quad (3.9)$$

Jest to przejawem tego samego dylematu od strony komplementarnej, tj. energetyczno-pędowej.

Do praw. łowego efektu dylatacji doszlibyśmy zakładając ad hoc, że rozmycie masy M nie powoduje rozmycia pędu \underline{P} , a tylko rozmycie energii $E = c(M^2 c^2 + \underline{P}^2)^{1/2}$. Istotnie, jeśli położyć

$$\Delta \underline{P} = 0, \quad \text{skąd: } \Delta E = \Delta M c^2 / \gamma \neq 0 \quad (3.10)$$

$$\gamma = E / M c^2 = (1 + \underline{P}^2 / M^2 c^2)^{1/2},$$

wówczas

$$\Delta T = \Delta T^L \gamma = \Delta T^L E / M c^2, \quad (3.11)$$

zgodnie z efektem dylatacji. Oczywiście, postawienie dwóch warun-

ków: $\Delta P = 0$ oraz $\Delta E \neq 0$ stoi w sprzeczności z symetrią L_4 dysponującą tylko jednym inwariantem M i dlatego prowadzi do wyróżnienia układu S sprzecznego z einsteinowską zasadą względności.

Zwracamy ponownie uwagę na ważną różnicę pomiędzy teorią klasyczną a kwantową, która odegra istotną rolę w rozwiązaniu dylematu "kwanty-dylatacja" w oparciu o "kwantowe" kontinuum C_4 . Otóż w teorii klasycznej pęd jest a priori "liczbą c ", stąd musi zależeć od masy M i dlatego rozycie masy musi powodować rozmycie pędu. Tak więc, abstrahując od niespójności z symetrią L_4 , teoria klasyczna $M = 0$ wyklucza założenie /3.10/. Tymczasem w teorii kwantowej pęd jest operatorem $\hat{P} = -i\hbar \text{grad}_x$, który a priori nie zależy od M , a to - ponownie abstrahując od symetrii L_4 - dopuszcza założenie /3.10/.

Ponieważ w geometrii C_4 dysponujemy dwoma absolutnymi interwałami, a co za tym idzie, dwoma niezależnymi wielkościami jakimi są Q^2 i wewnętrzna energia \mathcal{W} systemu, stąd symetria C_4 dopuści stany własne operatora relacyjnego pędu $\hat{Q} / \Delta Q = 0$, które równocześnie będą miały rozmytą energię wewnętrzną $\mathcal{W} / \Delta \mathcal{W} \neq 0$.

4. Cząstka niestabilna w kontinuum C_4 :

Z punktu widzenia geometrii C_4 dylemat "kwanty-dylatacja" wynika stąd, że proces rozpadu cząstki "M" jest w istocie swej dynamiczny, gdy tymczasem symetria L_4 jest jedynie symetrią kinematyczną asymptotyki. Tak więc, opis cząstki niestabilnej musi łamać tę symetrię, ponieważ cząstka niestabilna rozpada się zanim dotrze do obszaru asymptotycznego L_4 .

Ponieważ zagadnienie dwóch ciał jest w geometrii C_4 elementarne /zagadnienie jednego ciała w geometrii L_4 jest tylko jego

szczególным przypadkiem/, dlatego problem czasu życia jednej cząstki "M" musimy zamienić na problem czasu życia systemu dwuciałowego "M+A". Aby jednak nie zmienić fizyki rozpadu "M", a tylko uzyskać ramy geometrii C_4 do opisu rozpadu "M" zakładamy, że pomocnicza cząstka "A" jest: i/ stabilna o masie M_A oraz ii/ nie oddziałuje z "M". Pomimo dowolności "A", nie wolno jej zamienić na matematyczne układy odniesienia parametryzujące pustą czasoprzestrzeń L_4 , jak to ma miejsce w przypadku cząstki swobodnej i stabilnej. Wyabstrahowanie pustego L_4 w wyniku zaniedbania realności cząstki "A", w przypadku "M" niestabilnej, acz swobodnej, sprowadziłoby nas napowrót do dylematu "kwanty-dylatacja".

Rozpatrzmy więc Hamiltonian \hat{h} systemu "M+A" o postaci

$$\hat{h} = c(M_A^2 c^2 + \hat{Q}^2)^{1/2} + (\hat{\mathcal{X}}^2 + c^2 \hat{Q}^2)^{1/2} \quad , \quad /4.1/$$

gdzie $\hat{\mathcal{X}}$ jest wewnętrznym Hamiltonianem odpowiedzialnym za strukturę wewnętrzną cząstki "M" w C_4 . Gdyby wewnętrzny stan "M" był stanem związanym stabilnie oraz stanem własnym operatora $\hat{\mathcal{X}}$ do wartości własnej $\overset{0}{M}c^2$ wówczas, jak wiemy z [1], kinematyka C_4 systemu "M+A" wynikająca z Hamiltonianu $\hat{h}/\hat{\mathcal{X}} \rightarrow \overset{0}{M}c^2/c$ dała by się przetłumaczyć na równoważną jej kinematykę dwóch cząstek swobodnych i stabilnych $\overset{0}{M}$ i "A" w L_4 . W przypadku "M" niestabilnej stan "M+A" w C_4 musi być stanem superponowanym ze stanów własnych operatora \hat{h} przynależnych do różnych wartości własnych M operatora $\hat{\mathcal{X}}/c^2$, co, jak pokazujemy w przypisie, wykracza poza symetrię L_4 cząstek swobodnych. Generatory grupy Poincaré'go muszą mieć do czynienia z cząstkami swobodnymi o "ostro" określonych masach, a więc, stabilnymi [9]. W rezultacie, musimy operować

