

Ucieczka atmosfer

Krzysztof REJMER

Prawie wszystkie planety należące do Układu Słonecznego mają atmosfery – otaczające je gazowe powłoki o grubościach stosunkowo niewielkich w porównaniu z ich rozmiarami. Określenie „grubość atmosfery” jest, oczywiście, umowne, ponieważ atmosfera nie ma wyraźnej granicy, lecz zanika w sposób ciągły. W przypadku atmosfery ziemskiej zaledwie jedna milionowa część jej masy znajduje się w odległości większej niż 100 km od powierzchni (promień Ziemi wynosi około 6400 km). Widać stąd wyraźnie, że choć jej granica jest rozmyta, to jednak powłoka atmosfery jest bardzo cienką warstwą otaczającą naszą planetę.

Atmosfera nie jest w stanie równowagi termodynamicznej (o czym świadczy, na przykład, brak stałości temperatury), możemy najwyżej mówić o nietrwalej równowadze lokalnej. Cząsteczki gazu nieustannie zderzają się i co pewien czas któraś z nich uzyskuje prędkość większą lub równą drugiej prędkości kosmicznej, a wtedy może ona uciec z atmosfery, o ile w kolejnych zderzeniach nie utraci tej prędkości. Względna liczba takich cząsteczek nie jest wprawdzie duża, jednak po dostatecznie długim czasie utrata cząsteczek przez atmosferę może być znaczna. Tempo rozplywania się atmosfery warunkowane jest nie tylko przez siły grawitacji, lecz także przez temperaturę i skład chemiczny. Zachowując ostrożność można pokusić się o oszacowanie tego tempa na podstawie wzorów równowagowej fizyki statystycznej, należy jednak przy tym pamiętać, że w rzeczywistości atmosfera nie jest układem w stanie równowagi. Gęstość prawdopodobieństwa tego, że cząsteczka gazu atmosferycznego ma prędkość v , jest określona rozkładem Boltzmanna

$$p = a e^{-\frac{E}{k_B T}},$$

gdzie E jest energią równą $\frac{mv^2}{2} - \frac{g_0 m R^2}{r}$, R jest promieniem planety, g_0 – przyspieszeniem grawitacyjnym na jej powierzchni, r – odległością od jej środka, m – masą cząsteczki, v – jej prędkością, T – temperatura, k_B – stałą Boltzmann. Stałą a wyznaczamy z warunku normalizacji; prawdopodobieństwo znalezienia gdziekolwiek cząsteczki z jakąkolwiek prędkością jest równe jedności. Tu jednak spotyka nas niemiła niespodzianka. Całka

$$\int_R^\infty r^2 e^{-\frac{g_0 m R^2}{k_B T r}} dr$$

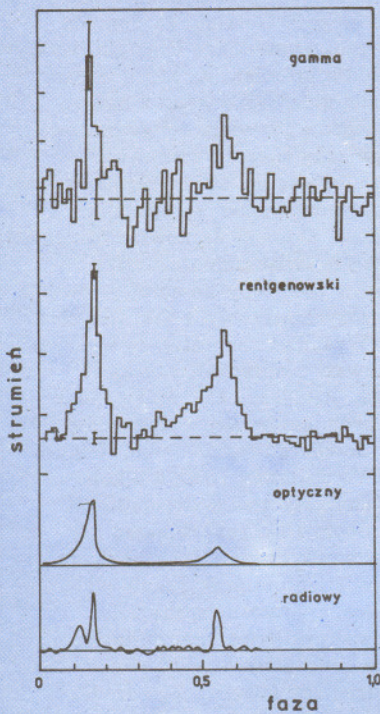
jest rozbieżna w nieskończoność. Jest to konsekwencja długiego zasięgu sił grawitacji, ich bardzo powolnego zanikania. W rzeczywistości sytuacja jest jeszcze gorsza, ponieważ w dostatecznie dużej odległości od powierzchni planety istotne zaczyna być oddziaływanie grawitacyjne ze strony Słońca i innych planet, a wtedy prosty, centralny potencjał traci rację bytu. Gdybyśmy całkowali po skończonym obszarze przestrzeni, uniknęlibyśmy wprawdzie rozbieżności, musimy jednak zdawać sobie sprawę z tego, że dążąc do równowagi atmosfera rozprasza się w całą przestrzeń.

