Q = O. – grawitacja

Marian Rogoziński

POGLĄDOWY MODEL GRAWITACJI I BEZWŁADNOŚCI

18/1987

WARSZAWA 1987

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 20 czerwca 1986 r.

IPPT PAN

N a p r a w a c h r ę k o p i s u

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 140 egz. Ark.wyd.0,99 Ark.druk. 1,5
Oddano do drukarni w kwietniu 1987 r.
Nr zamówienia 285/87

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul. Śniadeckich 8

Marian Rogoziński

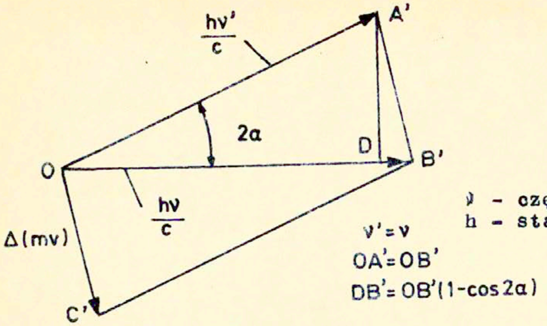
POGLĄDOWY MODEL GRAWITACJI I BEZWŁADNOŚCI

Streszczenie

Przypomina się występowanie doświadczalnych i obserwacyjnych faktów, których interpretacja prowadzi do wniosku, że grawitacja nie jest absorbowana, ale hipotetyczne cząstki Lesage'a /poniżej nazywane grawitonami L/ ulegają rozpraszaniu ([8]). Odrzut materii, na której to rozpraszanie zachodzi, zgodnie z przyjętym modelem - stanowi grawitację ([9]). W niniejszej pracy wykazano, że przy założeniu oddziaływania pomiędzy grawitonem L i jądrem atomowym odwrotnie proporcjonalnego do trzeciej potęgi ich wzajemnej odległości - grawitacja obliczona jako wspomniany odrzut jest w przybliżeniu proporcjonalna do masy jądra. Zależność taka jest zgodna z doświadczeniem.

Rozważania uwzględniają zmianę pędu wiązki początkowo równolegle biegnących grawitonów L przy przejściu przez obszar współśrodkowej z danym jądrem kuli o promieniu takim, że rozpraszanie poza tym obszarem jest pomijalne. Odległości od jądra przyjmuje się zastępując trajektorie rozpraszanych grawitonów L równolegle przesuniętymi ramionami kątów rozpraszania.

Tak więc dzięki unowocześnionej hipotezie Lesage'a makropola grawitacyjne o nieznanej strukturze zastępuje się mikropolami i, być może, trudności kwantowania uda się uniknąć.



ν - częstotliwość fali
h - stała Plancka

Rys.1.

"Grawitacja jako odkształcenie przestrzeni była wiarygodnym pojęciem, chociaż pojęcie to nie zawierało w sobie najmniejszej aluzji co do natury i pochodzenia samej grawitacji; dlaczego obecność materii powinna wywierać wpływ na "przestrzeń" pozostawało bez wyjaśnień".

E.A. Milne, 1935 /Przekład M. Hellera, [13] /.

Myśli te, innymi słowami, wypowiadałem już na łamach HT /np. [9], str.18, szp.2-3/, a także w pracach Instytutu Podstawowych Problemów Techniki [8] nr 73/79 jako moje własne /jakimi zresztą były rzeczywiście/. Nie wiedziałem jednak /i przepraszam za to Czytelników/, że były one drukowane już wcześniej. Sądzę, że w pewnej mierze tłumaczy mnie bogactwo literatury na temat grawitacji i fakt, że sięgając do źródeł o przeszło półtora wieku wcześniejszych, ograniczyłem się do pobieżnego przeglądu.

Co prawda obiektywność wymaga, aby dodać, że Michał Heller, autor książki, z której zaczerpnięty został cytat umieszczony tutaj na wstępie, odnosi się krytycznie do tego cytatu i domagania się Milne'a "wglądu" /insight/ do zjawisk, gdyż zdaniem Hellera "chodziło więc o zdrowy rozsądek wykształcony na fizyce klasycznej". M. Heller sugeruje więc, że takie rozumienie jest niemożliwe. Ale temu przecież przeczy właśnie "odkurzona" hipoteza Lesage'a i model grawitacji i bezwładności /HT [6] , [7], [8], [9] /str.18-19/ z odparciem zarzutów [10], [11] , a także tutaj poniżej/. Model ten, miejmy nadzieję, może posłużyć do usunięcia /lub wyjaśnienia/ jednego lub więcej postulatów ogólnej teorii względności.

Przypomnijmy. K.F. Bottlinger, astronom niemiecki, dla wyjaśnienia anomalii w obserwacjach astronomicznych, związanych z zaćmieniami zaproponował w 1912r. zastosowanie wzoru znanego dla absopcji fal elektromagnetycznych, tj. funkcji wykładniczej - do grawitacji. Tę samą zależność dla grawitacji, być może niezależnie od Bottlingera, zaproponował w 1919r. Q. Majorana, profesor fizyki w Turynie, przy czym, co znacznie więcej, dla określenia współczynnika "absorpcji" grawitacji przeprowadził ze swymi współpracownikami szereg doświadczeń, wymagających dużego nakładu pracy i środków materialnych [1], [2]. W czasie zaćmienia słonecznego 30-go czerwca 1954r. R. Tomaschek, astronom angielski czeskiego pochodzenia stwierdził, że współczynnik "absorpcji" λ osiąga co najwyżej wartość 1000 razy mniejszą od znalezionej w doświadczeniach Q. Majorany /1920-21/ [3], [4] / (λ jest określone wzorem $g = g_0 \exp\left(-\int \lambda \delta \, dl\right)$, gdzie g rzeczywiste natężenie grawitacji, jeśli "promień" grawitacji przechodzi na drodze $\int dl$ przez warstwę materii o gęstości δ, a g_0 natężenie grawitacji w tym samym punkcie bez warstwy materii na drodze "promienia"). Jak wytłumaczyć tak wielką rozbieżność? /Piszący te słowa nie znalazł w literaturze żadnych wyjaśnień i dlatego podaje poniżej swoje własne z pozycji tutaj już wymienionych/. Czy można zaprzeczyć bardzo starannym i długotrwałym, wielokrotnym doświadczeniom Majorany, przeprowadzanym w różnych układach? Nawet i wtedy nie wyjaśnilibyśmy wszystkiego. Za uchwytnością zjawiska, a Majorana otrzymał właśnie wartości bardzo małe, przemawiają także doświadczenia z wahadłami w czasie zaćmień Słońca, przeprowadzone przez Maurice'a Allais /we Francji/ ([17], [18], [19], [20]), a także, niezależnie od powyższych, przez Saxl'a i Allena w USA([21]).