klasą Hamiltonianów $\hat{h}/M/$ z różnymi wartościami M , gdzie

$$\hat{h}/M/ = c[(M_A^2 c^2 + \hat{Q}^2)^{1/2} + (M^2 c^2 + \hat{Q}^2)^{1/2}] . \quad /4.2/$$

Stosownie do /4.2/, wartości własne operatora $\hat{h}/M/$, które oznaczają wewnętrzną energię $\mathcal{H}/M/$ systemu "M+A" przyjmują postać

$$\mathcal{H}/M/ = c[(M_A^2 c^2 + \underline{Q}^2)^{1/2} + (M^2 c^2 + \underline{Q}^2)^{1/2}] . \quad /4.3/$$

Jak już było powiedziane, w geometrii C_4 nie ma żadnego związku /geometrycznego/ pomiędzy dwoma absolutnymi wielkościami M i \underline{Q}^2 . Dlatego stan superponowany z różnych wartości M może pozostać stanem własnym operatora \hat{Q} , a więc stanem, w którym $\Delta \underline{Q} = 0$:

$$| \underline{Q} \rangle = A \exp[1/\mathcal{H}(\underline{Q}, \underline{Y})] \int dM f/M/ \exp[-1/\mathcal{H}(\mathcal{H}/M/\tau)] , \quad /4.4/$$

gdzie \underline{Y} jest relacyjną współrzędną pomiędzy "M" i "A". W szczególności, jeśli na $f/M/$ przyjąć rozkład Breita, tj.:

$$f/M/ = (1/2\pi) \frac{1}{(M - \overset{\circ}{M}) + i\Delta M/2} . \quad /4.5/$$

to, jak należało się spodziewać, wskutek identyczności

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dM f/M/ \exp[-1/\mathcal{H}(Mc^2\tau)] = \Theta/\tau/ \exp[-1/\mathcal{H}(\overset{\circ}{M}c^2\tau)] \exp(-\tau/2\overset{\circ}{T})$$

$$\overset{\circ}{T} = \mathcal{H}/\Delta Mc^2 , \quad /4.5/$$

mamy do czynienia z jedno-eksponencjalnym prawem rozpadu. Tutaj $\Theta/\tau/$ jest funkcją "schodkową"

$$\Theta/\tau/ = \begin{cases} 1 & \text{dla } \tau > 0 \\ 0 & \text{dla } \tau < 0 \end{cases} , \quad /4.7/$$

która przesądza, iż chwila $\tau = 0$ wewnętrznego czasu τ jest

chwila narodzin czastki. Podstawiajac /4.5/ do pakietu /4.4/ i zakladajac jak zawsze, ze $\Delta M \ll \overset{\circ}{M}$ otrzymujemy

$$|\underline{Q}\rangle = A \exp\left[\frac{1}{M}(\underline{Q} \cdot \underline{Y} - \overset{\circ}{M}/\tau)\right] \Theta/\tau / \exp(-\tau/2T) \quad /4.8/$$

$$T = \Gamma \overset{\circ}{T}, \quad \Gamma = (1 + \underline{Q}^2/\overset{\circ}{M}^2 c^2)^{1/2}.$$

Z analitycznej postaci $\overset{\circ}{M}/\tau$ z /4.3/ wynika, ze a posteriori zachodzi c-liczbowa koincydencja: wartosci wlasnych

$$\underline{Q} = \underline{P}^x = - \underline{P}_A^x, \quad /4.9/$$

analogiczna do NR /1.6/ i tak jak tam, rozwiazujaca /a posteriori/ problem skontaktowania C_4 -wnetrza z L_4 -zewnetrzem systemu "M+A". Układ S^x ponownie oznacza układ środka masy systemu "M+A", w którym całkowity pęd znika. W konsekwencji, czynnik Γ z /4.8/ pokrywa się z czynnikiem Lorentza czastki "M" w układzie S^x .

Ze struktury stanu $|\underline{Q}\rangle$ z /4.8/ wynika, ze

$$\langle \underline{Q} | \underline{Q} \rangle = \text{const. } \Theta/\tau / \exp(-\tau/T), \quad /4.10/$$

stad T określa C_4 -absolutny czas zycia systemu "M+A" w stanie $|\underline{Q}\rangle$, którego niestabilność pochodzi li-tylko z niestabilności jego swobodnego składnika "M". Ponieważ na mocy /4.9/ bieg czasu wewnętrznego pokrywa się z biegiem czasu zewnętrznego w S^x , stad, w tłumaczeniu na typowy język jedno-czastkowy doświadczenia, czas zycia czastki "M" doznaje wydłużenia: czynnikiem Lorentza odpowiadającym prędkości pomiędzy układem S^x i układem własnym czastki "M", co oznacza efekt dylatacji.