Wykonamy teraz oszacowanie pozwalające zrozumieć, czym może być ten hipotetyczny stan końcowy. Gęstość prawdopodobieństwa $p(r)$ znalezienia cząsteczki w odległości r od środka planety jest proporcjonalna do $e^{m g_0 R^2 / k_B T r}$ (pomijamy wpływ innych ciał niebieskich). Wynika stąd, że

$$\frac{p(r)}{p(R)} = e^{\frac{m g_0 R^2}{k_B T r}} e^{-\frac{m g_0 R^2}{k_B T R}}.$$

Gęstość cząsteczek $h(r)$ w odległości r od środka planety jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa $p(r)$:

$$\frac{h(r)}{h(R)} = \frac{p(r)}{p(R)}.$$



Rys. 1. Strumienie promieniowania z różnych zakresów widmowych, wysyłane przez pulsar w Krabie, zmieniają się z tym samym okresem, równym 0,0332 s. Precyzja obserwacji pozwala stwierdzić, że maksima strumieni we wszystkich obserwowanych zakresach dokładnie pokrywają się. Charakterystyczne jest występowanie dwóch maksimów w czasie jednego okresu, związane zapewne z faktem, że ukierunkowane wiązki pochodzące z okolicy obydwu biegunów magnetycznych trafiają w Ziemię.

obserwacji wspomnianego wyżej słabego źródła, mającego położenie zbieżne z Gemingą, za pomocą nowego, czulszego satelity rentgenowskiego ROSAT. Łączny czas obserwacji wynosił około 4 godzin. Mimo tego że, jak już wspominaliśmy, całkowita energia na jednostkę czasu, wypromieniowywana w przedziale rentgenowskim, jest dużo mniejsza niż w przedziale promieniowania gamma, to jednak liczba zaobserwowanych kwantów była w tym zakresie promieniowania znacznie wyższa niż w zakresie gamma (ogółem zarejestrowano ponad 7600 kwantów). Pozwoliło to na dokonanie szczegółowej analizy periodogramowej, która doprowadziła do wykrycia zmian w strumieniu rentgenowskim z okresem równym 0,237 s. Otrzymana okresowość jest dobrze widoczna również w poszczególnych fragmentach ciągu obserwacji i zachowuje się stabilnie. Wyraźnie ją widać we wszystkich pasmach energetycznych, w jakich prowadzone były obserwacje. Wszystkie obserwacje układają się w charakterystyczną krzywą, podobną do typowych pulsów rentgenowskich (rys. 2).

Wynika stąd, że

$$h(\infty) = h(R)e^{-\frac{mg_0 R}{k_B T}}$$

Widać stąd, że w końcowym stanie równowagi gęstość $h(R)$ cząstek przy powierzchni planety musi być równa zeru. W przeciwnym przypadku byłaby ona niezerowa w nieskończoności, a to oznaczałoby nieskończoną masę atmosfery. Czynniki $e^{-\frac{mg_0 R}{k_B T}}$ dla Ziemi jest rzędu 10^{-350} , a więc bardzo mały. Gdybyśmy założyli, że Księżyc miał kiedyś atmosferę taką jak Ziemia, to dla Księżyca wynosiłby on 10^{-16} , a więc byłby znacznie większy niż dla Ziemi. Wiąże się to ze znacznie większą prędkością rozprzeczania się atmosfery w przypadku Księżyca.

