



Konkludując powiemy, że mimo uzyskanych do tej pory licznych i ważnych osiągnięć, nie mamy jeszcze adekwatnej teorii informacji w szerokim tego słowa znaczeniu. Istnieją jedynie cząstkowe teorie z trzech dziedzin badań, a więc dotyczące pojęcia informacji, ilości informacji oraz wartości informacji. Opisany stan rzeczy można w jeden tylko sposób rozumieć, mianowicie jako zachętę do dalszych intensywnych badań we wspomnianych dziedzinach, do wszechstronnego zajęcia się zasygnalizowaną rozległą problematyką odnoszącą się do pojęcia informacji.

Osoby interesujące się bliżej problematyką poruszoną w artykule odsyłamy do literatury specjalistycznej. W języku polskim łatwo dostępne są następujące pozycje:
 L. Brillouin, *Nauka a teoria informacji*, Warszawa 1969.
 A. Dąbrowski, *O teorii informacji*, Warszawa 1974 (Biblioteczka Matematyczna 34).
 A. M. Jaglom i I. M. Jaglom, *Prawdopodobieństwo i informacja*, Książka i Wiedza 1963.
 E. Kofler, *O wartości informacji*, Warszawa 1968.
 M. Mazur, *Jakościowa teoria informacji*, Warszawa 1970.
 J. R. Pierce, *Symbol, sygnały i szumy*, Warszawa 1967 (Biblioteka Problemów).
 W. Sobczak, *Elementy teorii informacji*, Warszawa 1973 (Biblioteka Wiedzy Współczesnej „Omega”).
 P. M. Woodward, *Wstęp do teorii informacji z zastosowaniem do radaru*, Warszawa 1959.
 Pomijamy zupełnie literaturę z zakresu cybernetyki oraz informatyki, gdzie (z reguły) wyklada się podstawy teorii ilości informacji (zwanej po prostu teorią informacji).

Kosmologia fizyczna-II

Paleontologia kosmiczna

Dr hab. Bronisław KUCHOWICZ

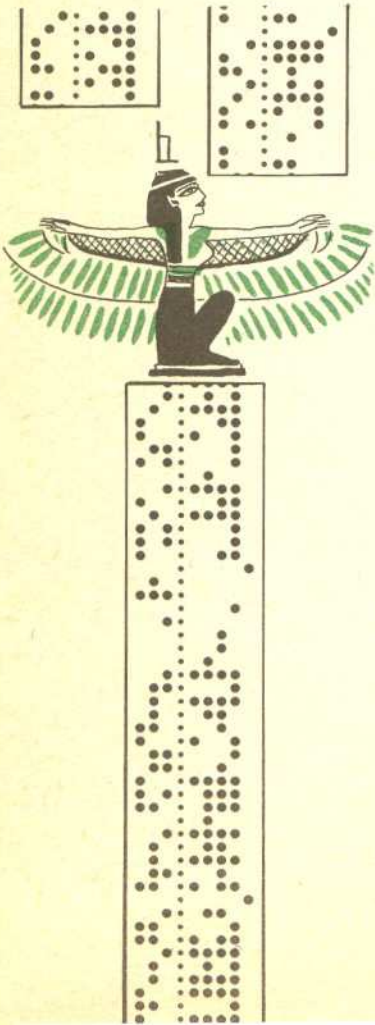
„Dopiero po stworzeniu świata powstało
 mnóstwo niestworzonych rzeczy”

Stanisław Lec, *Myśli nieuczesane*

W artykule tym przedstawiamy najbardziej prawdopodobną (z punktu widzenia współczesnej fizyki) teorię rozwoju Wszechświata w dalekiej przeszłości.

W poprzednim artykule wskazałem na zasadniczą niemożność sięgnięcia w dziejach Wszechświata bezpośrednio do samego jego początku, tj. do chwili $t = 0$. Ta zasadnicza niemożność stanowi konsekwencję użycia opisu kwantowego dla elementarnych składników materii. To, co było od hipotetycznego początku powszechnej ekspansji kosmicznej, tj. od chwili $t = 0$, rozmyte jest w czasie i skryte w chaosie pierwotnym aż do chwili $t_0 = 10^{-44}$ s. Co jednak było dalej? Do rozumienia dziejów Wszechświata w pierwszych fazach jego rozwoju nie wystarczają normalne obserwacje astronomiczne, z których wyciągamy informacje o Wszechświecie już starszym. W nadgęstych jego początkach nie było jeszcze tych struktur astronomicznych (gwiazd, galaktyk, gromad galaktyk), które są tak istotne dla dzisiejszego Wszechświata, ale które są strukturami historycznymi, tj. miały swój początek. Był tylko ów nadgęsty gaz cząstek elementarnych, o którym już wspominałem pod koniec poprzedniego artykułu.