Aby zrozumieć istotę zjawiska, tłumaczącą tak wielkie rozbieżności wyników, trzeba się cofnąć myślą o niemal dwa wieki wstecz /od chwili obecnej/. W tym czasie George Louis Lesage, uczony szwajcarski, potomek francuskich hugonotów, wysunął hipotezę, że we wszystkich kierunkach biegną cząstki nazwane przez niego "corpuscules ultramondains" /"cząstki pozaświatowe"/ i są one przez ciała materialne przesłaniane, wskutek czego ciała te się na wzajem przyciągają, jak gdyby od strony nieosłoniętej strumień tych cząstek uderzał z większą siłą. Sposób oddziaływania tych cząstek na materię, o ile mi wiadomo, nie był przez Lesage'a bliżej sprecyzowany. Hipoteza ta, początkowo nagrodzona, później została odrzucona, zapewne wskutek zbyt mechanistycznego pojmowania hipotetycznych cząstek. Zarzuty przeciw niej zebrane są w książce A.F. Bogorodskiego [12]. Koronnym zarzutem przeciw hipotezie jest, że cząstki wywoływałyby nagrzewanie się ciał. Przyjmuje się przy tym zazwyczaj, że energia grawitacji jakoby miała się przetwarzać w cieplną. Jest to niesłuszne, gdyż pozostaje ona mechaniczną, a w ciepło przekształca się tylko w bardzo nieznacznym stopniu. Według obliczenia omówionego w [11], str.30 wzrost temperatury byłby mniejszy niż 10^{-4}K /i to w razie idealnej izolacji cieplnej/ w ciągu roku. /Por.Dodatek III, str.19/.

Ale wróćmy do sprzeczności wniosków wyciągniętych z obserwacji grawimetrycznych /pola ciężkości/ w czasie zaćmienia Słońca i bezpośrednich doświadczeń Majorany. W czasie obserwowanego zaćmienia Słońca Ziemia znajdowała się tylko częściowo w półcieniu /i pełnym cieniu/. Już niewielka część jej masy poza półcieniem /i cieniem/ powoduje, że grawimetr wskazuje zmianę przyciągania słonecznego wywołaną zaćmieniem. Jeśli jednak cała Ziemia znajdzie się w obszarze półcienia grawitacyjnego, wówczas jako swobodnie unosząca się ulegnie przyśpieszeniu odpowiadającemu osłabieniu przyciągania słonecznego,ale grawimetr odpowiedniej siły nie wskazuje, gdyż doznaje przyśpieszenia wraz z Ziemią, wskazuje jedynie siłę pływową. Mówiąc inaczej, Ziemia jak sputnik znajduje się w stanie nieważkości w polu grawitacji słonecznej i dlatego pole to nie działa na grawimetr w sposób bezpośredni. Jednak ze względu na znaczne wymiary Ziemi występują siły pływowe, wynikłe z różnicy odległości Słońca od środka masy Ziemi i od grawimetru. Wielka odległość od Słońca sprawia, że te siły pływowe są ok. 10^4 razy mniejsze od bezpośrednich [8], [5] , gdyż siły pływowe maleją z trzecią potęgą wzrostu odległości ciał, a nie z drugą jak grawitacja, tak np.słoneczne przyśpieszenie /pływowe/ - siła pływowa na jednostkę masy - na Ziemi ma pionową składową $v_s = g/19200000$ [5], gdzie g przyśpieszenie ziemskie.

Biorąc pod uwagę, że Ziemia jest widoczna z Księżyca pod kątem zaledwie ok.2^o, wnioskujemy, że strumień grawitonów nadlatujących od Słońca /a raczej ich niedoboru/ ulega rozproszeniu obejmując w czasie gdy grawimetr znajduje się w półcieniu - całą Ziemię.

Małe wartości współczynnika "pochłaniania", raczej osłabienia λ /nawet jeszcze mniejsze niż znalezione przez Tomaschka, a ściślej ich górnych ograniczeń, zostały znalezione także w czasie zaćmienia 1961r. /15 lutego/ przez Slichtera, Caputo i Hagera ([15], [16]), a mianowicie $\lambda \leqslant 0,6\ 10^{-15} g^{-1}\ cm^2$.

Zauważmy, że rozpraszanie cząstek nie jest zjawiskiem niezwykłym, lecz przeciwnie, występuje zawsze przy bliskim kontakcie cząstek wzajemnie na siebie oddziaływujących, t.zn.jest raczej regułą. Stwierdzenie rozpraszania nośników grawitacji /grawitonów, ewent.neutrin/ jest wnioskiem oczywistym, gdyż pozwala uniknąć wskazanej jaskrawej sprzeczności, której innego tłumaczenia nie znamy. Co więcej, nowsze źródła wymieniają "tło grawitonowe" ([25], str.905) jakby akceptując materialną podstawę hipotezy Lesage'a.

Ze stwierdzenia, że przy badaniu zaćmień mamy do czynienia z rozproszeniem wypływają dalsze wnioski:

1/ Zależność wykładnicza, która z powodu małości wykładnika przechodzi w liniową, tj.wzór Bottlingera-Majorany, pozostaje zachowana, lecz znaczenie jej jest inne: oznacza nie pochłanianie energii grawitacyjnej, ale rozpraszanie grawitonów, a przez to i energii. Jednak osłabienie strumienia energii wzdłuż promienia "fali" może być takie samo. /Postulowanej przez Bottlingera i Majoranę pochłanianej energii nikt nie stwierdził/. Natomiast w kierunku prostopadłym dotorów grawitonów L, występują znaczne różnice.

2/ Rozproszenie cząstek polega na zmianie kierunku ich biegu. Biorąc pod uwagę dwa grawitony nadlatujące równolegle /początkowo/ i symetrycznie względem cząstki materii rozpraszającej, znajdujemy ubytek pędu takiej pary grawitonów odchylonych każdy o kąt 2α. Ubytek ten wynosi $2p \sin^2\alpha$ dla każdego

grawitonu o pędzie początkowym równoległym do osi symetrii $\frac{h\nu}{c}$ równym p. Sprawdzono na podstawie zależności podanych w "Fizyce atomowej" E.W. Szpolskiego, że zjawisko Comptona, które komplikowałoby obliczenia, przy omawianym rozpraszaniu nie zachodzi [9]. (por.rys.1, str.4).
Z prawa zachowania pędu wynika, że ubytek pędu grawitonów zostaje przekazany /jako przyrost pędu/ jądru atomowemu /ewent. innej cząstce materii/, na którym rozproszenie nastąpiło.

Właśnie ten przyrost pędu, odpowiednio zsumowany, zgodnie z modelem stanowi grawitację w przypadkach cząstek /lub ciał/ materialnych swobodnych. W przypadku więzów grawitacja przejawia się jako popęd działający na więzy i równoważony popędem reakcji.