Efekt dylatacji jawi się w C_4 jako absolutny-relacyjny, a nie względny, jak w teorii względności. Rzecz w tym, ze hipoteza

kontinuum C_4 z jej przeciwstawieniem zewnętrznego kontinuum Zdarzeń, wewnętrznemu kontinuum absolutnych relacji, zabrania traktować zamiennie "klasyczne" ciężkie aparaty z "kwantowymi" mikroobiettami, jak to implikuje teoria względności siłą swej klasycznej natury.

Warto zauważyć, że druga z równości /4.9/, $Q = -P_A^x$, dostarcza dodatkowego argumentu na rzecz hipotezy C_4 jako rozwiązującej dylemat "kwanty-dylatacja". Istotnie, cząstka pomocnicza "A", będąc stabilna, ma "ostro" określoną masę M_A i dlatego jej lorentzowski pęd P_A nie może mieć wewnętrznego roznycia, tj.: $\Delta P_A = 0$. Ale właśnie, wskutek /4.9/ prowadzi to do $\Delta Q = \Delta P_A^x = 0$ na co pozwala geometria C_4 przy równoczesnym roznyciu masy M .

Ponieważ cząstki "M" i "A" nie oddziałują ze sobą, dlatego bez ograniczenia ogólności, a jedynie dla uproszczenia dalszych wywodów, przyjmijemy że $M_A = c_0$. Podkreślamy, bo łatwo tu wpaść w pułapkę standardowego myślenia w schemacie "Z \supset W" zamiast "W \supset Z", że pozostajemy w schemacie geometrii C_4 , pomimo że absolutne relacje c-liczbowe geometrii C_4 pokrywają się tu z c-liczbowymi lorentzowskimi w układzie własnym nieskończenie ciężkiego laboratorium "A". W schemacie geometrii L_4 - "Z \supset W" - oznaczałoby to wyróżnienie matematycznego układu własnego $S_A = S^x$, co jest sprzeczne z einsteińską zasadą względności. W geometrii C_4 zarzut ten nie jest aktualny, ponieważ odpowiednie charakterystyki liczbowe będą dotyczyły absolutnych relacji "M" do "A", i te nie podlegają symetrii L_4 , a tylko symetrii C_4 .

Aby operować wielkościami skończonymi, odrzucając niemierzalne nieskończoności, określamy zrenormalizowaną energię wew-

wnętrzną

$$E = \lim_{M_A \rightarrow \infty} (\sqrt{M} - M_A c^2) = c(M^2 c^2 + \underline{Q}^2)^{1/2} \quad /4.11/$$

oraz zrenormalizowaną fazę stanu /4.8/, odejmując od niej nieskończoną wartość $M_A c^2 / M$. Ponadto, na mocy /4.9/ oraz przejścia granicznego $M_A \rightarrow \infty$, relacyjny pęd \underline{Q} pokryje się z pędem \underline{P} cząstki "M" w S_A . W końcu, dla przejrzystości zapisu, będziemy odtąd opuszczać indeks "A" stawiając $S_A = S$, ale pamiętając, że wszystkie skalarne wielkości są C_4 -absolutne, a tylko a posteriori ich c-liczbowe wartości pokrywają się z odpowiednimi lorentzowskimi w układzie $S = S_A$. W rezultacie

$$\begin{aligned} \underline{Q} &= \underline{P}, \quad E = c(M^2 c^2 + \underline{P}^2)^{1/2} & /a/ \\ \underline{Y} &= \underline{X} + \underline{a}, \quad \underline{T} = t + a_0 & /b/ \end{aligned} \quad /4.12/$$

gdzie \underline{X}, t oznacza czasoprzestrzenne współrzędne cząstki "M" w S , zaś \underline{a}, a_0 / cztery rzeczywiste stałe. W przeciwieństwie do równości pomiędzy pędami /4.12 a/, odpowiednie koincydencje /a posteriori/ x-owe /4.12 b/ zachodzą z dokładnością do translacji \underline{a}, a_0 . Swoboda translacji wynika stąd, że czasoprzestrzenny początek układu S jest całkowicie nieskontaktowany z systemem "M+A", natomiast ruch wewnętrzny tego systemu jest skontaktowany z S , czemu dają wyraz równości /4.12 a/. Oczywiście, wiąże się to ściśle z tym, że cztero-punkt w L_4 podlega transformacji L_4 niejednorodnej, podczas gdy cztero-pęd - transformacji jednorodnej, co jest przyczynkiem do poruszanej w [1] asymetrii "x-p" w L_4 znanej w relatywistycznej teorii pola [10]. Ostatecznie

$$|\underline{Q}\rangle \rightarrow |\underline{P}\rangle = A \exp\{i/M[\underline{P}(\underline{X} + \underline{a}) - E(t + a_0)]\} \exp[-(t + a_0)/2T]. \quad /4.13/$$