Aktualny stan fizyki cząstek elementarnych, teorii grawitacji itp. pozwala nam na razie na opis ilościowy materii we Wszechświecie od chwili znacznie późniejszej, niż wspomniana już graniczna chwila $t_0 = 10^{-44}$ s. Możemy cokolwiek powiedzieć o dziejach Wszechświata od chwili $t_1 = 10^{-12}$ s, której odpowiada gigantyczna w naszym pojęciu gęstość rzędu 10^{31} – 10^{33} kg/m³. Występującymi dziś we Wszechświecie cząstkami elementarnymi są przede wszystkim cząstki trwałe: nukleony, elektrony, a także cząstki o zerowej masie spoczynkowej (fotony, neutrina, antyneutrina), stanowiące kwanty odpowiednich pól promieniowania — elektromagnetycznego i neutrinowego. Zarówno gęstość cząstek o niezerowej masie spoczynkowej, jak i gęstość promieniowania wyrażać będziemy w dalszym ciągu w jednostkach gęstości masy (kg/m³), korzystając ze związku einsteinowskiego $E = mc^2$ między masą i energią. Obecnie średnia gęstość materii korpuskularnej (jak dalej nazywać będziemy materię pod postacią cząstek o niezerowej masie spoczynkowej) we Wszechświecie jest rzędu $\rho_k = 10^{-27}$ kg/m³ — z dokładnością do rzędu wielkości. Gęstość zaś promieniowania tła (patrz Delta 10/1976) jest rzędu $\rho_{pr} = 10^{-30}$ kg/m³ — jest więc o trzy rzędy niższa. Nie zawsze tak musiało być, by większa część masy występowała jako materia korpuskularna. Rozszerzaniu Wszechświata towarzyszył nieustanny spadek jego temperatury T . Jeśli wziąć jakiś obszar przestrzenny o objętości V poruszający się wraz ze znajdującymi się w nim cząstkami, to zgodnie z wyobrażeniami opartymi na kosmologii geometrycznej (patrz Delta 5/1977) obszar ten z upływem czasu nieustannie będzie wzrastać, jednocześnie wielkości ρ_k i ρ_{pr} odnoszące się do zawartej w niej materii będą maleć. Wychodząc bądź to z zasad termodynamiki, bądź też z równań ogólnej teorii względności, wyprowadzić możemy następujące zależności dla omawianych tu wielkości $\rho_k \sim T^3$, $\rho_{pr} \sim T^4$, $V \sim T^3$, gdzie znak \sim oznacza proporcjonalność. Przebieg wielkości ρ_k i ρ_{pr} w zależności od temperatury wskazuje, iż niezależnie od tego, o ile dzisiejsza wartość ρ_{pr} mniejsza byłaby od ρ_k , kiedyś, w odległej przeszłości musiało być inaczej, tj. przy dość wysokiej temperaturze T , a więc bardzo dawno, było $\rho_{pr} > \rho_k$. Fotony promieniowania tła dysponowały wtedy ogromnymi energiami porównywalnymi z energiami (nie kinetycznymi, a całkowitymi) nukleonów, a nawet większymi od nich!