Model uciezki atmosfery

Możemy rozważyć dwa skrajne przypadki: atmosferę gęstą i atmosferę rzadką. W gęstej atmosferze cząsteczka nieustannie zderza się z innymi cząsteczkami. Nawet gdy uzyska prędkość równą co najmniej drugiej prędkości kosmicznej, w następnym zderzeniu może ją utracić. Średni czas upływający między kolejnymi zderzeniami wynosi

$$\tau_1 = \frac{1}{\sqrt{2}\pi a^2 h(r) v_{sr}}$$

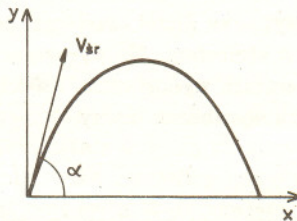
gdzie a jest średnicą cząsteczki (wielkość rzędu 10^{-10} m), $h(r)$ jest gęstością cząstek w odległości r od środka planety, v_{sr} zaś to średnia prędkość cząsteczki.

Jeśli atmosfera jest rzadka, cząsteczka wylatująca ku górze ma niewielką szansę na zderzenie z inną cząsteczką. Jeśli ma prędkość większą lub równą drugiej prędkości kosmicznej, ucieka do nieskończoności, jeśli nie – opada i zderza się z powierzchnią planety lub niżej leżącą warstwą atmosfery. Przypadek ten będzie opisywał ostatnią fazę ewolucji atmosfery lub ucieczkę cząstek z jej górnych warstw, których gęstość nigdy nie jest duża. Jeśli średni czas upływający między kolejnymi zderzeniami jest większy lub przynajmniej porównywalny ze średnim czasem, po jakim cząsteczka opada, możemy posługiwać się przybliżeniem rzadkiej atmosfery. Czas opadania cząsteczki oszacujemy w oparciu o wzory opisujące rzut ukośny. Cząsteczka wyrzucona pod kątem α do poziomu z prędkością v_{sr} spada po czasie

$$t = \frac{2v_{sr} \sin \alpha}{g}$$

Uśredniając go względem kątów z przedziału $[0, \pi/2]$ otrzymujemy średni czas, po jakim cząsteczka opada

$$\tau_2 = \frac{4v_{sr}}{\pi g}$$



Prawdopodobieństwo tego, że najpóźniej po k zderzeniach (czyli po czasie $t = k\tau_2$) cząsteczka uzyska prędkość równą lub większą od drugiej prędkości kosmicznej wynosi

$$P_k = S + (1-S)S + (1-S)^2 S + \dots + (1-S)^k S$$

Pierwszy wyraz sumy jest prawdopodobieństwem tego, że cząsteczka już na początku miała prędkość umożliwiającą ucieczkę. Wyraz $(1-S)^i S$, jest prawdopodobieństwem uzyskania jej dopiero w i -tym zderzeniu. Powyższa suma jest sumą wyrazów szeregu geometrycznego, a zatem

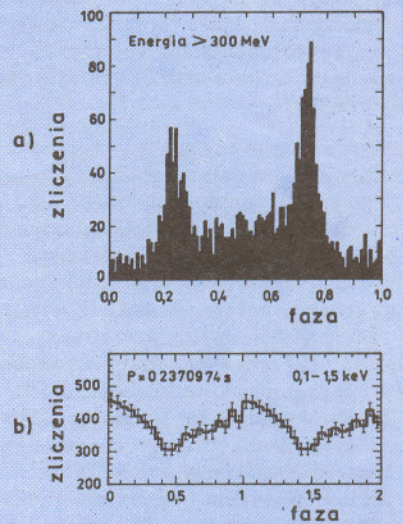
$$P_k = 1 - (1-S)^{k+1}$$

Prawdopodobieństwo tego, że cząsteczka pozostanie w atmosferze, wynosi $1 - P_k$, czyli $(1-S)^{k+1}$, gdzie $k = t/\tau_2$. Możemy zapisać je jako

$$q(t) = (1-S)e^{t \ln(1-S)/\tau_2}$$

gdzie $1-S$ jest początkową wartością tego prawdopodobieństwa. Ponieważ S jest bardzo małe w porównaniu z jednością, możemy posłużyć się przybliżeniem

$$\ln(1-S) \approx -S,$$



Rys. 2. Strumień promieniowania rentgenowskiego Gemingi z zakresu 0,1 – 1,5 keV otrzymany za pomocą satelity ROSAT zmienia się z okresem 0,237 s, ale widoczne jest tylko jedno maksimum na okres (a). Strumień promieniowania gamma otrzymany z Comptonowskiego Obserwatorium Promieniowania Gamma zmienia się z tym samym okresem, ale krzywa zmian ma dwa maksima (b). Niedokładności obserwacji nie pozwalają na dokładne porównanie faz obserwacji z obydwu zakresów.