Widzimy stąd, że translacja przestrzenna a jest niemierzalna i dlatego, bez fizycznego znaczenia. To samo dotyczyłoby translacji czasowej a_0 , gdyby nie czynnik tłumiący $\exp(-t/2T)$, który wraz z czynnikiem "obcinającym" $\Theta/t+a_0/$ powoduje, że stała a_0 nabiera znaczenia fizycznego, o czym będzie mowa w rozdziale 5, w dyskusji nad bezpośrednim pomiarem czasu życia cząstki "M". Oczywiście, gdyby $T = \infty$, tj., gdyby "M" była stabilna, wówczas kładąc $a_0 = \infty$ - co jest sprawą czystej umowy - i odejmując niemierzalną nieskończoność $(-a_0 E/M)$ w fazie /4.13/, otrzymalibyśmy stan $|P\rangle$ identyczny ze standardowym, jedno-cząstkowym stanem cząstki "M" czyniącym zadość symetrii L_4 . Tak więc po wyeliminowaniu wielkości niemierzalnych stan $|P\rangle$ naszego niestabilnego systemu "M+A" przyjmie postać

$$|P\rangle = A \exp\{i/M(\underline{P}X - Et)\} \Theta/t+a_0/ \exp(-t/2T) \quad /4.14/$$

zdejdujący sprawę z C_4 -absolutnego efektu dylatacji.

Jest oczywiste, że w miejsce cząstki /laboratorium/ "A" można od początku wziąć inne laboratorium A' , określając odpowiedni do /4.14/ stan $|P'\rangle$, ustalający C_4 -absolutne relacje wewnętrzne kwantowego systemu "M+A". Oczywiście, w miejsce czasu życia $T = \Gamma^0 T$ dostaniemy $T' = \Gamma'^0 T$ opisujący dylatację czasu stosownym czynnikiem Lorentza Γ' w zgodzie z doświadczeniem i teorią względności. Pomimo tej zgodności, zachodzi wiadoma już nam różnica w interpretacji geometrycznej efektu, odzwierciedlająca przeciwstawienie kwantowej potencjalności w C_4 klasycznej aktualizacji w L_4 , jeżeli posłużyć się terminologią Heisenberga lub Focka: "kwantowa potencjalność", "aktualizacja zdarzeń" [11].

Hipoteza C_4 nadaje temu przeciwstawieniu sens geometryczny, którego nie ma ono w teorii względności, gdzie każda realność fizyczna musi być a priori zrzucona na uniwersalne kontinuum L_4 "aktualnych" Zdarzeń.

5. Bezpośrednie i pośrednie pomiary czasów życia.

Z natury geometrii C_4 wynika, iż absolutny kształt opisany funkcją $F/y, \tau/$ nie jest mierzalny bezpośrednio, ponieważ znaczyłoby to, że przedstawia on kształt w czasoprzestrzeni L_4 . Do wewnętrznych kształtów $F/y, \tau/$ zanurzonych w C_4 możemy mieć dostęp jedynie pośredni, tj. poprzez pomiary bezpośrednie stosowanych wielkości w reprezentacji pędowo-energetycznej [1]. Typowym przykładem pośredniego pomiaru interwału przestrzennego, który w myśl hipotezy C_4 reprezentuje interwał w wewnętrznej przestrzeni C_3 , jest pomiar promienia r_N nukleonu. Znając elastyczny form faktor $\tilde{G}/\tilde{t}/$ nukleonu w reprezentacji pędowej, gdzie \tilde{t} jest zmienną Mandelstama określającą niezmienniczy przekaz cztero-pędu /do kwadratu/, otrzymujemy [12]

$$r_N = \langle \underline{y}^2 \rangle^{1/2} = \text{abs.} = \sqrt{-6\tilde{G}^2/0/} = L_4\text{-inv.} \cdot /5.1/$$

W zgodzie z C_4 -absolutnym charakterem interwału r_N daje się on wyrazić poprzez L_4 -niezmiennik $\tilde{G}^2/0/$ w reprezentacji pędowej. Nie ma więc sensu pytać, w którym z układów odniesienia w L_4 promień r_N określa rozmiary nukleonu, ponieważ tak jak r z /1.8/ oznacza on absolutny interwał w C_3 , gdzie nukleon istnieje. Natomiast, do specyfikacji układu, w którym r_N miałby charakteryzować rozciągłość przestrzenną nukleonu zmusza nas obecna teoria bazująca na L_4 jako na elementarnym kontinuum /"Z \supset W"/, natra-

fiając na znane dobrze niespójności [12].