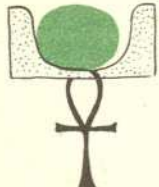
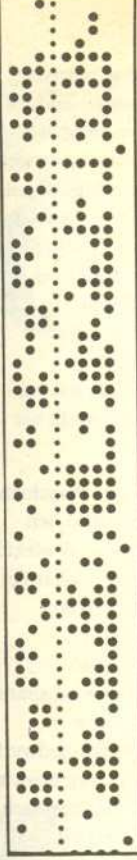


Zwróćmy uwagę na to, że przy ogromnej energii fotonów w owej odległej epoce mogły one z łatwością wytwarzać nie tylko pary e^-e^+ (jak to dziś jeszcze z łatwością czynią wysokoenergetyczne fotony promieniowania kosmicznego), ale i pary proton-antyproton, czy też pary cząstek o jeszcze większej masie spoczynkowej. Wiemy, że procesy tworzenia par odgrywają coraz to większą rolę ze wzrostem energii fotonów. We wczesnych fazach ewolucji Wszechświata, gdy energie fotonów znajdujących się w równowadze dynamicznej z innymi rodzajami cząstek były większe, gęstość materii występującej pod postacią par przewyższała (tym silniej, im było to wcześniej) gęstość materii występującej pod postacią cząstek „nie do pary”. Jeśli dziś nawet we Wszechświecie nie pozostały już żadne antycząstki, to i tak w początkach jego istnienia ilość cząstek i antycząstek była porównywalna. W jakiejś grudce materii, w której panowała temperatura rzędu setek a może i milionów stopni, obok jednego barionu bez pary mogła wtedy istnieć na przykład setka par barion-antybarion w równowadze z wysokoenergetycznym promieniowaniem. Była to równowaga dynamiczna, tj. procesom nieustannego tworzenia par w rodzaju $\gamma \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda}$ (gdzie Λ oznacza znany z laboratoriów jądrowych hiperon o półokresie zaniku rzędu 10^{-10} s) towarzyszyły biegnące w drugą stronę procesy anihilacji $\Lambda + \bar{\Lambda} \rightarrow \gamma$. Obok hiperonów Λ mogły występować przeróżne znane dziś i nie znane bariony i mezony.

Gdy Wszechświat się rozszerzał, gęstość materii w grudce spadała, obniżała się jej temperatura, a także energia promieniowania. Warunki równowagi między wysokoenergetycznym promieniowaniem a parami ulegały stopniowo zmianie na niekorzyść par: coraz trudniej przychodziło tworzyć je z uwagi na malejącą energię kwantów promieniowania. Procesy anihilacji par nadal występowały, równowaga dynamiczna ulegała wyraźnemu przesunięciu na ich korzyść. Wreszcie wszystkie pary uległy anihilacji, pozostał już tylko jeden barion, który nie miał z czym zanihilować. Jeśli zatem w grudce było z początku np. 101 barionów i 100 antybarionów, to w efekcie końcowym, gdy temperatura spadła poniżej pewnej wartości krytycznej, pozostał tylko jeden barion.

Obok barionów drugą ważną składową materii korpuskularnej w początkowej, bardzo gęstej fazie ewolucji Wszechświata były mezony. Wszystkie znane nam dziś mezony są cząstkami nietrwałymi, tymczasem mezony w początkach Wszechświata zachowywały się tak, jak gdyby były cząstkami trwałymi. Podobnie zresztą zachowywały się i wszystkie bariony cięższe od protonu, o których wiemy z laboratorium, że są nietrwałe. Trwałości jednych i drugich sprzyjał zakaz Pauliego. Weźmy dla przykładu hiperon Λ (który normalnie rozpada się, dając proton p i mezon π^- , albo dając neutron n i mezon π^0). Nie mógł się on wtedy rozpaść, bo dla jednego z możliwych produktów jego rozpadu (n lub p) nie było już dostępnego, nie obsadzonego przez inne neutrony lub protony, poziomu energetycznego. Przy jeszcze większej gęstości materii obsadzone mogłyby być wszystkie poziomy energetyczne dla hiperonów Λ aż do pewnej dość wysokiej energii, tak że np. nie do pomyślenia stałyby się rozpad hiperonu Ξ^- , w którym powstać miałyby hiperon lżejszy, Λ . Rozumowanie to można powtarzać, zbliżając się ku gęstościom coraz większym, przy których na skutek działania zakazu Pauliego stabilizowałyby się coraz to cięższe bariony. W pośredni sposób zakaz ten doprowadziłby i do stabilizacji mezonów, które jako cząstki o spinie całkowitym zakazowi temu same nie podlegają. Weźmy dla przykładu ujemne piony, które w warunkach ziemskich rozpadają się, tworząc nieco mniej nietrwałe miony μ^- i antyneutrino mionowe $\bar{\nu}_\mu$. Gdyby mezon π^- miał się rozpaść w materii o gęstości ponad 10^{21} kg/m³, wtedy wytworzone miony μ^- , które mają spin półkowy ($1/2\hbar$) i podlegają zakazowi Pauliego, nie znalazłyby dla siebie dostępnych do obsadzenia stanów. Analogicznie, przy coraz to wyższych gęstościach stabilizowałyby się coraz to cięższe mezony. W rezultacie, przy gęstościach przewyższających o rzędy wielkości gęstość materii w jądrze atomowym (tj. wartość ok. 10^{17} - 10^{18} kg/m³) dominującym składnikiem materii stałyby się bariony i mezony, tj. cząstki silnie oddziałujące, zwane łącznie hadronami. Dziś znamy z laboratoriów setki rodzajów tych cząstek, przy czym z wyjątkiem protonu (i neutronu, ale tylko związanego w jądrach atomowych, a nie swobodnego!) wszystkie one są nietrwałe. Wszystkie one mogły jednak występować w materii nadgęstej w początkach Wszechświata. Leptonów natomiast, tj. cząstek lekkich, oddziałujących słabo znamy wyłącznie cztery: μ^- , e^- , oraz dwa rodzaje neutrin: ν_μ i ν_e .