Autorzy tych obserwacji ogłosili swoją publikację w połowie 1992 r. i natychmiast sygnęły się dalsze wyniki. Na orbicie znajduje się od niedawna satelita o nazwie Comptonowskie Obserwatorium Promieniowania Gamma (*Compton Gamma-Ray Observatory*), który prowadzi obserwacje w wielu zakresach energetycznych gamma z dużo wyższą czułością niż poprzednie instrumenty. Oczywiście, wśród pierwszych obserwowanych obiektów znalazła się i Geminga. Gdy podano do publicznej wiadomości okres pulsowania rentgenowskiego, postanowiono sprawdzić, czy aby strumień promieniowania gamma pochodzący z Gemingi też nie zmienia się z tym samym okresem. Analiza danych zebranych w ciągu 50 dni wykazała nie tylko, że strumień promieniowania gamma rzeczywiście zmienia się z okresem około 0,237 s, ale można było ponadto wykryć tempo zmian tego okresu, co od razu prowadzi do wieku pulsara. Na wiek Gemingi otrzymano wartość około 300 000 lat. Inna grupa naukowców sięgnęła do starych obserwacji Gemingi z przełomu lat 70. i 80. (prowadzonych za pomocą satelity Cos-B) i bez trudu stwierdziła również i w nich obecność okresu około 0,237 s. Dokładna wartość znalezionej wartości okresu wynosiła nieco mniej niż wyznaczona za pomocą ROSATA, co potwierdziło istnienie stałego wydłużania się. Obliczone tempo zmian okazało się bliskie wartości otrzymanej z danych pochodzących z Obserwatorium

Comptonowskiego, tyle że, ze względu na dłuższą bazę czasową, mogło być wyznaczone dokładniej. Autorzy stwierdzają w konkluzji, że „to było tam cały czas!”

Zaobserwowanie tak silnego promieniowania gamma świadczy, że jego źródło znajduje się blisko nas. Oszacowania wskazują, że Geminga leży w odległości około 300 lat świetlnych od Słońca, co czyni ją najbliższą, znaną nam gwiazdą neutronową. Całkowita jej moc promieniowania jest 10 razy większa niż Słońca, ale gdyby znajdowała się na jego miejscu, widzielibyśmy ją w dziedzinie optycznej po prostu tylko jako bardzo jasną gwiazdę, znacznie słabszą od Księżyca w pełni. Tyle że takie porównania mają bardzo hipotetyczny charakter. Nie przeżylibyśmy śmiertelności zalewu kwantami gamma, a i Księżyc nie świeciłby tak jasno, jak teraz, gdy odbija światło Słońca.

Jak Geminga produkuje kwanty gamma?

Identyfikacja Gemingi z młodym pulsarem wyjaśnia główną zagadkę związaną z nią, ale, jak to zwykle bywa z ważnymi odkryciami, stawia nowe pytania i problemy. Dlaczego Geminga promieniuje tysiąc razy więcej energii w zakresie gamma niż w rentgenowskim i milion razy więcej niż w optycznym? Proporcje te dla innych znanych młodych pulsarów wyglądają inaczej. Czy zatem Geminga jest wyjątkiem, czy też każdy młody pulsar musi przejść przez stadium Gemingi? Aby na te pytania odpowiedzieć choćby hipotetycznie, musimy przyrzeć się mechanizmom promieniowania pulsarów nie będących składnikami układów podwójnych.