Zauważmy ponadto, że pośredni pomiar r_N wymaga wyznaczenia tylko jednego parametru $\tilde{G}'/0/$, podczas gdy pomiar bezpośredni, np. długości miarki w L_4 , musi polegać na wyznaczeniu dwóch "zdarzeń brzegowych", wewnątrz których znajduje się mierzony interwał. Uwaga powyższa dotyczy tak samo pomiarów pośredniego i bezpośredniego interwałów czasowych. Istotnie, pośredni pomiar czasu życia jako interwału czasu wewnętrznego wymaga wyznaczenia również tylko jednego parametru ΔE , jako że

$$T = h/\Delta E . \quad /5.2/$$

W zgodzie z naturą kontinuum wewnętrznego C_4 , w którym istnieją "kwantowo-podobne" wewnętrzne struktury systemów izolowanych, pośrednie pomiary interwałów przestrzennych /5.1/ i czasowych /5.2/ nie wymagają, ani nie przesądzają odpowiedzi na pytanie "gdzie znajdują się obiekty-nośniki tych interwałów" - jeżeli odpowiedź miałaby implikować ich lokalizację w L_4 . Obecność stałej Plancka tak w /5.1/, jak i w /5.2/ dowodzi, samą analizą wymiarową, pośredniego charakteru pomiarów obu tych interwałów. W teoriach klasycznych $h = 0$ obydwa interwały znikają, a wraz z nimi znika możliwość samej hipotezy "kwantowego" kontinuum relacyjnego C_4 .

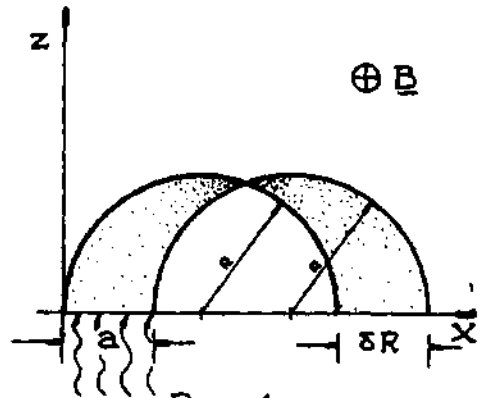
Rozpatrzmy pokrótce ważną kwestję dotyczącą bezpośrednich pomiarów pędowo-energetycznych, która na pierwszy rzut oka wygląda jakby miała prowadzić do wewnętrznej sprzeczności. Wydaje nam się, że wyjaśnienie, iż tak nie jest odsłania wielką finezję komplementarnej Natury. Rzecz w tym, że bezpośrednie pomiary asymptotycznych pędów, w ostatniej instancji, muszą się również sprowadzić do stwierdzania lepiej czy gorzej zlokalizowanych zdarzeń.

Tymczasem

$$\Delta P_y \approx \hbar / \Delta x_y \begin{cases} \Delta x_y \rightarrow \infty \\ \Delta x_y \rightarrow 0 \end{cases} \quad , \quad /5.3/$$

i dokładny pomiar $P_y / \Delta P_y \rightarrow 0$ wymaga, by stosowne zdarzenia były nieskończenie rozmyte w L_y . W przeciwnym razie, niekontrolowany przekaz cztero-pędu ΔP_y do "bazy" [13] /aparatury/ wyklucza możliwość dokładnego wyznaczenia P_y . Następujący "pomyślany eksperyment" pozwala rozwiązać ten węzeł odwołując się do podwójnego przejścia granicznego.

Przypuśćmy, że dana jest cząstka "M" o masie M i ładunku e , której pęd \underline{P} chcemy /bezpośrednio/ zmierzyć. Cząstkę "M" przepuszczamy przez szczelinę o szerokości a - rys.1 - a z praw elektrodynamiki otrzymujemy, że:



Rys. 1

$$P = eBR/c \quad /P = |P|, \quad B = |B|/ \quad . \quad /5.4/$$

Ponieważ szerokość szczeliny a musi być "bardzo" duża, żeby mało zaburzyć x-ową składową pędu, dlatego błąd w wyznaczaniu z-owej składowej pędu - rys.1 - sprowadza się do niedokładności wyznaczenia promienia krzywizny R toru cząstki "M", za którą odpowiada przede wszystkim szerokość szczeliny a : $\delta R = a$. W rezultacie,

$$\begin{aligned} \delta P_x &\approx \hbar/a \quad , \quad \delta P_y \approx \hbar/b \quad /a/ \\ \delta P_z &\approx (eB/c) \delta R \approx (eB/c) a \quad . \quad /b/ \end{aligned} \quad /5.5/$$

Dla skompletowania pędu wprowadziliśmy y-ową szerokość szczeliny

b , nie uwidocznioną na rysunku. Z /5.5/ widzimy, że dokładny pomiar P_x i P_y wymaga by $a \rightarrow \infty$ oraz $b \rightarrow \infty$, natomiast dokładny pomiar P_z wymaga, żeby natężenie pola magnetycznego \underline{B} dążyło do zera i to na tyle szybko, że iloczyn (aB) dąży do zera, przy $a \rightarrow \infty$. Tak więc:

$$B \sim a^{-1-\epsilon} \xrightarrow{a \rightarrow \infty} 0 \quad / \epsilon > 0 / \quad . \quad /5.6/$$

Ostatecznie wynika stąd, że dokładny pomiar P_z jest w zasadzie możliwy, a co więcej, że P_z jest wielkością "klasyczo-podobną", jak to było założone, ponieważ pomiar P_z może dowolnie mało zaburzyć stan "M" sprzed pomiaru $/B \rightarrow 0/$.