Wynika stąd istotna dla wyobrażeń o nadgęstej materii w początkach dziejów Wszechświata konsekwencja. Ponieważ leptonów jest tak mało, stanowiły one wtedy jedynie nieznaczny ułamek masy we Wszechświecie. Zakaz Pauliego sprzyjał temu, by praktycznie całość masy znajdowała się pod postacią hadronów. Jeśli nawet przyjąć dzisiejszy stosunek znanych leptonów do hadronów: 1/100, to nawet biorąc pod uwagę większe masy spoczynkowe hadronów niż leptonów (co przy ogromnych energiach kinetycznych tych cząstek nie odgrywało większej roli) widać, że było do dyspozycji 100 stanów hadronowych w porównaniu z jednym stanem leptonowym. Materia była więc jak gdyby „przepompowana” w stany hadronowe. Gdy jednak Wszechświat stopniowo się rozszerzał, zakaz Pauliego stawał się coraz mniej skutecznym narzędziem stabilizacji owych stanów hadronowych. Przede wszystkim, jak widzieliśmy, w miarę obniżania się temperatury spadała energia fotonów i równowaga dynamiczna $\gamma \rightleftharpoons$ hadron + antyhadron ulegała przesunięciu na lewo. Anihilowały pary, a jednocześnie coraz więcej hadronów o dużych masach spoczynkowych rozpadało się, uwalniały się bowiem wolne miejsca dla produktów ich rozpadu.



Czytelnicy proponują

Kol. **Keraj MALEWSKI** ze Świdnicy: „Sądzę, że podane niżej rozwiązanie zadania M121 z „Delti” 5/1977 jest prostsze:

$$\text{Tw. } (a, b \in \mathbb{R} \wedge \frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} = 1) \Rightarrow a^4 + b^4 \geq (a+b)^2$$

Dowód. Zachodzą dwie oczywiste nierówności:

$$(a^2 - b^2)^2 \geq 0 \quad \text{i} \quad (a-b)^2 \geq 0$$

i z założenia

$$a^2 + b^2 = a^2 b^2$$

Wynika stąd, że

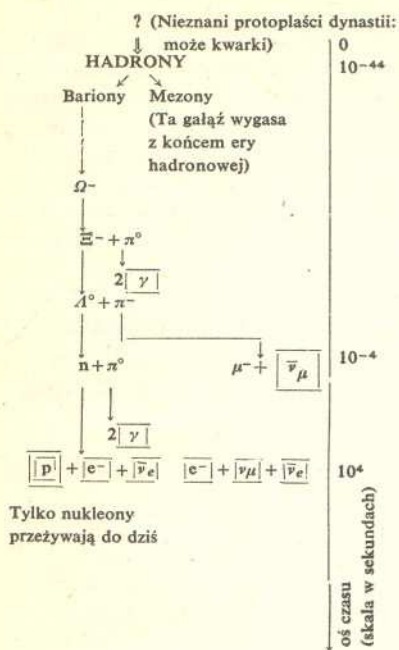
$$a^4 + b^4 \geq 2(a^2 + b^2) \quad \text{i} \quad a^2 + b^2 \geq 2ab,$$

czyli

$$a^4 + b^4 \geq a^2 + b^2 + 2ab,$$

$$a^4 + b^4 \geq (a+b)^2, \text{ c.d.n.}''$$

(Wynika stąd również, że podane przez nas rozwiązanie było dłuższe, ale za to bardziej skomplikowane, na co zwróciło uwagę wielu Czytelników — Red.)



