

UNIwersytet Łódzki
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Katedra Astrofizyki

Modelowanie procesów radiacyjnych
wysokich energii w układach podwójnych
gwiazd i ich otoczeniu

Jerzy Pabich

nr albumu 3445

Praca doktorska
wykonana w Katedrze Astrofizyki
pod kierunkiem
Prof. dr hab. Włodzimierza Bednarka

Łódź, 2015 r.

Spis treści

1	Układy podwójne gwiazd w zakresie wysokich energii	6
1.1	Zarys historyczny obserwacji wysokich energii z układów gwiazdowych .	8
1.2	Układy podwójne zawierające pulsar	11
1.3	Mikrokwazary	16
1.4	Układy podwójne masywnych gwiazd	18
1.5	Białe Karły w układach podwójnych	20
2	Promieniowanie X i gamma z układów kataklizmicznie zmiennych: V1223 Sgr	22
2.1	Akrecja na Białego Karła w układzie podwójnym gwiazd	24
2.2	Produkcja promieniowania w obszarze przejściowym	27
2.2.1	Przyspieszanie cząstek	27
2.2.2	Emisja od relatywistycznych elektronów	28
2.2.3	Emisja od relatywistycznych protonów	30
2.2.4	Ucieczka fotonów gamma z okolic WD	31
2.2.5	Bilans energetyczny modelu	32
2.3	Promieniowanie rentgenowskie i gamma z V1223 Sgr	33
2.4	Dyskusja i Wnioski	36
3	Wysokoenergetyczne promieniowanie z masywnego układu podwój- nego Eta Carinae	39
3.1	Model kolidujących wiatrów gwiazdowych	41
3.2	Przyspieszanie cząstek	43
3.2.1	Przyspieszanie elektronów	44
3.2.2	Przyspieszanie hadronów	48

3.3	Scenariusze produkcji promieniowania gamma	49
3.3.1	Model A: elektrony	50
3.3.2	Model B: elektrony i hadrony	52
3.4	Absorpcja promieniowania gamma	52
3.5	Porównanie z obserwacjami Eta Carinae	54
3.5.1	Model A	54
3.5.2	Model B	57
3.6	Neutrino z Eta Carinae	61
3.7	Podsumowanie i wnioski	63
4	Promieniowanie gamma i neutrinowe z masywnych układów podwójnych w gromadach otwartych	66
4.1	Model masywnego układu podwójnego wewnątrz gromady otwartej . .	68
4.2	Przyspieszanie jąder w układzie podwójnym	71
4.3	Dezintegracja hadronów wewnątrz układu podwójnego	75
4.4	Hadrony uciekające z układu podwójnego	78
4.5	Promieniowanie gamma od protonów w obszarze wiatru gwiazdowego .	80
4.5.1	Absorpcja promieniowania gamma blisko masywnej gwiazdy . .	81
4.5.2	Wkład od protonów bezpośrednio odczepionych od jąder	83
4.5.3	Wkład od protonów z rozpadających się neutronów	84
4.5.4	Konfrontacja z obserwacjami układów podwójnych	87
4.6	Emisja fotonów gamma od protonów w obszarze gromady otwartej . . .	89
4.6.1	Emisja od protonów transportowanych poza obszar wiatru . . .	89
4.6.2	Emisja od protonów z rozpadu neutronów poza obszarem wiatru	92
4.6.3	Konfrontacja z obserwacjami gromad otwartych	93
4.7	Neutrino z otoczenia układu podwójnego	95
4.8	Wnioski	96
5	Wnioski	100

Streszczenie

Obecnie znanych jest kilkanaście źródeł promieniowania gamma zidentyfikowanych z układami podwójnymi gwiazd. Wśród tych układów gwiazdowych pięć zostało zaobserwowanych w zakresie energii promieniowania gamma powyżej kilkudziesięciu GeV. Układy te są obecnie intensywnie badane w szerokim zakresie promieniowania elektromagnetycznego. Jednak wyniki nie umożliwiają jeszcze uzyskania spójnego obrazu umożliwiającego zrozumienie zachodzących w nich procesów. Dlatego mechanizmy produkcji wysokoenergetycznego promieniowania gamma i przyspieszania cząstek w warunkach panujących w układach gwiazdowych nie są jeszcze dobrze poznane. Celem tej pracy jest opracowanie kilku modeli, które byłyby w stanie opisać procesy w tego typu źródłach, prowadzące do emisji w zakresie wysokich energii widma elektromagnetycznego.

We wstępie do pracy opisujemy wyniki obserwacji promieniowania gamma z układów gwiazdowych wykonane w ostatniej dekadzie i przedstawiamy niektóre proponowane rozwiązania modelowe. Modele te, opisujące wybrany układ podwójny, przedstawiają możliwe scenariusze dla konkretnych warunków panujących w omawianych układach. Warunki mogą różnić się znacznie w różnych typach układów gwiazdowych. Przewiduje się, że promieniowanie może być produkowane w czterech typach układów podwójnych: układach podwójnych w których obiektem zwartym jest rotująca gwiazda neutronowa, mikrokwarzarach, zasilanych przez akrecję na czarną dziurę lub gwiazdę neutronową, układach zawierających akreującego białego karła, typu novae, oraz układach podwójnych dwóch masywnych gwiazd w których dochodzi do kolizji gęstych i szybkich wiatrów gwiazdowych. W pracy pokażemy na konkretnych przykładach, w jaki sposób i w jakim zakresie emisja promieniowania w takich układach podwójnych może zachodzić.

Pierwszym rozważanym przypadkiem jest akrecja materii na kataklizmiczne Białe Karły (IPWDs). Wydaje się ona zapewniać atrakcyjne warunki dla przyspieszania cząstek do wysokich energii w silnie namagnetyzowanym, turbulentnym obszarze w wewnętrznym dysku akrecyjnym. Rozważamy proces przyspieszania elektronów i hadronów w takim obszarze i badamy ich procesy radiacyjne w zakresie wysokich energii.