W pierwszej kolejności zajmijmy się bezpośrednim pomiarem czasu życia cząstki "M" wychodząc z ustalonego układu-laboratorium "A" wyznaczającego absolutną relację "M" do "A". Dowolny bezpośredni pomiar czasu życia cząstki "M" musi iść w parze z wyznaczeniem /przynajmniej/ dwóch "zdarzeń brzegowych", które nb. wyznaczą stałą a_0 określającą chwilę narodzin "M" w zewnętrznym czasie laboratoryjnym $/L_A/$. Żeby "brzegowe zdarzenia" były rejestrowalne, muszą pozostawić po sobie ślad, co oznacza, że musi zajść nieelastyczny proces związany z wymianą energii pomiędzy "M" a środowiskiem "A". Jeżeli przez δE oznaczymy wielkość tej wymienionej energii, dla prostoty wspólną dla obu "brzegów", wówczas

$$\delta t \approx \hbar / \delta E \quad /5.7/$$

określa minimalne rozmycie czasowe "brzegowych zdarzeń". Tak więc bezpośredni pomiar czasu życia T wymaga by:

$$T = \hbar / \Delta E \gg 2 \delta t \approx 2 \hbar / \delta E \quad , \quad \text{lub:} \quad \delta E \gg \Delta E \quad . /2.8/$$

Należy pamiętać, że w wyrażeniu $E = c(M^2 c^2 + \underline{P}^2)^{1/2}$ na energię cząstki "M" /w S/ rozmycie energii ΔE pochodzi z nieoznaczoności masy M przy ustalonym \underline{P}^2 , natomiast rozmycie δE z nieoznaczoności pędu \underline{P} - ściślej \underline{P}^2 - przy ustalonym M, tak jak to ma miejsce w "zwykłym" pakiecie falowym formowanym przez L_k -zewnętrze. Ze względu na statystyczny charakter pomiaru każdej mikro-własności jak i na sam efekt dylatacji, możliwość wyznaczenia czasu życia T wymaga ponadto, aby czynnik Lorentza Γ był dobrze określony, a więc żeby:

$$\Delta M/M \ll 1 \quad /a/ \quad \text{oraz} \quad \sqrt{\underline{P}^2} \ll \underline{P}^2 \quad /b/ \quad . \quad /5.8/$$

Jeżeli jeszcze uwzględnić warunek /3.3/, to nierówność /5.8 a/ wymaga doprecyzowania. Zakładając jak w /3.3/, że $\Delta v^x \ll v$ i identyfikując Δt^x z $T = \hbar/\Delta Mc^2$, warunek /3.3/ przyjmie postać

$$\Delta M/M \ll v^x/v \ll 1 \quad . \quad /5.8 a'/$$

Bardzo często warunki /5.7/ i /5.8/ są doskonale spełnione automatycznie. Zawdzięczamy to m. in. temu, że rozmycie energii δE wynika z oddziaływania "M" z typowym, "atomowym" środowiskiem jest stosunkowo "duże" - rzędu elektronowoltów. W rezultacie, odpowiadające mu rozmycie czasowe $\delta t \approx \hbar/\delta E$ jest rzędu $(10^{-16} - 10^{-15})$ sekundy, a więc "małe" w skali pikosekundowych zdolności rozdzielczych jakie dziś osiągamy.

Sytuacja ulega zmianie z chwilą kiedy czasy życia T stają się bardzo krótkie, jak to ma miejsce z "nowymi" cząstkami niestabilnymi w fizyce wysokich energii. Rozmycie ich mas, naogół rzędu wielu megaelektronowoltów, odpowiada czasom życia T rzędu $(10^{-24} -$

- 10^{-23}) sekund. W tym czasie, nawet "skrajnie relatywistyczna" cząstka z czynnikiem Lorentza 10^5 zdolna jest średnio przelecieć zaledwie odległość rzędu średnicy atomu, stąd rejestracja "zdarzeń brzegowych" staje się w tym "atomowym" środowisku niemożliwa. W tej sytuacji pomiar tak krótkich czasów życia musi być wykonany pośrednio, tj. poprzez odwołanie się do równości /5.2/.

Zauważmy, że pomiar bezpośredni rzutujący T na czas zewnętrzny poprzez rejestrację dwóch "zdarzeń brzegowych", zdolny jest wyznaczyć stałą translacji a_0 z /4.14/. Z drugiej strony, pomiar pośredni T pozostawiający T interwałem czasu wewnętrznego, jak w stanie (Q) z /4.8/ zanurzonemu w C_0 , wymaga pomiaru tylko jednego parametru ΔE , gdyż nie zawiera parametru a_0 .