Daje to nam prosty i bezpośredni model grawitacji bez wprowadzania postulatów złożonych praw fizykalnych, które wymagałyby uzasadnienia, bez makro-pól o bardzo złożonych właściwościach materialnych a nieznanej strukturze. Jako strumień grawitonów należy rozumieć ich niedobór od strony przyciągającego ciała, wskutek rozpraszania na nim grawitonów, w porównaniu ze stroną /kierunkiem/ przeciwną, nie osłoniętą. Dla znalezienia siły ciężkości /przyciągania ziemskiego/ pojedynczego jądra atomowego trzeba "w zasadzie" całkować 5-krotnie: dwukrotnie dla uwzględnienia odchylonych torów grawitonów wewnątrz kuli oddziaływania jądra i 3-krotnie dla uwzględnienia rozmieszczenia mas kuli ziemskiej. Znajdując /lub zaniedbując/ poprawki osłabienia strumieni grawitonów w kierunkach pod różnymi kątami względem pionu, można zadanie uprościć "skupiając" całą masę Ziemi w jej środku, uwzględniając także jej zmienną /z promieniem/ gęstość. Nie chodzi tu jednak, na razie, o konkretne obliczenie, gdyż nie znamy pędu grawitonów ani ich kąta odchylenia, ale o lepsze wyjaśnienie istoty modelu, w myśl której grawitacja jest sumą odrzutów /reakcji/ grawitonów rozpraszanych na materii ważkiej. A zatem, zgodnie z modelem a zarazem usuwającą sprzeczność interpretacją doświadczeń i obserwacji grawitacja nie jest zjawiskiem pierwotnym lecz wtórnym.

Model powinien też wyjaśnić przybliżoną proporcjonalność siły odrzutu tj.zsumowanego $2p \sin^2\alpha$ do masy przyciąganej

/czego dotąd nie zrobiłem, a podaję dopiero teraz ([9]). Dla objaśnienia rozpraszania grawitonów postulujemy istnienie sił jądrowych przyciągających, jednak tylko w bardzo małej odległości r od jądra /kula oddziaływania/. Inaczej mówiąc, grawitony pozwalają zastąpić pola grawitacyjne o wymiarach astronomicznych a niewiadomej strukturze - mikro-polami.

Dla sił oddziaływania, tj. zjawiska podstawowego, przyjmujemy liniową zależność od masy "czynnej" jądra m /podobnie jak to orzekają prawa Newtona i Coulomba i siłę oddziaływania $F = \varkappa m m_1 r^{-n}$. "Masa czynna" - uwzględniając nasycenie sił jądrowych - określa oddziaływanie na grawitony L, masa "bierna" - określa przyrost prędkości jakiego cząstka doznaje wskutek odrzutu wywołanego rozpraszaniem grawitonów L. Model omawiany, jako posługujący się grawitonami L, wymaga - do czasu wyjaśnienia sprawy - rozróżniania masy czynnej i biernej, gdyż każda z dwóch różnych mas może działać na grawitony siłą inne, każda więc może innej siły doznawać. Istotnie, III zasada Newtona obowiązuje tu tylko w sposób uogólniony, tj. jeśli brać pod uwagę także grawitony L, a część energii grawitacyjnej rozprasza się / [10], str.23/.

Przedstawione poniżej skrótowo obliczenia i wyniki mają głównie na celu wykazać, że stwierdzenie odrzutu grawitonów prowadzi do wyników zgodnych z doświadczeniem, a więc - w przybliżeniu - do proporcjonalności sił grawitacyjnych do masy bezwładnej jądra, ale wskazują zarazem, że masa bierna jest proporcjonalna do czynnej.

Przypomnijmy, że w przypadku bezwładności model postuluje nieco inny "mechanizm" działania. Z grawitonami związane są fale de Broglie'a, do nich dostrojone są w razie spoczynku lub stałej prędkości oscylatory utworzone przez jądra atomowe/lub inne cząstki materii/. W razie przyrostu prędkości zjawisko Dopplera powoduje jednostronnie wzrost częstotliwości fal i przestraja oscylatory na większą częstotliwość, wzbogacając ich energię i przekazując im część pędu /stała prędkość sił nie wywołuje/. Pomimo innego "mechanizmu" działanie to odbywa się za pośrednictwem tego samego mikro-pola, które wywołuje odchylanie grawitonów i stąd grawitację. Ponieważ pole to z założenia zależy od masy j dra /lub innej cząstki/, sugeruje to, że tak samo od tej masy powinny zależeć i siły bezwładności. Wynika to z równości masy ciężkiej i bezwładnej. Równość ta legła u podstaw ogólnej teorii względności i została stwierdzona doświadczalnie. Oznacza to równość masy "czynnej" i "biernej".

Należy zaznaczyć, że ze względu na bardzo wielką drogę swobodną grawitonów L całkowaniu podlega w istocie prawdopodobieństwo ich przebiegu w odpowiednich miejscach.

Zrezygnujmy na razie z ogólnego rozpatrywania zagadnienia zadowalając się jednym konkretnym przybliżonym rozwiązaniem.

Załóżmy siłę oddziaływania jądra na grawiton (2) $F = kmm_1 r^{-3}$ /tzn. n=3/. Jest to pewne przybliżenie zależności wykładniczej stosowanej dla określania potencjału sił jądrowych. Jeśli grawitony nadbiegają normalnie do osi biegunowej /"pionowo"/, a jądro jest w biegunie (0,0), to na grawiton działa siła pozioma (3) $F_h = kmm_1 r^{-3}\cos\beta$, gdzie k - stała, m i m_1 masy odpowiednio jądra i grawitonu, r - promień wodzący położenia grawitonu, a β - kąt biegunowy /$\cos\beta_t = b/r$/. "Pozioma" składowa prędkości grawitonu (4) $v_x = km\int_0^T (b/r^4)dt$, gdzie T czas (t) przebiegu grawitonu w obszarze umownej kuli oddziaływania o promieniu R wzdłuż - w przybliżeniu - rzędnej b = const. do punktu (b,0), v - "pionowa" składowa prędkości grawitonu - stała. Z założenia wynika, że siły choć bardzo małe rozciągają się w nieskończoność. Wobec tego dużym uproszczeniem jest wprowadzenie umownego promienia kuli, takiego, że dla większych promieni siły są pomijalne. Dla uproszczenia przyjęto, że (5) $\arccos b/R = 1{,}48 - 1{,}25(b/R)$, (linearyzacja funkcji $\arccos\left(\frac{b}{R}\right)$

Jeśli kąt odchylenia grawitonów po przejściu kuli 2α /jak poprzednio, a nie α jak w [9]/, to $\operatorname{tg}\alpha = v_x/v$. Z zasady zachowania pędu składnik grawitacji (6) $G = 2(p-p_1)\sin^2\alpha$, gdzie p i p_1 pędy grawitonów /na cm^2s/ nadbiegających odpowiednio od strony swobodnej i ekranowanej. Termin "składnik grawitacji" wynika stąd, że grawitacja wg modelu jest wektorową sumą przyrostów pędu w różnych kierunkach.