Stwierdzamy, że przyspieszone elektrony tracą energię głównie w procesie synchrotronowym, produkując nietermiczną emisję w zakresie promieniowania rentgenowskiego. Z drugiej strony, przyspieszone hadrony są unoszone na powierzchnię Białego Karła (WD) i oddziałują z gęstą materią w procesach hadronowych. W wyniku tych oddziaływań pojawia się wysokoenergetyczne promieniowanie gamma z rozpadu neutralnych pionów i od wtórnych leptonów z rozpadu naładowanych pionów. Pokazujemy, że promieniowanie z zakresu GeV-TeV może uciec z pobliża białego karła. Wtórne leptony produkują głównie promieniowanie synchrotronowe w postaci twardego promieniowania rentgenowskiego i miękkiego promieniowania gamma. Jako przykład przewidujemy emisję promieniowania rentgenowskiego i gamma z IPWD V1223 Sgr. Zależnie od wykładnika widmowego wstrzykiwanych cząstek, ta wysokoenergetyczna emisja może być zaobserwowana przez teleskop Fermi-LAT w zakresie GeV i/lub przez planowane obserwatorium Cherenkov Telescope Array (CTA) w zakresie TeV.

Doskonałym przykładem układu podwójnego ze zderzającymi się szybkimi wiatrami jest najbardziej masywny układ podwójny, Eta Carinae, który został w ostatnich latach zidentyfikowany jako źródło promieniowania gamma. Widmo zmierzone przez detektory AGILE i Fermi-LAT jest zaskakujące. Można w nim stwierdzić istnienie dwóch składników i ich wyraźną zależność od orbitalnej fazy układu. Rozważamy różne scenariusze przyspieszania cząstek (elektronów i hadronów) i produkcji wysokoenergetycznego promieniowania w modelu zderzenia wiatrów gwiazdowych. Celem jest wyjaśnienie obserwacji w zakresie promieniowania gamma oraz przewidzenie zachowania źródła w zakresie energii TeV. Wyliczone na podstawie opisanych poniżej modeli widma promieniowania gamma są porównywane z dostępnymi obserwacjami układu Eta Carinae. Natomiast widma neutrin produkowanych w modelach hadronowych skonfrontowane są z tłem neutrin atmosferycznych w typowym teleskopie neutrinowym o powierzchni 1 km^2 . Pokazujemy, że cechy widmowe mogą zostać wyjaśnione przy założeniu modelu zderzenia wiatrów gwiazd towarzyszących, w którym przyspieszanie cząstek zachodzi na podwójnej fali uderzeniowej (w wiatrach obu gwiazd) o różnych własnościach. Fale uderzeniowe, powodowane przez wiatr Eta Carinae i wiatr jej towarzyszącej gwiazdy, mogą przyspieszać cząstki do różnych energii zależnie od specyficznych warunków określonych przez parametry gwiazd. Brak wyraźnej zmienności promieniowania gamma o energiach rzędu GeV, w zależności od fazy obrotu układu, może również zostać wytłumaczony tym modelem. Przewidujemy, że cechy emisji promieniowania gamma o energiach powyżej 100 GeV pokażą wyraźną zmienność (lub jej brak) w zależności od scenariusza przyspieszania i oddziaływania cząstek w układzie podwójnym. Dla modeli hadronowych przewidujemy spodziewany zakres strumienia neutrin pochodzących z układu podwójnego Eta Carinae, który może być testowany obserwacyjnie przez dużej skali teleskopy neutrinowe (np. typu IceCube, czy KM3NeT),

potwierdzając (lub wykluczając) konkretne modele hadronowe.

Przewidujemy, że emisja promieniowania gamma może także zachodzić efektywnie w przypadku układów podwójnych zanurzonych w materii gromad otwartych. TeV-owa emisja promieniowania gamma była ostatnio zaobserwowana z kierunku kilku otwartych gromad zawierających masywne gwiazdy. Rozważamy wysokoenergetyczne procesy zachodzące wewnątrz masywnych układów podwójnych i ich gęstego otoczenia przyjmując, że jądra atomów z wiatrów gwiazdowych masywnych gwiazd są przyspieszane w obszarze kolizji wiatrów gwiazdowych. Obliczamy tempo wstrzyknięć protonów i neutronów z fragmentacji tych jąder w zderzeniach z promieniowaniem gwiazd i materią wiatrów od masywnych towarzyszy w układach podwójnych. Protony i neutrony mogą oddziaływać wewnątrz wiatru gwiazdowego i wewnątrz gromad otwartych, produkując piony, które rozpadają się na fotony gamma i neutrino. Rozważamy możliwość obserwacji takiej emisji gamma przez obecne i przyszłe teleskopy Cherenkowskie dla przypadku dwóch układów podwójnych: Eta Carinae, wewnątrz kompleksu obłoków Carina, i WR 20a, wewnątrz gromady otwartej Westerlund 2. Wyliczamy także strumienie neutrin produkowanych przez protony wokół układów podwójnych i wewnątrz gromad otwartych. Emisja neutrin oczekiwana w tym modelu jest porównana z górnymi ograniczeniami na strumienie neutrin z dyskretnych źródeł opublikowanymi przez współpracę ANTARES, a także z czułością teleskopu IceCube.

W kolejnych rozdziałach pracy są szczegółowo przedstawione powyżej opisane możliwe scenariusze produkcji wysokoenergetycznego promieniowania w układach podwójnych. Określone zostają także przewidywane strumienie fotonów gamma i neutrin, w celu możliwości potwierdzenia lub wykluczenia tych modeli przez obecnie uzyskane i przyszłe wyniki obserwacyjne.