Zgodnie z naszą wiedzą, pulsary pojedyncze wytwarzają fale elektromagnetyczne poprzez mechanizm promieniowania nietermicznego, a w szczególności poprzez oddziaływanie cząstek naładowanych z silnym polem magnetycznym. Mechanizm ten wygląda następująco: szybko rotująca gwiazda neutronowa, mająca potężne pole magnetyczne o natężeniu 10^{12} Oe (czyli rzędu 10^{14} A/m), wytwarza bardzo silne pole elektryczne, które mimo olbrzymiej siły grawitacji panującej na jej powierzchni wyrwa z gwiazdy naładowane elektrycznie cząstki. W tym samym polu elektrycznym cząstki nabierają szybko prędkości bliskich prędkości światła, a ich energia sięga 10^{14} eV. Poruszając się wzdłuż zakrzywionych linii pola magnetycznego emitują wysokoenergetyczne promieniowanie elektromagnetyczne. Niektóre kwanty tego promieniowania rozpadają się na pary elektron-pozyton, które znow ulegają

czyli

$$q(t) = (1 - S)e^{-t/T_u}, \text{ gdzie } T_u = \frac{\tau_2}{S}.$$

Prawdopodobieństwo znalezienia cząsteczki w rzadkiej atmosferze maleje wykładniczo z czasem. T_u jest czasem, po jakim zmaleje ono e -krotnie. Charakteryzuje on tempo zaniku atmosfery.

Jeśli planeta prócz zewnętrznej, rzadkiej warstwy ma także gęstą część atmosfery, z której cząsteczki praktycznie nie uciekają, otrzymany czas ucieczki będzie zaniżony, jak można oszacować, w takim stosunku, w jakim pozostają masy całej atmosfery i jej rzadkiej warstwy.

Oszacowanie prawdopodobieństwa S

W modelu gazu doskonałego o punktowych, nie oddziałujących cząsteczkach mamy

$$S = \frac{1}{A} \int_{v_2}^{\infty} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv,$$

gdzie $A = \int_0^{\infty} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv = \frac{1}{4} \sqrt{\pi} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{-3/2}$ oraz v_2 jest drugą prędkością kosmiczną. Całkę we wzorze określającym prawdopodobieństwo S oszacujemy następująco

$$\int_{v_2}^{\infty} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv \approx v_2 \int_{v_2}^{\infty} v e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv = \frac{v_2 k_B T}{m} e^{-\frac{mv_2^2}{2k_B T}}.$$

Jest to możliwe, ponieważ ze względu na szybko zanikający czynnik $e^{-\frac{mv_2^2}{2k_B T}}$ wkład do całki pochodzący od dużych wartości v jest zanedbywalnie mały. Otrzymujemy więc

$$S \approx 2v_2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} e^{-\frac{mv_2^2}{2k_B T}}.$$

Ziemia i Księżyc

Na podstawie otrzymanych wzorów oszacujemy teraz tempo rozplywania się atmosfery ziemskiej i hipotetycznej atmosfery Księżyca.

W przypadku Ziemi cząsteczki będą uciekały głównie z górnych, rzadkich warstw atmosfery. Na wysokości 400 km nad powierzchnią Ziemi temperatura wynosi około 1800 K, gęstość zaś $n = 2 \cdot 10^{13}$ cząsteczek/m³. W tych warunkach mamy

$$v_{\text{sr}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} = 1235 \text{ m/s}.$$

Druga prędkość kosmiczna na tej wysokości wynosi

$$v_2 = \sqrt{\frac{2g_0 R^2}{R+h}} = 10900 \text{ m/s},$$

a przyspieszenie grawitacyjne

$$g = g_0 \left(\frac{R}{R+h} \right)^2 = 8,7 \text{ m/s}^2.$$

Czasy τ_1 i τ_2 wynoszą: $\tau_1 = 914 \text{ s} \approx 15 \text{ min}$, $\tau_2 = 90 \text{ s} = 1,5 \text{ min}$, a zatem średni czas opadania jest dziesięciokrotnie krótszy od średniego czasu upływającego między zderzeniami. Możemy więc zastosować przybliżenie rzadkiej atmosfery. Otrzymamy wówczas $S \approx 10^{-50}$, czyli

$$T_u = \frac{\tau_2}{S} \approx 10^{47} \text{ s} \approx 10^{30} \text{ mld lat}.$$

Jest to czas dużo większy niż czas życia Wszechświata (około 20 mld lat). Tak więc Ziemia nie mogła stracić atmosfery.