Mamy tu symetrię walcową o "pionowej" osi. Dla uwzględnienia jednakowego prawdopodobieństwa "pionowego" nadlecenia grawitonów, niezależnie od odległości ich torów od osi symetrii, należy uzyskane wyniki dla różnych torów o wierzchołkach w odległości b_0 od początku układu scałkować po powierzchni połowy kuli wzajemnego oddziaływania. Jeśli początkowa odległość toru od osi symetrii b_1, to trzeba wyrazić b_1 i db_1 w funkcji b_0 /lub odwrotnie b_0 w funkcji b_1/, korzystając ze związku $b_1 \cos \alpha = b_0 + X$, gdzie X znos "poziomy". Terminy "pionowy" i "poziomy", nawiązując do grawitacji ziemskiej, pozwalają uniknąć przydługich określeń, np.zamiast "prostopadły do rozpatrywanej równomiernej wiązki równolegle biegnących grawitonów L"- poziomy. Rozważanie uwzględnia znos tylko w pewnych zależnościach, ale wprowadza cos α . Całkowanie względem $b_1 = f\,(b_0)$ przy pełnym uwzględnieniu znosu byłoby zbyt skomplikowane. Korzystamy więc z tego, że krzywizna toru, a więc i znos są małe, a obliczenia - tylko przybliżone. Wskutek znosu prawdopodobieństwo przebiegu grawitonów blisko jądra jest większe, gdyż odpowiada większej odległości początkowej od osi symetrii. Znos jest proporcjonalny do kwadratu czasu T przebiegu w kuli oddziaływania, a tym samym do R^2 /R - promień kuli/. Przy tych uproszczeniach wartość odrzutu grawitonów /tj.składników grawitacji/ na jądrze atomowym daje się scałkować przy pomocy funkcji elementarnych. Opuszczając tutaj otrzymane wyrażenie o bardzo złożonej postaci, nadmieńmy, że funkcja podcałkowa zawiera w mianowniku trójmian kwadratowy, a w liczniku wielomian o wyrazach z kolejnymi potęgami zmiennej całkowania od -1 do +4. Po scałkowaniu mamy wyrazy utworzone z ujemnych potęg R ze współczynnikami. Wielkość k jest stałą dla jąder o danej masie; dla różnych mas $k = qR^3$, gdzie q stała przy danej umowie co do R. Jądra atomowe o różnych masach /pozostających w stosunku $1:n^3$/ są do siebie geometrycznie i - prawie - dynamicznie podobne. Wskutek tego wzrostowi k odpowiadają większe R /przy tej samej umowie/, a ponieważ założone w tym obliczeniu siły maleją z trzecią potęgą wzrostu odległości, podobieństwo kompensuje dokładnie wzrost $k = qR^3$. Dlatego przy porównaniu "mikropól" dwóch jąder o różnej masie możemy pominąć różnicę wartości k, uważać je za stałe /patrz Dodatek 1/. Przy takim porównaniu odrzut powinien być, dla zgodności z doświadczeniem, w przybliżeniu proporcjonalny do R^3, jednak uwzględniając, że w obu niemal podobnych stanach "gęstość" /prawdopodobieństwo padania/ grawitonów jest jednakowa, widzimy, że jądro większe - odpowiednio do wzrostu przekroju równikowego kuli oddziaływania - wystawione jest w tym samym czasie na n^2 razy większą ilość grawitonów. A zatem w założeniu sił odwrotnie proporcjonalnych do trzeciej potęgi odległości grawitonu od jądra odrzut powinien być proporcjonalny do R^3/R^2 = = R. Zmieniając umowę, zwiększając R, powodujemy "znikanie" wspomnianych już wyrazów z ujemnymi potęgami R /a także z zerową/. Pozostają tylko wyrazy z najwyższą potęgą R, a jest nią właśnie potęga pierwsza, jak być powinno dla zgodności z doświadczeniem.

Dowód formalny podany w dodatku 1 jest uproszczony w porównaniu z omawianym tutaj, gdyż pomija ze względu na małość kąta α różnice nachylenia osi symetrii poszczególnych krzywych. Oba dowody dają jednak ten sam ostateczny przybliżony wynik.

Jednakże przyjęte tu założenie co do potencjału jądrowych sił przyciągania można uważać, co najwyżej, za słabe przybliżenie stosowanej zazwyczaj funkcji wykładniczej, wprowadzone dla uproszczenia rachunków, jak wspomniano nie jedyne zresztą. Wskutek tego rozważania te, a także pominięte tu rachunki, nie stanowią ostatecznej odpowiedzi potwierdzającej przybliżoną proporcjonalność sił grawitacji do masy jąder atomowych, wyprowadzoną z odrzutu grawitonów. Z drugiej strony zauważmy, że niewielkie uproszczenia rachunków nie prowadzą tu do błędu, gdyż współczynniki poszczególnych wyrazów nie wpływają na ostateczny wniosek. Główną przyczyną błędów jest założenie o sposobie oddziaływania r^{-3} . Ale, jeśli zważyć, że założenie to wybrane - po wstępnych próbach - niemal "pierwsze lepsze" już dało wynik zgodny z doświadczeniem, można uznać za niewątpliwe, że tenże wynik, a zapewne także dokładniejszy /uwzględniający pewne anomalie/ da się uzyskać dobierając specjalnie w tym celu funkcję określającą potencjał sił jądrowych.

Dlatego sądzę, że podane rozważania stanowią pośrednio pewien dowód, bezpośredni zaś będzie zapewne wkrótce podany, nie tyle dla postawienia "kropki nad i", co dla matematycznego określenia potencjału sił oddziaływania najbardziej zgodnego z doświadczeniem przez porównanie jąder atomowych różnej masy.

Proponowany model pozwala też wyjaśnić, na razie jakościowo dwa podstawowe zjawiska objaśnione przez ogólną teorię względności. Odpowiedni dobór parametrów powinien dać zgodność ilościową.

Po pierwsze - zakrzywienie torów promieni świetlnych w polu grawitacyjnym jest prostym wnioskiem z równoważności masy m i energii E /$E = mc^2$/, ponieważ fotonom przypisuje się pewną masę, a tym samym i pewne oddziaływanie z grawitonami lub podobnymi cząstkami.

Po drugie - poprawka obrotu perihelium Merkurego. Sprawę tę, ze względu na jej złożoność i fakt, że nie jest ona konieczna dla rozumienia całości wypowiedzi, przedstawiono w wydzielonym uzupełnieniu /dodatek II/(str.17).