Rozdział 1

Układy podwójne gwiazd w zakresie wysokich energii

Okolo połowa wszystkich gwiazd występuje w różnego rodzaju układach podwójnych. Skomplikowane procesy zachodzące pomiędzy różnego typu gwiazdami w układach podwójnych zawierających tzw. gwiazdy zwarte charakteryzują się zjawiskami wysokich energii, które mogą być obserwowane w zakresie promieniowania rentgenowskiego i gamma. Tymi obiektami zwartymi, towarzyszącymi gwiazdom w układzie podwójnym, mogą być białe karły, gwiazdy neutronowe, czy czarne dziury. Ze względu na naturę układów podwójnych, emisja promieniowania może być szybko zmienna w czasie, zależąc np. od orbitalnego okresu obrotu. Biorąc pod uwagę różne możliwości nachylenia płaszczyzny obrotu układu, zmienność może zachodzić w postaci izolowanych rozbłysków, pseudo-periodycznej lub w pełni periodycznej emisji. Możliwość badania cykliczności emisji daje w tym przypadku bardzo dużą przewagę nad innymi źródłami galaktycznymi.

Rentgenowskie układy podwójne charakteryzują się często termiczną emisją, produkowaną z przetwarzania energii grawitacyjnej z akrecji materii na obiekt zwarty (gwiazdę neutronową lub czarną dziurę) na emisję rentgenowską wypromieniowaną przez gorącą akreującą plazmę. Jednakże wraz z odkryciem układów gwiazdowych, w których obiekty zwarte posiadają relatywistyczne strugi (zwanymi mikrokwazarami), podstawowe założenia na temat rentgenowskich układów podwójnych zostały znacznie zmienione. Synchronotrowa emisja obserwowana z mikrokwazarów wskazuje na istnienie w ich otoczeniu elektronów do energii rzędu ~ 10 GeV. Jeżeli proces przyspieszania elektronów postępuje z wystarczająco wysokim tempem, takie widmo synchronotrowe może rozciągać się aż do zakresu twardego promieniowania rentgenowskiego. Dodatkowo, gęste tło niskoenergetycznych fotonów produkowane w strudze, a także pochodzące z dysku akrecyjnego i gwiazdy towarzyszącej, tworzy dobre warunki dla efektywnej

produkcji promieniowania gamma o szerokim zakresie energii w wyniku odwrotnego rozpraszania Comptona. Dlatego układy podwójne gwiazd z obiektem zwartym były wskazywane jako potencjalne miejsca przyspieszania cząstek i także jako silne źródła promieniowania wysokich energii.

Mówiąc o zakresie energii promieniowania gamma, mamy na myśli zakres 14 rzędów wielkości. Ten zakres energii zaczyna się od około $E = m_e c^2 \approx 0.5 \times 10^6$ eV do $\approx 10^{20}$ eV. Dolna granica odpowiada energii fotonów w czasie anihilacji spoczywających par elektron-pozytron. Górna granica odpowiada najwyższym energiom cząstek obserwowanych w promieniowaniu kosmicznym. Ten olbrzymi zakres energii kosmicznego promieniowania elektromagnetycznego jest dostępny różnie pod kątem możliwości obserwacyjnych ze względu na różne metody detekcji promieniowania i czułości kosmicznych i naziemnych detektorów.

Od czasu odkrycia galaktycznych źródeł z relatywistycznymi strugami, nazwanych mikrokwazarami, ogólne postrzeganie roli nietermicznych procesów w rentgenowskich układach podwójnych bardzo się zmieniło. Obecnie powszechnie uważa się, że procesy nietermiczne odgrywają ważną rolę w tych źródłach napędzanych procesem akrecji materii na obiekt zwarty. W przybliżeniu około 20 procent spośród znanych układów rentgenowskich wykazuje cechy emisji synchrotronowej. Obserwacje z ostatnich lat ujawniły obecność strug w zakresie radiowym w kilku klasach układów podwójnych. Dowodem synchrotronowego pochodzenia promieniowania z tych źródeł jest wysoka jasność i polaryzacja obserwowanej emisji sygnału radiowego. Nietermiczna moc synchrotronowych strug (w formie przyspieszonych elektronów i energii kinetycznej relatywistycznego wypływu) podczas wysokich stanów aktywności w zakresie radiowym może być porównywalna lub nawet przekroczyć termiczną jasność promieniowania rentgenowskiego z dysku akrecyjnego wokół centralnego obiektu zwartego, którym może być np. czarna dziura o masie rzędu kilku-kilkunastu mas Słońca. Jeżeli przyspieszanie elektronów postępuje w szybkim tempie, widmo promieniowania synchrotronowego strugi może rozciągać się do twardego promieniowania rentgenowskiego lub nawet miękkiego promieniowania gamma. Tło fotonów niskich energii o dużej gęstości może być produkowane przez dysk akrecyjny otaczający obiekt zwarty, przez gwiazdę towarzyszącą i także przez samą strugę. Tworzy ono dogodne warunki dla efektywnej produkcji promieniowania gamma w procesie odwrotnego rozpraszania Comptona. Także elektrony przyspieszane na fali uderzeniowej powstałej w wyniku kolizji strugi z naddźwiękowym wiatrem gwiazdy towarzyszącej mogą doprowadzić do (pseudo) stabilnej produkcji promieniowania gamma w wyniku rozpraszania Comptona, w przypadku gdy optyczne fotony byłyby obficie dostarczane przez gwiazdę towarzyszącą. Fala uderzeniowa powinna także przyspieszać protony, ale produkcja promieniowania gamma w wyniku oddzia-

ływania protonów z materią może być efektywna tylko w obszarach o dużej gęstości gazu. W tym przypadku, scenariusz bombardowania atmosfery gwiazdy towarzyszącej przez relatywistyczny strumień cząstek przyspieszonych przez obiekt zwarty lub oddziaływanie poruszającego się obłoku gazu ze strumieniem relatywistycznych cząstek może zapewnić obfitą produkcję wysokoenergetycznego promieniowania gamma o hadronowym pochodzeniu. Na koniec, poza promieniowaniem gamma, produkowanym w strugach o małej skali (poniżej \sim parseka), można się także spodziewać trwałej emisji z rozciągniętych synchrotronowych obszarów uformowanych w wyniku kolizji strugi z materią międzygwiazdową, lub w wyniku oddziaływania protonów oddziałujących z gęstymi obłokami molekularnymi [21].