Dla Księżyca założymy, że jego hipotetyczna atmosfera była taka sama jak ziemska. W tych warunkach czas upływający między zderzeniami będzie taki sam, jak dla Ziemi ($\tau_1 = 15 \text{ min}$), natomiast czas opadania ($\tau_2 = 2700 \text{ s} \approx 45 \text{ min}$) jest dłuższy od średniego czasu upływającego

między zderzeniami. Łatwo jednak zauważyć, że tak naprawdę ważny jest sam czas wznoszenia się cząsteczki, czyli 22,5 min. Różni się on niewiele od średniego czasu upływającego między zderzeniami, od biedy możemy więc zastosować przybliżenie rzadkiej atmosfery. Druga prędkość kosmiczna dla Księżyca wynosi $v_2 = 2400$ m/s, a przyspieszenie grawitacyjne na jego powierzchni jest równe $g_0 = 1,62$ m/s². Ostatecznie otrzymujemy

$$S \approx 10^{-2} \text{ czyli } T_u = \text{kilkadziesiąt godzin.}$$

Widzimy więc, że jeśli Księżyc miał kiedykolwiek atmosferę, a warunki, jakie w niej panowały, były takie, jak w górnych warstwach atmosfery Ziemi, to prawie natychmiast ją utracił. Atmosfera ta rozplynęła się we Wszechświecie, ponieważ siły grawitacji Księżyca były zbyt słabe, żeby utrzymać ją przy powierzchni globu.

Inne planety Układu Słonecznego

Na zakończenie oszacujemy prędkość rozplywania się atmosfer kolejnych planet Układu Słonecznego, przyjmując za stan początkowy obecnie panujące tam warunki.

Merkury – bardzo rzadka atmosfera, temperatura 300–420 K,

$$T_u \text{ rzędu } 10^5 \text{ mld lat.}$$

Venus – bardzo gęsta atmosfera, temperatura 750 K, główny składnik CO₂,

$$T_u \text{ rzędu } 10^{145} \text{ mld lat.}$$

Mars – rzadka atmosfera, temperatura 220–270 K, główny składnik CO₂,

$$T_u \text{ rzędu } 10^{91} \text{ mld lat.}$$

Jowisz – gęsta atmosfera, temperatura 130 K, główne składniki wodór i hel,

$$T_u \text{ rzędu } 10^{1363} \text{ mld lat.}$$

Saturn – gęsta atmosfera, temperatura 120 K, główne składniki wodór i hel,

$$T_u \text{ rzędu } 10^{512} \text{ mld lat.}$$

Widzimy więc, że charakterystyczny czas zaniku atmosfery jest największy dla dwóch planet o zimnej i gęstej atmosferze oraz silnej grawitacji:

Jowisza i Saturna. W rzeczywistości nasze obliczenia dotyczą górnych, rozrzedzonych warstw atmosfery, tempo zaniku całej atmosfery jest o wiele wolniejsze. Najkrótszy, ale także dłuższy niż czas życia Wszechświata, jest charakterystyczny czas zaniku atmosfery Merkurego i Marsa, planet małych, o rozrzedzonej atmosferze.

Na pierwszy rzut oka niepokojący może się wydawać fakt całkowitej odmienności wyników dla Merkurego i Księżyca, ciał niebieskich, które są bardzo podobne. Wynika to z odmiennych warunków początkowych przyjętych w analizie. Dla Merkurego rozpatrywaliśmy ewolucję rozpoczynającą się od takiego stanu atmosfery, jaki istnieje tam obecnie. Dla Księżyca przyjęliśmy jako początkowy stan warunki panujące w górnych warstwach atmosfery ziemskiej. Są to warunki całkowicie inne niż w przypadku Merkurego.