POTĘGA I UPADEK DYNASTII HADRONÓW

W ramach umieszczono te cząstki, które do dziś przeżyły; w podwójnej ramce — barion, w pojedynczych leptony i foton

Amerykański kosmolog, Edward R. Harrison, jeden z rozdziałów swej rozprawy o wczesnych stadiach ewolucji Wszechświata zatytułował nawet „Upadek pewnej dynastii”. Istotnie, chodzi tu o upadek początkowo bujnie rozrodzonej dynastii hadronowej. Wygasa najpierw jej gałąź mezonowa, z gałęzi zaś barionowej pozostają w końcu tylko nukleony: trwały proton i nietrwały, ale stosunkowo długożyciowy, neutron. Zagłada tej gałęzi odbywa się dwoma sposobami. Z jednej strony bariony anihilują z antybarionami, wśród produktów ich rozpadu pojawiają się częściej mezony niż fotony, ale i mezony anihilują z sobą, dając różne leptony i antyleptony. Z drugiej znowu strony, bariony spadają z wyższych poziomów energetycznych, tj. ze stanów o wyższej masie spoczynkowej, na niższe. W tabelce obok widać przykład degrengolady hadronu (barionu Ω^-). Tak czy inaczej, mniej więcej po upływie jednej dziesięciotysięcznej części sekundy od początku ekspansji Wszechświata giną praktycznie wszystkie hadrony z wyjątkiem nukleonów. Kończy się *era hadronowa*. Gęstość materii we Wszechświecie jest już wtedy mniej więcej taka, jaką mamy dziś w jądrze atomowym. Temperatura Wszechświata nie przekracza wartości 10¹² K. Zaczyna się *era leptonowa*.

Już w erze poprzedniej występowała pewna liczba leptonów. Było ich jednak niewiele. Przytłoczone były obecnością licznych hadronów. Teraz jednak te ostatnie rozpadły się, a w rozpadach ich (jak widać choćby z przedstawionego szkicu) narodziły się nowe leptony i antyleptony. W efekcie, od chwili $t_2 = 10^{-4}$ s na populację Wszechświata złożyły się przede wszystkim miony dodatnie i ujemne, elektrony i pozytony, dwa rodzaje neutrin i dwa rodzaje antyneutrin. Obok tego pozostały oczywiście fotony i nukleony. W tej erze oddziaływania silne (odnoszące się do hadronów) przestały grać decydującą rolę, ewolucję Wszechświata zaczęły determinować oddziaływania elektromagnetyczne i słabe. Ze spadkiem gęstości materii podczas dalszej ekspansji Wszechświata spadają energie wszystkich cząstek, dopuszczalny staje się rozpad mionów ($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) w procesach anihilacji par $\mu^- - \mu^+$ i $e^- - e^+$ znika nadwyżka antyleptonów nad leptonami. Ery leptonową przeżywają ostatecznie tylko elektrony oraz neutrina i antyneutrina. Jednocześnie neutrina i antyneutrina, które nie biorą udziału w oddziaływaniach elektromagnetycznych, jak gdyby zrywają łączność z resztą świata cząstek, praktycznie przestają z nim oddziaływać, zamykają się we własnym gronie.

Mniej więcej po upływie czasu $t_3 = 10$ sekund od początku ekspansji Wszechświata zaczyna się kolejna era, którą nazwano *erą radiacyjną*. Trwa ona około miliona lat, Wszechświat nadal stygnie, a główny wkład do gęstości materii kosmicznej wnoszą cząstki promieniowania. Ze składowej korpuskularnej przetrwały jedynie elektrony z protonami i neutronami. Dostrzegalne stają się rozpady neutronów (przypominamy, że półokres ich jest rzędu 10 minut, we wcześniejszych fazach neutrony były więc praktycznie trwałe), możliwe staje się tworzenie pierwszych jąder złożonych — deuteronów.