1.1 Zarys historyczny obserwacji wysokich energii z układów gwiazdowych

Pierwsze wzmianki o odkryciu promieniowania gamma z układów podwójnych gwiazd pochodzą z lat 1970-tych. Obserwacje prowadzone z satelity COS B wskazały na istnienie źródła promieniowania gamma w zakresie powyżej 100 MeV o symbolu 2CG 135+01. Poszukiwania obiektu odpowiedzialnego za tę emisję ujawniły istnienie w tym kierunku układu podwójnego gwiazd [86]. Ten układ podwójny zawiera gwiazdę typu Be (LS I +61°303) i obiekt zwarty o niezidentyfikowanej naturze. Pewna identyfikacja źródła gamma z tym układem gwiazdowym nie mogła zostać dokonana ze względu na zbyt małą rozdzielczość kątową teleskopu gamma na pokładzie COS B przy energiach GeV-owych. Późniejsze obserwacje tego źródła za pomocą teleskopu EGRET na pokładzie satelity Compton Gamma-Ray Observatory w latach 1990-tych [90] potwierdziły istnienie źródła promieniowania gamma ale nie umożliwiły jego pewnej identyfikacji. Były pewne wskazania na zmienność tego źródła [165], ale ograniczona czułość nie pozwalała na szczegółowe zbadanie zachowania źródła w czasie. Wyniki obserwacji teleskopem EGRET wskazywały także na istnienie kilku innych źródeł promieniowania gamma w kierunku kilku układów podwójnych takich jak Cyg X-3 [119], LS 5039 [131] i Cen X-3 [172]. Jednym z ciekawszych było doniesienie o istnieniu źródła gamma w danych EGRET na poziomie 5σ w kierunku układu podwójnego Centaurus X-3 [172]. Niestety ten pozytywny wynik dotyczył tylko ograniczonej ilości danych z teleskopu EGRET i nie został potwierdzony w innych obserwacjach. Poszukiwania źródeł promieniowania kosmicznego za pomocą aparatur wielkopękowych (zakres energii powyżej 10^{14} eV) donosiły o istnieniu słabego nadmiaru cząstek z kierunku zagadkowego układu podwójnego z obiektem zwartym o nazwie Cygnus X-3 [152]. Doniesienia grupy z Kiel w Niemczech, potwierdzone przez grupę z Havarach Park, spowodowały niezwykle szybki

wzrost zainteresowania zjawiskami wysokich energii w układach podwójnych gwiazd typu Cyg X-3. Ze względu na przewidywaną bardzo dużą jasność źródła w zakresie wysokich energii, spodziewano się, że Cyg X-3 może być prawdopodobnie zmiennym ale istotnym źródłem promieniowania kosmicznego [178, 67].

Obserwacje promieniowania gamma w zakresie energii TeV z układów podwójnych dokonały szybkiego postępu w połowie lat 2000-nych, kiedy to współprace MAGIC, HESS i VERITAS wykryły promieniowanie z pierwszych układów podwójnych przy pomocy teleskopów Cherenkowskich (ang.: Imaging Array of Cherenkov Telescopes - IACTs). Liczba znanych źródeł fotonów gamma, o energiach powyżej 100 MeV w 2004 roku, powiększyła się do ponad stu dzięki obserwacjom prowadzonym przez teleskop EGRET. Obiecujące wyniki teleskopu EGRET zainicjowały konstrukcję współczesnych obserwatoriów satelitarnych takich jak AGILE (od 2007) roku i Fermi-LAT (od 2008 roku), których parametry znacznie przewyższały możliwości poprzednich teleskopów. Obserwacje AGILE i Fermi-LAT umożliwiły odkrycie ponad 2000 źródeł promieniowania gamma w zakresie energii powyżej 100 MeV [126].

Obecnie znamy pięć układów podwójnych produkujących promieniowanie gamma w zakresie energii TeV: PSR B1259-63, LS 5039, LS I +61°303, HESS J0632+057 i 1FGL J1018.6-5856. Podstawowe parametry tych układów podwójnych zostały opisane w Tabeli 1.1. Układy te posiadają znacznie różniące się okresy orbitalne i wydłużone orbity ($e \gg 0$). We wszystkich, towarzyszem obiektu zwanego jest masywna gwiazda typu O lub B. Wszystkie zawierają obiekty zwarte typu mało-masywnej czarnej dziury albo gwiazdy neutronowej. Natura obiektu zwanego jest pewna tylko w przypadku układu PSR B1259-63. Trzy z tych układów (LS I +61°303, HESS J0632+057 i 1FGL J1018.6-5856) nie były znane przed detekcją promieniowania gamma. Dwa pozostałe zostały odkryte wcześniej podczas obserwacji w innych zakresach energii. Wszystkie te obiekty leżą w zakresie $\sim 1^\circ$ wokół płaszczyzny Galaktyki [76]. PSR B1259-63 w zakresie TeV zostało wykryte w 2004 roku przez współpracę H.E.S.S. [25] natomiast było przewidywane jako źródło promieniowania gamma od końca lat 1990-tych [164, 99]. LS 5039 został zidentyfikowany jako rentgenowski układ podwójny o dużej masie w 1997 roku [121] w danych katalogu źródeł satelity rentgenowskiego ROSAT. W 2000 roku Paredes i inni [131] wskazali, że jest w zakresie $\sim 0.5^\circ$ od źródła EGRET (3EG 1824-1314). Ostatecznie emisja w zakresie TeV została wykryta w 2005 roku przez współpracę H.E.S.S. [24]. LS I +61°303 był układem podwójnym wykrytym w promieniowaniu gamma o energii TeV przez współpracę MAGIC [29]. Pomiar wyraźnie wskazywały na zmienność emisji z tego źródła, która później została powiązana z okresem orbitalnym układu gwiazdowego [31]. HESS J0632+057 był znaleziony przypadkowo podczas badania płaszczyzny Galaktyki [28]. Położenie źródła promieniowania