Podsumujmy. Nawiązując do 18-wiecznej, niemal zapomnianej hipotezy G.L. Lesage'a odpiera się główne zarzuty przeciw niej [10], [11] . W oparciu o tę hipotezę wyjaśnia się sprzeczność wyników doświadczeń Majorany, z jednej strony, i obserwacji Tomaschka, a także Slichtera, Caputo i Hagera, z drugiej, na temat rzekomego "pochłaniania" grawitacji. Podane wyjaśnienie tłumaczy sprzeczność rozpraszaniem nośników grawitacji. Piszący te słowa nie zna w literaturze /oprócz podanych przez niego - prace IPPT 73/79/ żadnych wyjaśnień w/w sprzeczności. Dalszym wnioskiem jest interpretacja grawitacji jako sumy odrzutów materii ważkiej, na której grawitony się rozpraszają.

Wreszcie, na podstawie tego wniosku, dowodzi się, co prawda z dość słabym przybliżeniem, proporcjonalności siły przyciągania, a więc - z definicji - masy grawitacyjnej "biernej" m, do masy grawitacyjnej "czynnej" c_1 m /gdzie c_1 stała większa od 1/. Oznacza to sprawdzenie i przedstawienie "w działaniu" /pełniejsze/ wniosku, że grawitacja jest sumą odrzutów grawitanów. Co się tyczy masy bezwładnej, model sugeruje jej równość masie grawitacyjnej tj.spełnienie "zasady równoważności".

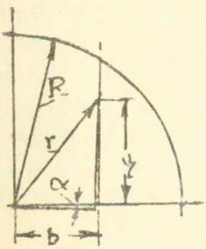
x/ grawitonów L itp.

Omawiany model obywa się bez "makropól" /we wszechświecie/ o strukturze nieznanej, pozostawiając ich treść matematyczną i zachowując mikro-pola b.blisko jąder atomowych itp. Model wyjaśnia też grawitację siłami innego rodzaju, co stanowi ważne zagadnienie fizyki, tutaj siłami jądrowymi. /W [9], str.18, szp.3 sugerowano siły elektromagnetyczne/. Wreszcie podana koncepcja pozwala żywić nadzieję uniknięcia nie przezwyciężonych dotąd trudności kwantowania pola grawitacji.

Dodatek I.

Jeśli siła F odwrotnie proporcjonalna do 3-ciej potęgi odległości r grawitonu L od jądra (2) $F = k\, m\, m_1\, r^{-3}$, gdzie m- masa jądra, $m_1 = \frac{p}{v}$ masa grawitonu L, p - pęd a v - prędkość grawitonu L /"pionowa"/ - to przyśpieszenie "poziome" (7) $a_x = kmbr^{-4}$, gdzie b rzut r na "poziomą" oś x, czyli br^{-1} = = cos kąta (r,x). Ze względu na małość kąta rozpraszania 2α traktujemy tor grawitonu L jako superpozycję z torem "pionowym" odchyleń "poziomych", których wpływ na r, a więc i F, pomijamy. Całkując po torze pionowym (7) względem czasu można w zasadzie znaleźć v_x - "poziomą" składową prędkości grawitonu tj. (4)

$$v_x = K \int_0^T (b/r^4)\, dt,$$ w granicach umownej kuli oddziaływania o promieniu R, gdzie t czas dla wyjścia grawitonu L z półkuli t = T. Prościej jednak całkować względem r.



Rys.2.

Z rysunku obok widać, że $v = \sqrt{r^2 - b^2}$

a wobec $\frac{dv}{dt} = v$ mamy $\frac{d\sqrt{r^2 - b^2}}{dt} = v$.

Różniczkowanie daje $\frac{r}{\sqrt{r^2 - b^2}} \frac{dr}{dt} = v$ i z

równania (4) $v_x = \frac{km}{v} \int_0^R \frac{bdr}{r^3\sqrt{r^2 - b^2}}$, co wg

wzoru 226 [23] daje

$$v_x = \frac{kmb}{v} \left| \frac{\sqrt{r^2 - b^2}}{2b^2 r^2} + \frac{1}{2b^3} \arccos \frac{b}{r} \right|_b^R$$

i - po wprowadzeniu przybliżonej linearyzacji $\arccos \frac{b}{r} = 1{,}48 - 1{,}25 \frac{b}{r}$ oraz uwzględnieniu arccos 1 = 0 -

$$v_x = \frac{kmb}{v} \left(\frac{\sqrt{R^2 - b^2}}{2\, b^2 R^2} - \frac{1{,}48}{2b^3} + \frac{1{,}25}{2b^3} \frac{b}{R} \right).$$

Jeśli kąt rozproszenia /odchylenia toru/ wynosi 2α, to $\operatorname{tg}\alpha = \frac{v_x}{v}$. Poszukiwana siła odrzutu określona jest wzorem (6) $G = 2(N - N_1)\, p \sin^2\alpha$ /w naszym rozumowaniu zmienna jest po prawej stronie tylko α /. Wobec małości α i złożoności rachunków przyjmujemy tutaj $1 - \cos 2\alpha = 2\sin^2\alpha = \frac{2\operatorname{tg}^2\alpha}{1 + \operatorname{tg}^2\alpha} \cong 2\operatorname{tg}^2\alpha$. A zatem mamy: $\operatorname{tg}^2\alpha = \frac{v_x^2}{v^2}$,

$$\operatorname{tg}^2\alpha = \frac{k^2}{v^4}\left(\frac{R^2}{4b^2R^4} - \frac{1}{4R^4} + \frac{1,25}{4b^2R^2} - \frac{0,74\sqrt{R^2-b^2}}{b^3R^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{1,25\sqrt{R^2-b^2}}{2b^2R} - \frac{0,74\,.\,1,25}{b^3R}\right).$$

Masę jądra, jeśli stała, możemy wliczyć do $k_1 = mk$, jeśli zmienna, wpływ jej zmian na mikropole jest kompensowany wzrostem kuli oddziaływania /tj. R/, a więc można jej - przynajmniej na pozór - nie uwzględniać /omawiane na str. 8 tekstu/. Wprawdzie pominięto przy tym wydłużenie czasu przebiegu grawitonu L przy zwiększaniu R, ale można to uważać za skompensowane nasyceniem sił jądrowych.

Alternatywnie można założyć inne prawo przyciągania grawitonów L /np. wyższą potęgę wzrostu sił przy malejącej odległości/.