Przypatrzmy się typowemu pomiarowi pośredniemu krótkich czasów życia, który polega na pomiarze masy niezmienniczej N produktów rozpadu cząstki "M", gdzie $N \gg 2$. Wyznaczenie krzywej populacji tych rozpadów w funkcji niezmienniczej masy M pozwala wyznaczyć takie charakterystyki jak masę M^0 oraz jej rozmycie ΔM . Zakładamy, że cząstki-produkty rozpadu są stabilne i jako takie osiągają strefę asymptotyczną L_0 , gdzie ich cztero-pędy $P_{K\mu}$ / $K = 1, 2, \dots, N$ / dają się bezpośrednio i dokładnie zmierzyć. Przyjmując prawa zachowania energii i pędu otrzymujemy

$$W = Mc^2 = \left[\left(\sum_{K/1}^N E_K \right)^2 - c^2 \left(\sum_{K/1}^N \underline{P}_K \right)^2 \right]^{1/2} = (E^2 - c^2 \underline{P}^2)^{1/2}. \quad /5.9/$$

Z wyznaczonej w ten sposób szerokości linii ΔM , na mocy /5.2/ otrzymujemy własny czas życia T^0 cząstki "M" równy

$$T^0 = h/\Delta W = h/\Delta Mc^2, \quad /5.10/$$

jako że w układzie własnym cząstki "M" mamy $\Delta E = \Delta W$.

Fakt, iż powyższa procedura prowadzi do wyznaczenia własnego czasu życia $\overset{0}{T}$, omijając problem dylatacji, pochodzi stąd, że kombinacja pędów i energii w /5.9/ określa jednocząstkowy niezmiennik lorentzowski M. Stanowi to klucz w poszukiwaniu nowych cząstek, ale równocześnie wyznaczenie M jest podyktowane samym mechanizmem tworzenia cząstek "M", który nie zapewnia im monoenergetyczności. Rzecz w tym, że jednocząstkowy niezmiennik M gubi statystyczne rozrzuty wielkości E i \underline{P} branych z osobna, odkrywając w ten sposób kwantowo-indywidualne rozmycie masy odpowiedzialne za czas życia. Oczywiście, skalary E i \underline{P}^2 , każdy z osobna, są również niezmiennikami lorentzowskimi, ale dwuciałowymi, tak np. jak zmienna "s" Mandelstama dwóch cząstek. W naszym przypadku, jedną z nich jest cząstka "M", a drugą, nieskończenie ciężkie laboratorium.

Nie ulega wątpliwości, że gdyby w "pomyślanym eksperymencie" mieć do czynienia z zespołem cząstek "M" o tym samym \underline{P}^2 , wówczas uzyskany rozrzut energii ΔE miałby czysto kwantowo-indywidualne pochodzenie i na mocy /5.9/ otrzymalibyśmy

$$T = W/\Delta E = (W/\Delta Mc^2) \Gamma = \Gamma \overset{0}{T} , \quad /5.11/$$

w zgodzie z efektem dylatacji. Nie sposób bowiem wątpić, że efekt dylatacji obowiązuje cząstki krótkożyciowe, jak i długożyciowe, kiedy jest on znakomicie potwierdzony w pomiarach bezpośrednich. Jeżeli tak, to efekt dylatacji "kwantowych zegarów" trzeba uznać za popierający hipotezę kontinuum relacyjnego C_4 .

Na zakończenie zauważmy, że problem niestabilności cząstki można równie dobrze sformułować w znany sposób, odwołując się do

zespólnych "mas": $M = \overset{\circ}{M} - i\Delta M/2$ [14]. Harmoniczne drganie $\exp[-1/M(\overset{\circ}{M}c^2\tau)]$ stanu stacjonarnego przechodzi wraz z zamianą $\overset{\circ}{M}$ na M w jedno-eksponencjalne tłumienie tego stanu, jak to ma miejsce w /4.8/ albo /4.14/. Natomiast dylemat "kwanty-dylatacja" ujawniłby się wówczas poprzez zespoloną wartość pędu \underline{P} , co prowadziłoby do eksponencjalnego "wybuchu" kwazi-stacjonarnego stanu $|\tilde{P}\rangle$ dla $|\underline{X}| \rightarrow \infty$. Łatwo zauważyć, że ów "wybuch" $|\tilde{P}\rangle$ wynika bezpośrednio z relatywizacji równoczesności, a więc z symetrii L_4 czasoprzestrzeni.

Przypis.

Cząstka niestabilna, a algebra Poincaré'go.