	PSR B1259-63	LS 5039	LS I +61°303	HESS J0632+057	1FGL J1018.6-5856
P_{orb} (dni)	1236.72432(2)	3.90603(8)	26.496(3)	315(5)	16.58(2)
e	0.8698872(9)	0.35(3)	0.54(3)	0.83(8)	-
ω ($^{\circ}$)	138.6659(1)*	212(5)	41(6)	129(17)	-
i ($^{\circ}$)	19–31	13–64	10–60	47–80	-
d (kpc)	2.3(4)	2.9(8)	2.0(2)	1.6(2)	5.4
typ widmowy	O9.5Ve	O6.5V((f))	B0Ve	B0Vpe	O6V((f))
M_{\star} (M_{\odot})	31	23	12	16	31
R_{\star} (R_{\odot})	9.2	9.3	10	8	10.1
T_{\star} (K)	33500	39000	22500	30000	38900
$d_{\text{periastron}}$ (AU)	0.94	0.09	0.19	0.40	(0.41)
d_{apastron} (AU)	13.4	0.19	0.64	4.35	(0.41)
$\phi_{\text{periastron}}$	0	0	0.23	0.967	-
$\phi_{\text{sup. conj.}}$	0.995	0.080	0.036	0.063	-
$\phi_{\text{inf. conj.}}$	0.048	0.769	0.267	0.961	-

* periastron orbity pulsara (masywnej gwiazdy dla pozostałych układów)

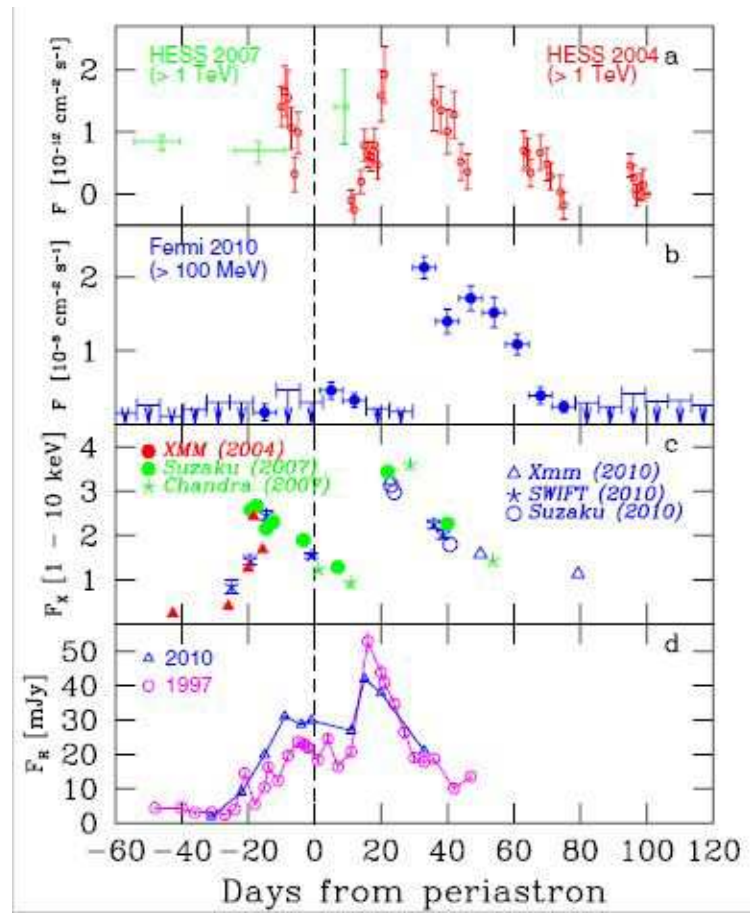
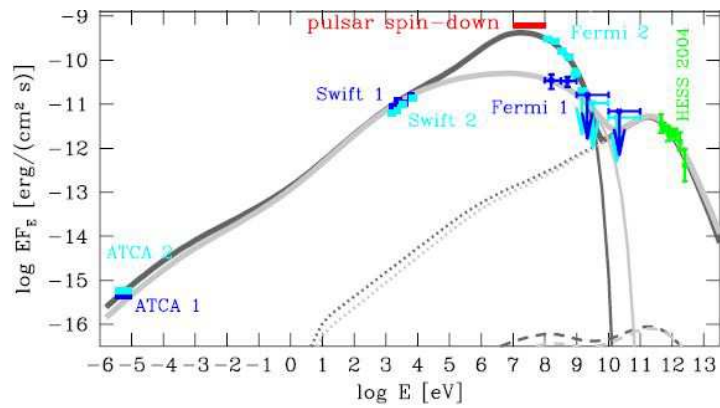
Tablica 1.1: Parametry znanych układów podwójnych emitujących promieniowanie gamma w zakresie energii TeV-owych. Tabela pochodzi z [76].

gamma w zakresie energii TeV zgadza się z położeniem zmiennego źródła radiowego MWC 148. Okres obrotu układu podwójnego został ustalony później na podstawie obserwacji w zakresie promieniowania rentgenowskiego i powiązany ze zmiennością emisji promieniowania gamma w zakresie TeV przez współpracę H.E.S.S., MAGIC i VERITAS [60]. 1FGL J1018.6-5856 był znaleziony podczas poszukiwania zmiennych źródeł promieniowania gamma w danych Fermi-LAT [70]. Dalsze badania potwierdziły, że emisja promieniowania gamma w zakresie GeV jest powiązana ze źródłem rentgenowskim [19]. Emisja w zakresie TeV została niezależnie odkryta z tego samego kierunku przez współpracę H.E.S.S. [15].

Obiekty wspomniane powyżej należą do jednego typu układów emitujących promieniowanie gamma zwanych masywnymi układami podwójnymi z obiektem zwartym. Dzięki wynikom z obserwatoriów AGILE i Fermi-LAT wiemy obecnie, że innego typu układy gwiazdowe także mogą być odpowiedzialne za pojawienie się procesów wysokich energii prowadzących do emisji promieniowania gamma. Powyższe i te nowe układy podwójne są szerzej omówione w dalszej części tego rozdziału. Analiza procesów wysokich energii, przypuszczalnie prowadzących do emisji promieniowania gamma z dwóch typów układów podwójnych, tj. układów kataklizmicznie zmiennych i układów dwóch masywnych gwiazd, stanowi zasadniczy temat badań przedstawionych w mojej rozprawie.