Całkując po powierzchni kuli oddziaływania /o promieniu R/ w rzucie "poziomym" /na płaszczyznę normalną do kierunku biegu grawitonów L/ otrzymujemy na podstawie wzoru (161)([23])

$$2\pi\int_r^R(\operatorname{tg}^2\alpha)\,b\,db = 2\pi\frac{k^2}{v^4}\left|\frac{\ln b}{4R^2} - \frac{b^2}{8R^4} + \frac{1,25\ln b}{4R^2} + \frac{0,74}{R^2}\,.\right.$$

$$.\left(\frac{\sqrt{R^2-b^2}}{b} + \arcsin\frac{b}{R}\right) + \frac{1,25}{2R}\sqrt{R^2-b^2} - R\ln\frac{R+\sqrt{R^2-b^2}}{b} +$$

$$+ \left.\frac{0,74\,.\,1,25}{bR}\right|_r^R = 2\pi\frac{k^2}{v^4}\left[\frac{2,25(\ln R - \ln r)}{4R^2} - \frac{1}{8R^2} - \frac{r^2}{8R^4} - \right.$$

$$- \frac{0,74}{R^2}\left(\frac{\sqrt{R^2-r^2}}{r} - \frac{\pi}{2} + \arcsin\frac{r}{R}\right) + \frac{1,25}{2R}\left(0 - \sqrt{R^2-r^2} - R\ln\frac{R}{R} +\right.$$

$$\left.\left. + R\ln\frac{R+\sqrt{R^2-r^2}}{r}\right) + \frac{0,74.1,25}{R^2} - \frac{0,74.1,25}{rR}\right],$$

gdzie r odległość bardzo mała, na której siły przyciągające jądra już nie występują. Wobec tego, że R jest wielkością umowną i możemy je zwiększać, pomijamy wyrazy zawierające odwrotności R i jego wyższych potęg. Pozostaje wyraz $\ln \frac{R+\sqrt{R^2-r^2}}{r} \approx \ln \frac{2R}{r}$ /wobec $R \gg r$ / i dla $\frac{R}{r} \gg 5$ ze znacznym przybliżeniem całe wyrażenie jest proporcjonalne do $\frac{R}{r}$, a więc i do R.

Dodatek II.

Wyjaśnienie konieczności dodatkowej poprawki obrotu perihelium Merkurego.

Sprawa ta była omawiana w [6] . Ponieważ jednak objaśnienie podane zawierało pewne luki, wydaje się wskazane omówić ją raz jeszcze od początku. Wskazany model pozwala też objaśnić konieczność dodatkowej poprawki obrotu perihelium Merkurego /43'' na 100 lat/. Od Słońca, wywołującego silne pole grawitacyjne, należy oczekiwać, wskutek wielokrotności procesów, spowodowania znacznego spadku pędu grawitonów /analogicznie do efektu Comptona/. Tak więc prędkości grawitonów będą w przeciwieństwie do prędkości światła - różne względem różnych poruszających się układów. Różnym prędkościom odpowiadają różne pędy i wymiany pędów, a więc i siły. /Założenie o wyjątkowości Słońca nie jest potrzebne, jeśli przyjąć, że prędkość grawitonów jest w ogóle dostatecznie różna od prędkości światła/. Poprzednio [8] omawiano możliwość objaśnienia perturbacji ruchu Merkurego wynikłą z obrotu Słońca. Jednakże średnia prędkość Merkurego w kierunku do Słońca lub przeciwnym /ok.200.10^9 m/rok/ jest ok.10-krotnie większa niż punktów kuli słonecznej w odległości od środka Słońca, równej połowie jego promienia, a jeśli uwzględnić dużą gęstość jądra słonecznego, wielokrotnie przekracza średnią prędkość materii Słońca, wynikłą z jego obrotu. Dlatego, zdawałoby się, że lepiej jest rozważać po prostu zbliżanie się i oddalanie Merkurego od Słońca, zwłaszcza, że wtedy kierunek dodatkowej siły jest prawie zgodny z prostopadłym do toru orbity, tj. kierunkiem siły traktowanej tutaj jako siła Coriolisa /lub odchylony co najwyżej o $11^{\circ}50'$ w punktach na małej osi orbity eliptycznej/. Jednakże podany poniżej poglądowy dowód występowania dodatkowego obrotu perihelium przy ustalonym ruchu Merkurego udało się zbudować właśnie dla słabszych sił wywoływanych obrotem Słońca, a to dzięki temu, że posiadają one znaczne składowe styczne do toru orbity.

Rozważając zatem dowolną parę punktów bryły Słońca A_1 i A_2 symetrycznych względem linii środków Słońca i Merkurego SM /rys.3/[x], widać, że każda taka para wywołuje siłę H działającą na Merkurego, a w przybliżeniu prostopadłą do linii SM. Zsumowanie sił H po całej objętości Słońca daje siły $\sum H_1$ i $\sum H_2$ w punktach orbity M_1 i M_2 symetrycznych względem wielkiej osi elipsy /rys.4/[x], a ich składowe C_1 i C_2 prostopadłe do eliptycznego toru Merkurego wywołują przyśpieszenie Coriolisa. Z symetrii geometrycznej M_1 i M_2 wynika, że prędkość obiegu Merkurego w tych punktach - w myśl teorii Newtona - jest antysymetryczna /skierowana przeciwnie niż symetryczna/, a zatem antysymetryczne są także i siły dodatkowe normalne do toru, traktowane jako siły Coriolisa. Przy pełnym obiegu elipsy te ostatnie znoszą się więc na wzajem. Dotyczy to przede wszystkim sił wywołanych zmianą odległości Merkurego od Słońca. Na pozór wydaje się to zachodzić i w przypadku sił wywołanych obrotem Słońca. Ale ten obrót wywiera jeszcze jeden wpływ. Mianowicie wywołuje on siły styczne do toru przyśpieszającego obieg Merkurego, tj.wzrost jego orbity. Istnieją jednak i siły przeciwdziałające temu. Mianowicie Słońca działa na Merkurego także siłami pływowymi, powodującymi największe spiętrzenie /garb/ po stronie Słońca. Przy obrocie Merkurego wokół jego własnej osi /szybszym od orbitalnego w stosunku 3:2/ garb ten jest porywany, gdyż wskutek tarcia i oporów hydro-aerodynamicznych nie może rozpływać się bardzo szybko i jako garb odchyla się od położenia zenitalnego w kierunku obrotu planety. Stąd siły przyciągania tego garbu przez Słońce działają hamująco na obrót Merkurego wokół osi, a wobec sprzężenia tego obrotu z ruchem orbitalnym, także na ten ostatni. Garbki po stronie odsłonecznej wywołane mniejszymi siłami pływowymi są mniejsze toteż, chociaż działają napędzająco na obrót planety, w sumie zmniejszają tylko siły poprzednio omówione.

x/ rys. 3 - str.20, rys.4 - str. 22.