Dla Ziemi czas zaniku atmosfery (jej górnych warstw) oszacowaliśmy na 10³⁰ mld lat. Możemy więc spać spokojnie. Atmosfera nie ucieknie nam podczas nocy. Gdyby udało się nam wytworzyć wokół Księżyca atmosferę taką, jaką ma Ziemia i zamieszkalibyśmy na powierzchni Srebrnego Globu, to eksperyment ten zakończyłby się niepowodzeniem, ponieważ już po kilku dniach Księżyc utraciłby atmosferę.

przyspieszeniu w polu elektrycznym. Zderzając się z pierwotnymi cząstkami wypełniającymi magnetosferę tworzą całą kaskadę energetyczną cząstek. Jednocześnie szybko poruszające się cząstki oddziałują z kwantami promieniowania poprzez efekt Comptona i odwrotny efekt Comptona. Cząstki naładowane (i te bardzo szybkie, i te wolniejsze) tracą też swoją energię poprzez promieniowanie synchrotronowe. W efekcie magnetosfera pulsara wytwarza promieniowanie z całego zakresu fal elektromagnetycznych – od fal radiowych do „twardych”, tj. wysokoenergetycznych kwantów gamma. Duża jego część powstaje w pobliżu biegunów magnetycznych i jest emitowana kierunkowo, wzdłuż osi pola, co daje znany efekt „latarni morskiej”. Kąt rozwarcia wysyłanej kierunkowo wiązki zależy m.in. od geometrii pola, jego natężenia, tempa rotacji pulsara itd.

Szczegóły opisanego mechanizmu nie są jeszcze zbyt dobrze znane, a wiele z nich jest wciąż przedmiotem kontrowersji. Niemniej jednak, dobierając odpowiednio warunki fizyczne, można, jak się wydaje, wyjaśnić obserwowaną różnorodność zachowań pulsarów. Zakładając sensowną fizycznie ewolucję pulsarów i ich otoczenia specjaliści od problemów promieniowania pulsarów twierdzą, że mogą również wyjaśnić różnice między trzema wspomnianymi młodymi pulsarami i fakt, że gwiazdy te tworzą sekwencję ewolucyjną. Swobodnymi parametrami, dobieranymi indywidualnie dla każdego pulsara, są w tym przypadku parametry opisujące geometrię pola magnetycznego względem gwiazdy i obserwatora. Omówmy zatem tę sekwencję.

Powstały po wybuchu supernowej pulsar ma bardzo silne pole magnetyczne – rzędu 10¹² – 10¹³ Oe i rotuje z okresem rzędu setnych sekundy. Wokół pulsara rozciąga się ekspandująca otoczka powstała w wyniku wybuchu. Pulsar traci szybko energię rotacji przekazując ją głównie otoczce, przez co pobudza ją do intensywnego świecenia w szerokim zakresie widma. Sam pulsar bezpośrednio wypromieniowuje tylko niewielką część swej energii rotacyjnej. Jest to stadium Kraba. Kwanty gamma powstające w magnetosferze pulsara unoszą w tym okresie mniej niż 0,1% całej traconej przez pulsar energii, która wynosi około 10³⁸ erg/s (10³¹ W), co jest 30 000 razy większe od całkowitej energii wyswieceanej przez Słońce. Po około 10 000 lat otoczka ulega rozproszeniu, pole jest słabsze, a okres rotacji wydłuża się do prawie 0,1 s. Natężenie promieniowania o niższych energiach, związane z kaskadami zderzających się cząstek czy oddziaływaniami z „zewnętrznymi” cząstkami otoczki, mającymi dużo mniejsze energie, ulega znacznemu osłabieniu, podczas gdy promieniowanie gamma,