1.2 Układy podwójne zawierające pulsar

Doniesienia o GeV-owej emisji w zakresie promieniowania gamma przez teleskop EGRET z kilku rentgenowskich układów podwójnych: LS 5039, Cyg X-3, LS I +61°303 i Cen X-3 przez długi czas nie były potwierdzone przez inne obserwacje i dlatego nie było pewności co do pochodzenia tego sygnału [50]. Niestety, pierwsze teleskopy Cherenkowskie nie potwierdzały emisji w zakresie energii TeV i nie wykazywały istnienia oczekiwanej modulacji sygnału z okresem obrotu układu podwójnego. Przełom nastąpił dzięki teleskopom Cherenkowskim nowej generacji o znacznie wyższej czułości, które były w stanie zmierzyć sygnał w zakresie TeV z trzech masywnych układów podwójnych: LS 2883/PSR B1259-63, LS 5039 i LS I +61°303. Znaczny postęp w poznaniu cech emisji w zakresie energii GeV nastąpił wraz z obserwacjami LS 2883/PSR B1259-63 wykonanymi przez teleskop Fermi-LAT. Emisja w zakresie GeV wykazuje niespodziewany silny wzrost w okresie około miesiąca po przejściu układu przez periastron. Ta emisja w zakresie GeV wydaje się nie być bezpośrednio powiązana z emisją w zakresie TeV, której maksimum przypada w pobliżu przejścia układu przez periastron (patrz Rys. 1.1). Natomiast LS 5039 i LS I +61°303 pokazały wyraźną modulację sygnału

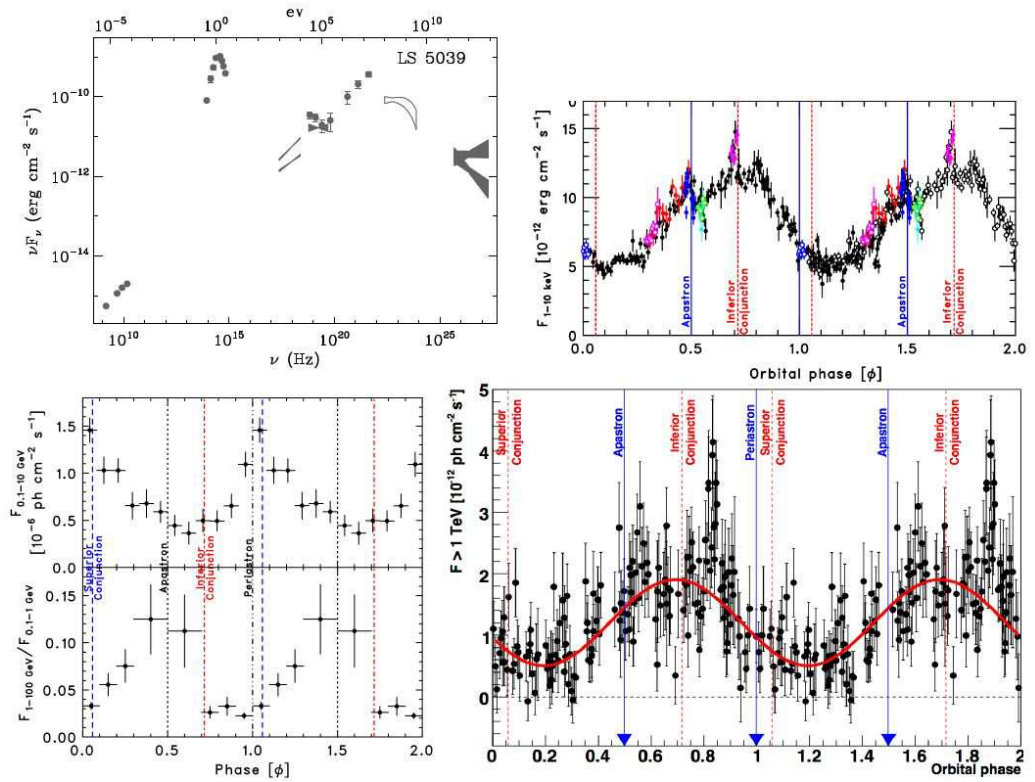


Rysunek 1.1: Widmo układu podwójnego LS 2883/PSR B1259-63 w szerokim zakresie energii od zakresu radiowego do TeV gamma (u góry). Krzywa zmian jasności emisji promieniowania z LS 2883/PSR B1259-63 w różnych zakresach energii (od góry zakres TeV, GeV, promieniowania rentgenowskiego i radiowego) w okolicy przejścia gwiazdy neutronowej przez periastron układu. Rysunek pochodzi z [11].

w zakresie GeV i TeV wraz z ich okresami obrotów. Te sygnały natomiast wykazują wyraźne cechy antykorelacji w tych dwóch zakresach energii (patrz Rys. 1.2 i Rys. 1.3). Natomiast emisja rentgenowska wydaje się być skorelowana z emisją w zakresie energii TeV. Szeroko-pasmowe widmowe rozkłady energii z tych dwóch układów gwiazdowych wykazują wyraźne maksima w zakresie energii kilku MeV i silną zmienność w zakresie TeV. Składniki widma w zakresie GeV i TeV wydają się tworzyć dwa niezależne składniki ze względu na występowanie niedoboru emisji w przedziale energii $\sim 10\text{-}100$ GeV. Maksimum emisji krzywej zmian jasności w zakresie energii TeV pojawia się, gdy obiekt zwarty jest przed masywną gwiazdą. Maksimum emisji radiowej nie pokrywa się z maksimum emisji rentgenowskiej w układzie LS I +61°303.