Powstanie pierwszych jąder złożonych uwarunkowane jest tym, że energia średnia fotonów zdążyła w międzyczasie spaść do wystarczająco niskiej wartości, mniejszej od energii wiązania najbliższego jądra złożonego, deuteronu, która wynosi ok. 2,2 MeV. Tworzą się kolejno deuteron i dalsze jądra w procesach: $p + n \rightarrow D + \gamma$, $D + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$. Przeszkodę w powstawaniu dalszych jąder stanowi fakt nieistnienia jakiegokolwiek, choćby odrobinę czasu istniejącego, jądra o liczbie masowej $A = 5$. Praktycznie nic nie da się dołączyć do bardzo trwałego helu ${}^4\text{He}$. I neutrony, i protony odpryskują od tego jądra jak groch od ściany. Jedynie w wyjątkowych przypadkach, gdy jądro lżejszej odmiany helu z trudem przechodzi przez wysoką barierę kulombowską wokół ${}^4\text{He}$, powstaje nietrwałe jądro berylu ${}^7\text{Be}$, z którego po wychwycie elektronu tworzy się trwały lit ${}^7\text{Li}$. I to już wszystko. Kończy się łańcuch procesów pierwotnej syntezy pierwiastków. Trwa ona około pół godziny. Dalsze procesy powstawania pierwiastków odbywają się już we wnętrzach gwiazd. Trzy pierwsze ery ewolucji Wszechświata: hadronowa, leptonowa i radiacyjna — pozostawiły po sobie mikroszczątki: nukleony, leptony, fotony, wreszcie jądra atomowe. Dopiero pod koniec ery radiacyjnej mogły powstać neutralne atomy.

Gdy zaś gęstość energii promieniowania spadła poniżej gęstości energii związanej z materią korpuskularną, możliwe stało się tworzenie lokalnych zagęszczeń materii pod wpływem siły grawitacyjnej. Zaczęła się *era gwiazdowa*, zwana też *erą galaktyk*, trwająca do dziś. Powstały w niej i tworzą się do dziś gwiazdy, zasadniczą zaś postacią, w jakiej występuje materia, są jej lokalne skupiska zwane galaktykami.

Kolejne ery ewolucji Wszechświata, wraz z przybliżonymi wartościami czasu, temperatury i gęstości materii przy przejściu od jednej do drugiej, przedstawiłem na diagramie obok.

Zwróćmy jeszcze raz uwagę na fakt, że spośród wszystkich cząstek elementarnych, o których była mowa, jedynie protony, neutrony (w jądrach atomowych), elektrony, neutrina i fotony występują powszechnie w przyrodzie. Wszystkie inne cząstki i antycząstki zostały wytworzone w sposób sztuczny w laboratoriach przez zderzenia elektronów, protonów i jąder atomowych o bardzo wysokich energiach z różnymi tarczami jądrowymi, bądź też powstały w wyniku zderzeń cząstek promieniowania kosmicznego z ciałami kosmicznymi (np. z atmosferą Ziemi). Stąd też wiemy, jakie są te cząstki i w jakich warunkach powstają. Mamy więc wyraźną przewagę nad paleontologami ziemskimi — którzy nigdy nie stworzyli dinozaura w laboratorium.

Czas t	Gęstość (w kg/m ³)	Temperatura (w K)	Skamieliny	
			DZ	IŚ
10 ¹⁰ lat		10 ⁻²⁷		3
	ERA GWIAZDOWA			Galaktyki, gwiazdy
10 ⁶ lat		10 ⁻²⁴		10 ⁴
	ERA RADIACyjNA			Deuter, hel, promieniowanie elektromagnetyczne tła
10 s		10 ⁷		10 ¹⁰
	ERA LEPTONOWA			tło neutrinowe, elektrony
10 ⁻⁴ s		10 ¹⁷		10 ¹²
	ERA HADRONOWA			Nukleony
10 ⁻⁴⁴ s		10 ⁹⁴ (?)		10 ²² (??)
	ERA CHAOŚNA			

Tabela chronologiczna