Aby pokazać, że cząstka swobodna "M", ale z rozrytą masą zdającą sprawę z jej niestabilności, wychodzi poza kinematykę L_4 wystarczy rozpatrzyć cztery generatory grupy L_4 w ich - z założenia - kanonicznej realizacji. Dla jednej cząstki o "ostro" określonej masie $\overset{\circ}{M}$ generator translacji w czasie \hat{H} /Hamiltonian/ oraz trzy generatory "bustu" \hat{K}_s przyjmują znaną postać [7]

$$\hat{H} = c(\overset{\circ}{M}^2c^2 + \hat{P}^2)^{1/2} \quad \text{/I/}$$

$$\hat{K}_a = (1/2c^2)(\hat{H}\hat{X}_a + \hat{X}_a\hat{H}) + \frac{\epsilon_{31k} \hat{P}_1 S_k}{\hat{H} + \overset{\circ}{M}c^2} - \hat{P}_a t \quad ,$$

gdzie \hat{P} jest pędem /generatorem translacji w przestrzeni/, a S_k trzema macierzami spinu $\overset{\circ}{M}$. Zgodnie z algebrą Poincaré'go, te cztery generatory spełniają relacje komutacji

$$[\hat{K}_a, \hat{H}] = i\overset{\circ}{M} \hat{P}_a \quad \text{/II/}$$

"Rozmycie" masy $\overset{\circ}{M}$, $\overset{\circ}{M} \rightarrow M$, wymaga wprowadzenia funkcji spektralnej $g/M/$, która ma maksimum w punkcie $M = \overset{\circ}{M}$ określającym masę cząstki niestabilnej "M", takiej że $\int dM g/M/ = 1$. Oczywiście, dla $g/M/ = \delta/M - \overset{\circ}{M}/$ odtwarzamy cząstkę stabilną " $\overset{\circ}{M}$ ". Stosownie do powyższego, w miejsce \hat{H} określamy uśredniony operator

$$\hat{\overset{\circ}{H}} = c \int dM g/M/ (M^2 c^2 + \hat{\underline{P}}^2)^{1/2}, \quad /III/$$

który stosownie zmodyfikuje generatory "bustu"; $\hat{K}_s \rightarrow \hat{\overset{\circ}{K}}_s$. Zachowując, rzecz jasna, kanoniczne relacje komutacji pomiędzy \hat{X}_k a \hat{P}_j ; $[\hat{X}_k, \hat{P}_j] = i\hbar \delta_{kj}$, łatwo znaleźć, że:

$$[\hat{\overset{\circ}{K}}_s, \hat{\overset{\circ}{H}}] = (i\hbar \hat{P}_s) \hat{\overset{\circ}{I}} / \hat{\underline{P}}^2, \overset{\circ}{M}/, \quad \text{gdzie} \quad /IV/$$

$$\hat{\overset{\circ}{I}} / \hat{\underline{P}}^2, \overset{\circ}{M}/ = \int dM \int dM' g/M/ g/M' / \left[\frac{1 + \hat{\underline{P}}^2 / M^2 c^2}{1 + \hat{\underline{P}}^2 / M'^2 c^2} \right]^{1/2}.$$

Jednakowoż, w ogólnym przypadku całka $\hat{\overset{\circ}{I}} / \hat{\underline{P}}^2, \overset{\circ}{M}/$ jest różna od jedynki, a więc uśredniane generatory cząstki niestabilnej nie spełniają algebry Poincaré'go. Oczywiście, dla $g/M/ = \delta/M - \overset{\circ}{M}/$ $\hat{\overset{\circ}{I}} = 1$ i /IV/ pokrywa się z /II/.

Złamanie symetrii L_4 przez uśredniane generatory jest tylko innym przejawem dyskusowanego w pracy dylematu "kwanty-dylatacja".

L i t e r a t u r a .

- [1] Z.Chyliński, Raport 1145/PH IFJ-Kraków, czerwiec 1981 r.
- [2] J.M.Lévi-Leblond, in "Group Theory and its Application", Vol. II ed.by E.M.Loeb1 /Acad.Press, NY 1971/.
- [3] A.S.Eddington, Proc.Camb.Phil.Soc., 35 /1939/ 186.
- [4] P.A.M.Dirac, R.E.Peierls and M.H.L.Pryce, Proc.Camb.Phil.Soc., 38 /1942/ 193.
- [5] N.Bohr, in "Atomic Theory and the Description of Nature" Cambridge Univ.Press 1934; Dialectica 1 /1948/ 312.
- [6] Z.Chyliński, "Studia Filozoficzne" 3 /1966/ 19.
- [7] B.Bakamjian and L.H.Thomas, Phys.Rev., 92 /1953/ 1300.
- [8] Z.Chyliński, Nukleonika, 1 XIII /1968/ 23.
- [9] L.L.Foldy, Phys.Rev., 122 /1961/ 275.
- [10] L.Landau and R.E.Peierls, Z.Physik, 69 /1931/ 56,
W.P.Bierestecki, E.M.Lifszyc, L.P.Pitajewski, "Relatywistyczna Teoria Kwantów", Izd."Nauka", Moskwa 1971 p.15.
- [11] W.Heisenberg in "Quantum Theory and its Interpretation" in "Niels Bohr" /S.Rozental/ North-Holland, Wiley NY 1967,
W.Fock, Usp.Fiz.Nauk, 45 /1951/ 162.
- [12] S.Drell and F.Zachariasen in "Electromagnetic Structure of Nucleons", North-Holland Publ.Comp.Amsterdam 1968.
- [13] N.Bohr, in "Atomic Physics and Human Knowledge", John Wiley Inc., NY 1958.
- [14] L.Landau, E.Lifszyc, "Mechanika Kwantowa", PWN Warszawa 1958 p.503.