Obecnie wiadomo, że obserwowana emisja promieniowania rentgenowskiego z TeV-owych układów podwójnych jest nietypowo słaba w porównaniu do emisji promieniowania gamma. Promieniowanie radiowe ze wspomnianych wcześniej układów sugeruje, że układy te zawierają pulsary radiowe. Według najbardziej popularnego scenariusza, oddziaływanie wiatru pulsara z silnym wiatrem masywnej gwiazdy jest odpowiedzialne za formowanie się fali uderzeniowej wewnątrz układu. Cząstki mogą być przyspieszane na tej fali uderzeniowej do energii przynajmniej TeV. W najbardziej popularnym scenariuszu modelu leptonowego, promieniowanie gamma w tego typu źródłach jest produkowane przez elektrony w wyniku odwrotnego rozpraszania Comptona na termicznym promieniowaniu z powierzchni masywnej gwiazdy towarzyszącej [110]. Głębokości optyczne wewnątrz masywnych układów podwójnych są wyraźnie powyżej jedności dla elektronów z energiami powyżej kilkudziesięciu GeV. W związku z tym promieniowanie gamma powinno być produkowane z wysoką wydajnością [140, 120]. Jednakże w tych przypadkach dużą rolę odgrywa absorpcja fotonów gamma, ponieważ głębokości optyczne wyliczone w tych źródłach mają bardzo duże wartości. Dlatego można się spodziewać, że widma promieniowania gamma dla tego typu układów podwójnych są tworzone w kaskadach inicjowanych przez leptony [42]. Model kaskady leptonowej przewiduje anty-korelację emisji promieniowania w zakresie energii GeV i TeV, co zostało potwierdzone obserwacjami LS 5039 (Rys. 1.2) i LS I +61°303 (Rys. 1.3). Jednakże podstawowe warunki dla kaskady w układzie podwójnym nie są dobrze znane i inne procesy, np. straty energii leptonów na promieniowanie synchrotronowe, mogą odgrywać istotną rolę. Jeżeli w obszarze rozwoju kaskady pole magnetyczne przekracza wartość ~ 1 G, znaczna część energii jest tracona przez leptony na promieniowaniu synchrotronowym. W takim przypadku kaskady zaczynają być nieefektywne, szczególnie w zakresie energii TeV-owych, gdzie przekrój czynny na odwrotne rozpraszanie Comptona znacznie spada w zakresie Kleina-Nishiny [42].

Pole magnetyczne masywnej gwiazdy może także wpłynąć na rozwój kaskady we-

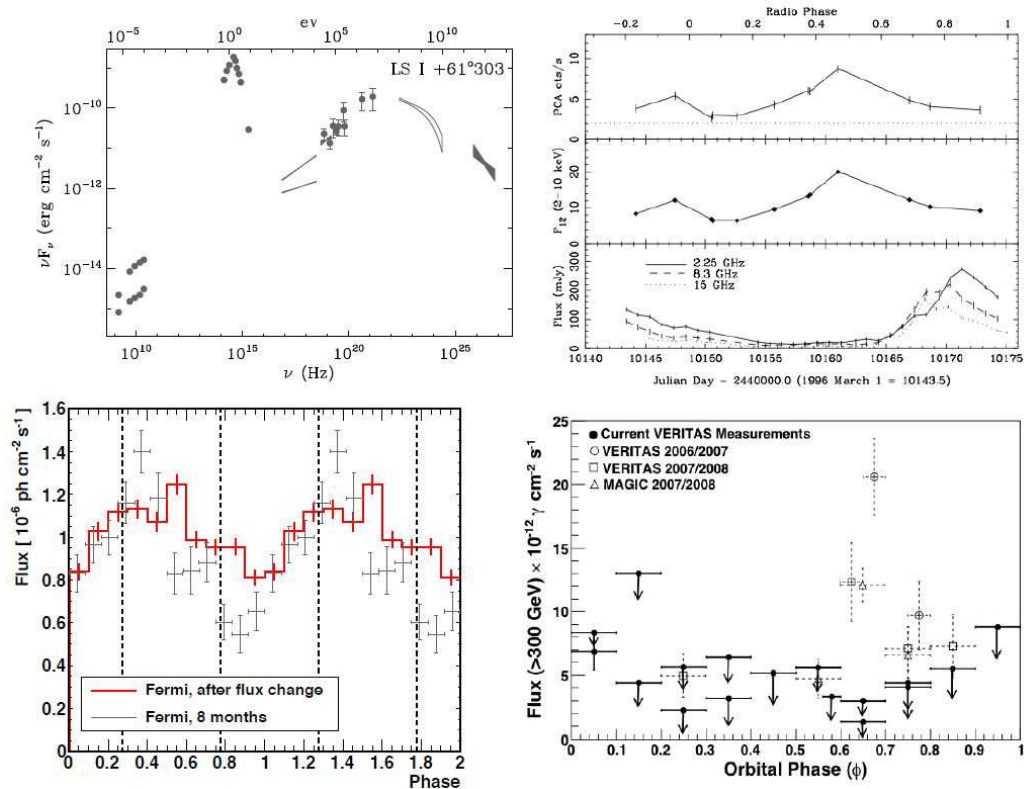


Rysunek 1.2: Obserwacje układu LS 5039. Widmo energetyczne w szerokim zakresie energii obserwowane z LS 5039 [75] (górny, lewy rysunek), krzywa zmian emisji rentgenowskiej wraz z fazą układu podwójnego [100] (górny, prawy rysunek); krzywa zmian emisji GeV gamma wraz z fazą układu oraz (poniżej) stosunek strumienia fotonów w dwóch zakresach energii 1-100 GeV do 0.1-1 GeV [5] (dolny, lewy rysunek); krzywa zmian emisji TeV gamma wraz z fazą układu [24] (dolny, prawy rysunek).

wewnątrz układu gwiazdowego poprzez zmianę kierunków pierwotnych i wtórnych leptonów. Trzy różne scenariusze rozwoju kaskady mogą być wtedy rozpatrywane:

1. Kaskada rozwijająca się liniowo w kierunku emisji pierwotnego fotonu gamma [64].
2. Całkowicie lokalnie izotropizowana kaskada, w której wtórne elektrony są izotropizowane przez lokalne pole magnetyczne w miejscu ich powstania [46, 48, 26].
3. Kaskada kierowana przez strukturę pola magnetycznego. W niej leptony śledzą lokalnie linie pola magnetycznego o określonej strukturze [158].