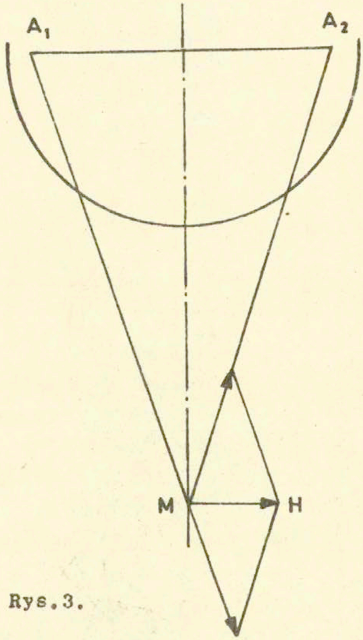
Występowanie dwóch przeciwdziałających "mechanizmów" /obrotu Słońca i sił pływowych/ pozwala przez stosowny dobór nieznanych parametrów tłumaczyć bardzo małe odchylenia, zarówno wzrost jak i zmniejszanie się orbity Merkurego. W szczególności, w razie jej stałości, siły pływowe po stronie perihelium orbity muszą mieć znaczną przewagę nad wywołanymi obrotem Słońca, a po przeciwnej /aphelium/ im ustępować, gdyż siły pływowe są odwrotnie proporcjonalne do trzeciej potęgi wzajemnej odległości ciał oddziaływujących, a nie do drugiej jak siły newtonowskie, a więc i wywołane obrotem Słońca.

W przypadku zaburzeń pierwotnej /newtonowskiej/ antysymetrii prędkości obiegu orbitalnego prędkość kątowa unoszenia, dająca poprawkę obrotu perihelium a równa co do swej wartości algebraicznej stosunkowi przyśpieszenia Coriolisa do podwójnej prędkości względnej, także w ruchu ustalonym na ogół jest różna od zera.

Istotnie /rys.4/, po stronie aphelium /odsłonecznej/ w dwóch punktach orbity M_1 i M_2, symetrycznych względem wielkiej osi elipsy, prędkości kątowe unoszenia układu są odpowiednio $\omega_1 = c_1/2v_1$ i $\omega_2 = c_2/2v_2$, gdzie c_1 i c_2 są to przyśpieszenia Coriolisa o tej samej bezwzględnej wartości a przeciwnych znakach, a v_1 i v_2 - prędkości orbitalne w punktach M_1 i M_2. Przy tym, jak wskazano, wskutek przewagi sił napędzających /wynikłych z obrotu Słońca/ nad hamującymi $v_1 < v_2$. Stąd wynika $\omega_1 + \omega_2 > 0$. Po stronie perihelium przeciwnie $\omega_{1P} + \omega_{2P} < 0$ ale $|\omega_{1P} + \omega_{2P}| < \omega_1 + \omega_2$, skąd $\omega_1 + \omega_2 + \omega_{1P} + \omega_{2P} > 0$, gdyż z "prawa pól" ruchu orbitalnego wynika, że v_1 i v_2 są mniejsze od odpowiadających im po stronie perihelium v_{1P} i v_{2P}.

Oczywiście, omawiane zaburzenia, zachowując - przy naszych założeniach - stateczność obiegu orbitalnego, powodują pewne, bardzo małe, zniekształcenia jego elipsy. Szczegółowe obliczenia tych drobnych poprawek są nie tylko bardzo złożone, ale też byłyby zapewne bezcelowe jako nieobserwowalne, toteż ograniczymy się do określenia, jak wielkie średnie przyśpieszenie Coriolisa wyrównuje brakującą poprawkę /43" na sto lat/. W tym celu możemy się posłużyć rozważaniem orbity kołowej, co bardzo upraszcza obliczenie i nie oznacza żadnej sprzeczności z poprzednimi rozważaniami dotyczącymi zmienności prędkości orbitalnej /i sił Coriolisa/. Otrzymujemy wynik, że średnie przyśpieszenie Coriolisa, dające przy stałej prędkości orbitalnej obserwowaną poprawkę jest rzędu 10^{-7} średniego przyśpieszenia grawitacyjnego słonecznego na Merkurym. Dla ścisłości dodajmy, że przyśpieszenie dośrodkowe odpowiadające wyrównywującemu błąd obrotowi /ruchowi unoszenia/ jest oczywiście najzupełniej pomijalne.

Wypada zastrzec, że w razie, gdyby powyższe rozważania nie mogły być uznane za interpretację wyników uzyskanych przez ogólną teorię względności, trzebaby rozważania te zapewne odrzucić wobec bardzo dobrej zgodności teorii względności z obserwacjami. Nie przeczyłoby to jednak i wtedy poprawności poddanego modelu grawitacji, gdyż wystarczyłoby przyjąć, że prędkość grawitonów jest równa prędkości światła /lub bardzo jej bliska/.



Rys.3.

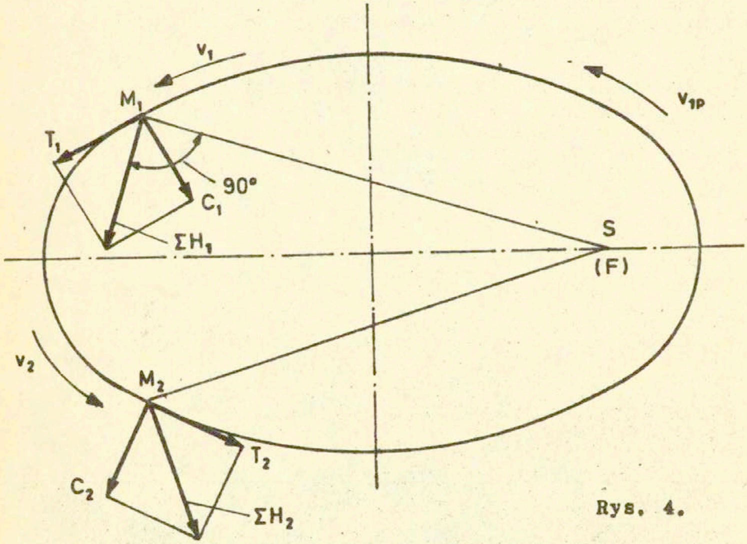
Dodatek III

Przetwarzaną na ciepło część mocy grawitacji /na 1 kg/ E, ocenioną w H_T 12/83, jako $< 0{,}001$ E, oszacujemy dokładniej rozważając możliwy "mechanizm" dyssypacji dla ciała polikrystalicznego izotropowego. Rozpatrzmy w ziemskim polu grawitacji stałą /bez fluktuacji/ siłę ciężkości g o zwrocie umownie dodatnim. Przyrost pędu wywołany składową g_u w kierunku drgania atomu w ciągu połowy okresu drgania T oznaczamy $+m\Delta v$ /m-masa/. Maksymalną prędkość drgania - gdy nie ma grawitacji - oznaczmy u, po czasie T/2 mamy-u. A zatem, gdy działa g, pędy wyniosą odpowiednio $m\,(u + \Delta v)$ i $m\,(-u + \Delta v)$, a energie kinetyczne $(1/2)\,m\,[u^2 + 2u\,\Delta v + (\Delta v)^2]$, tj. drugi wyraz zmienia znak wraz z u. Uśredniające te wartości w czasie /lub - dla pary atomów - w przestrzeni/, znajdujemy przyrost energii cieplnej w czasie T, wywołany przez g_u $(1/3)\,m\,(\Delta v)^2$.
Składowa g_n siły ciężkości prostopadła do g_u z interpretacji geometrycznej i twierdzenia Pitagorasa daje znowu wynik: $(1/3)\,m\,(\Delta v)^2$.
Określamy Δv. Najogólniej, część przekazanej przez grawitony mocy E ulega zamianie w ciepło (E-G), tj. obserwowalna jest tylko "mechaniczna" moc G $\ll$ E. G jest znane, ale szukane E-G zależy bezpośrednio od E. Trudność tę omijamy za pomocą kolejnych przybliżeń. Przyjmujemy na razie E=G, E-G, znalezione jako zależne od G, okazuje się tak małe /p.niżej/, że stanowi to już rozwiązanie.

Δv wyznaczymy dla m=1 kg, ze związku $fT = m\,\Delta v$ /popęd jest równy przyrostowi pędu/, gdzie f oznacza siłę. Wobec małości $T = 10^{-13} \div 10^{-14}$ s $\Delta v < (1/2)\,0{,}981 \cdot 10^{-12}$ ms^{-1} w czasie T/2, skąd 1 kg $(\Delta v)^2 < (1/4) \cdot 10^{-24}$ J w ciągu 10^{-13} s. Zatem moc E-G $<$ $< 10^{-11}$ W kg^{-1}. Nawet bardzo niskie ciepło właściwe, np. 10 J mol^{-1}K^{-1} /ołów w temp. 31,5K/ daje wzrost temperatury $6 \cdot 10^{-5}$ K na rok.
Wynik ten odnosi się do kierunku g i prostopadłego. Jednak w rozważanym ciele wszystkie kierunki drgań są jednakowo prawdopodobne, dlatego końce wektorów jednostkowych w tych kierunkach są równomiernie gęste na powierzchni półkuli.

Składowa $g_u = g\cos\alpha$ tworząca z pionem dowolny kąt α i prostopadła $g_n = g\sin\alpha$ są proporcjonalne do Δv w odpowiednich kierunkach, a suma przyrostów energii jako skalara proporcjonalnego do sumy kwadratów obu składowych g_u i g_n, jak widać z równości $\sin^2\alpha + \cos^2\alpha = 1$, jest niezależna od kąta α./Wobec $\Delta v < u$ wzajemny wpływ przyrostów wywołanych przez g_u i g_n jest znikomy i pomijamy go/. A więc ze względu na różne kąty pochylenia kierunku drgań nie potrzeba żadnej poprawki.

Być może, istnieją także uboczne "mechanizmy" przemiany energii w cieplną, a mianowicie na granicach ziaren lub defektach. Dotyczą one jednak mas bardzo małych, a przecież nawet gdyby ten uboczny wpływ był tysiące razy większy od podstawowego, zmiany temperatury i tak byłyby nieuchwytne.



Rys. 4.

LITERATURA

1. Majorana Q., Phil. Mag. 39, /6/, 488 /1920/.
2. Majorana Q., C.R. Acad.Sci.Paris 173, 478 /1921/.
3. Tomaschek R., Nature, 175, 937 /1955/.
4. Tomaschek R., Encyklopedia of Physics, ed.Flügge, vol. 48 /Geophysics II/, 845, Springer, Berlin /1957/.
5. Heiskanen W.A., i Vening Meinesz F.A., The Earth and its Gravity Field, 118, McGraw Hill, N.-Y., Toronto, London 1958.
6. Rogoziński M., Horyzonty Techniki, 30, Nr 11,30-31 /1977/.
7. Rogoziński M., Horyzonty Techniki, 32, Nr 4, 27 /1979/.
8. Rogoziński M., Exclusion of Contradiction in Results of Both Majorana Experiments and Tomaschek Observations Interpreted According to Bottlinger-Majorana Theory, Prace Instytutu Podstawowych Problemów Techniki 73 /rej.1979/, Warszawa 1980.
9. Rogoziński M., Horyzonty Techniki, 36, Nr 12,18-19 /1983/.
10. Rogoziński M., Horyzonty Techniki, 37, Nr 2, 23 /1984/.
11. Rogoziński M., Horyzonty Techniki, 38, Nr 3, 30 /1985/.
12. Bogorodskij A.F., Powszechne ciążenie /w j.ros./, Kijów/1971/.
13. Heller M., Ewolucja kosmosu i kosmologii, PWN,W.1985,96.
14. Russel H.N., Astrophys.J., 54, 334 /1921/.
15. Caputo M., Atti Acad.Lincei, Cl.Sc.Nat.32,509-15 /1962/.
16. Caputo M., Experiments concerning gravitational shielding /1976/, Atti dei Convegni Lincei, 34, Rzym 1977.
17. Allais M., C.R.Acad.Sci.Paris,244,2469-71 /s.13 mai 1957/.
18. Allais M., C.R.Acad.Sci.Paris,245,1697-1700 /s.13 nov.1957/.
19. Allais M., C.R.Acad.Sci.Paris,245,1875-78 /s.25 nov.1957/.
20. Allais M., Aerospace Engineering, 18,Nr Nr 9,10,11 /1959/.
21. Saxl E.i Allen M., Phys.Rev.D,3-rd series,3,No.4,823-5/1971/.
22. Misner Ch., W., Thorne K.S. i Wheeler J.A., Gravitation, San Francisco, /1973/.
23. Bronsztejn I.N., i Semendjajev K.A., Spravocznik po matiematike, Gostiechizdat, Moskwa-Leningrad 1957/przekł.polski 1970/.
24. Szpolski E., Atomnaja fizika, t.I,359-360,Moskwa-Leningrad, 1950.
25. Encyklopedia Fizyki Współczesnej, Warszawa 1983, PWN.

ILLUSTRATIVE MODEL OF GRAVITATION AND INERTIA

by

M. Rogoziński

SUMMARY. It is briefly recalled the evidence of experimental /and observational/ facts the interpretation of which leads to the conclusion that gravitation is not absorbed but the hypothetical Lesage particles /hereinafter called L-graviton/ are scattered /cf.IFTR/IPPT/ REPORTS 73,79/. The recoil of the matter on which this scattering occurs, according to the model adopted, is namely the gravitation [9]. In the present paper it is shown that on the assumption of the interaction between L-graviton and nucleus inversely proportional to the third power of their distance and directly proportional to the mass of nucleus, the gravitation computed as the said recoil is roughly proportional to the mass of the nucleus. Such dependence is in agreement with the experiments.

The considerations take into account the change of the momentum of a beam of originally parallelly running L-gravitons passing across a sphere concentric with the given nucleus and of such a radius that the scattering beyond the sphere is negligible. The trajectories of the scattered L-gravitons are replaced by translated arms of scattering angles.

Thus owing to up-dated Lesage hypothesis gravitational macro-fields of the unknown structure are replaced by micro-fields and the difficulties of quantization may possibly be avoided.