Każdy z powyższych przypadków przywodzi inny kątowny rozkład fotonów gamma uciekających z układu gwiazdowego i inne krzywe jasności wraz z orbitalnym okresem. Ponadto warto zauważyć, że różne scenariusze kaskad mogą dominować w różnych częściach układu podwójnego [50]. Z tego powodu oczekuje się, że kaskady w układach podwójnych mogą mieć bardzo skomplikowaną strukturę.



Rysunek 1.3: Obserwacje układu LS I +61°303. Widmo energetyczne w szerokim zakresie energii obserwowane z LS I +61°303 [76] (górny, lewy rysunek); Krzywa zmian emisji w zakresie radiowym i rentgenowskim w zależności od fazy układu LS I +61°303 [89] (górny, prawy rysunek); krzywa zmian jasności w zakresie energii GeV [88] (dolny, lewy rysunek) i w zakresie energii TeV [16] (dolny, prawy rysunek). Przejście przez periastron w układzie LS I +61°303 następuje w fazie 0,23.

Innym ważnym czynnikiem określającym ucieczkę promieniowania gamma z układów podwójnych może być unoszenie plazmy leptonowej przez wiatr masywnej gwiazdy. Zmiana ciśnienia wiatru gwiazdowego powodować będzie zmianę położenia fali uderzeniowej, a co za tym idzie, zmianę warunków przyspieszania cząstek pierwotnych i warunków rozwoju kaskad. Zmiany gęstości wiatru masywnej gwiazdy od powolnego i gęstego wiatru równikowego do szybkiego, ale rzadkiego wiatru w okolicach okołobiegunowych mogą powodować znaczne zmiany krzywej emisji gamma z układu w zależności od fazy układu gwiazdowego.

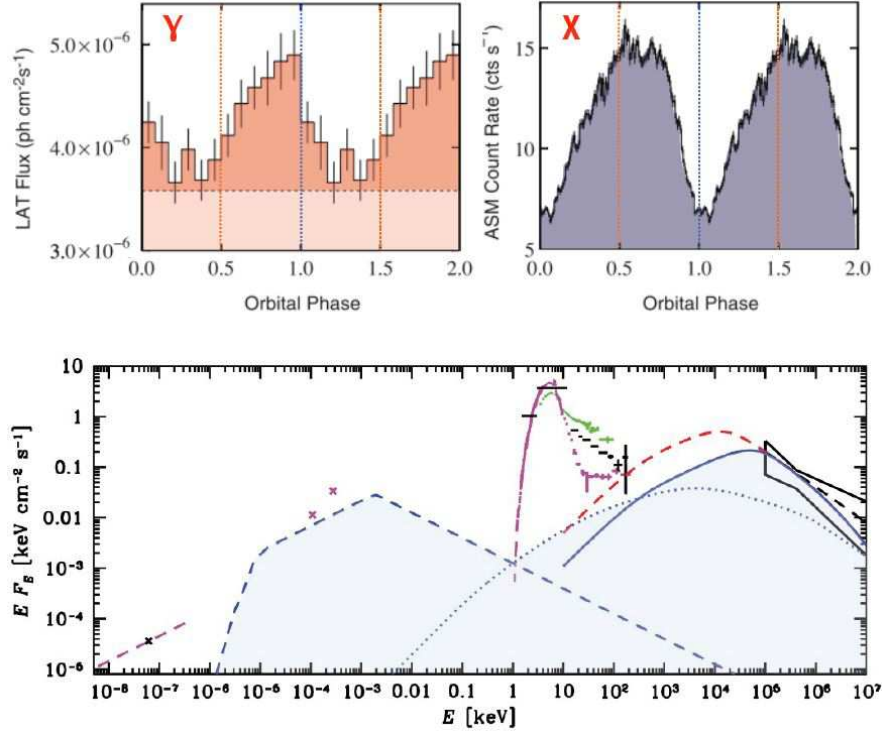
W przypadku modeli hadronowych produkcji promieniowania gamma, uważa się, że w tego typu źródłach jest on mniej prawdopodobny ze względu na stosunkowo długie skale czasowe strat energii relatywistycznych hadronów w kolizjach z materią wiatru w odniesieniu do charakterystycznego czasu wypływu plazmy z układu podwójnego wzdłuż struktury fali uderzeniowej. Jednakże takie modele również były rozważane i odpowiedź na pytanie o istotność tego procesu pojawi się wraz z możliwościami obserwacji teleskopami neutrinowymi [148, 149, 98, 68, 50].

1.3 Mikrokwazary

W mikrokwazarach dysk akrecyjny dookoła obiektu zwartego, takiego jak gwiazda neutronowa lub czarna dziura, tworzy materia spadająca z towarzyszącej gwiazdy. Część tej materii może zostać wyrzucona w postaci strugi poruszającej się z relatywistyczną prędkością. Strugi są prawdopodobnie przyspieszane i kolimowane w zakresie małego kąta bryłowego w wyniku procesów magneto-hydro-dynamicznych w wewnętrznych częściach dysku akrecyjnego. Jednym z pierwszych poznanych obiektów tego typu jest układ podwójny Cyg X-3 zawierający bardzo jasną gwiazdę typu WR i prawdopodobnie czarną dziurę. Pierwsze doniesienia o odkryciu emisji gamma z tego układu pojawiły się na podstawie danych z satelity SAS 2. Emisja gamma w zakresie energii GeV została ostatnio zaobserwowana przez teleskopy AGILE i Fermi-LAT [163, 6]. Emisja promieniowania gamma jest przejściowa i pojawia się blisko niskiego stanu radiowego źródła, zaraz przed głównym rozbłyskiem radiowym obserwowanym z tego układu. Emisja pokazuje wyraźną modulację wraz z obrotem układu podwójnego, z maksimum blisko lokalizacji obiektu zwartego za gwiazdą towarzyszącą (Rys. 1.4). Przy czym emisja w zakresie gamma i rentgenowskim jest wyraźnie w anty-korelacji. Jak do tej pory emisja TeV-owego promieniowania z Cyg X-3 nie została wykryta [50].

Innym znanym mikrokwazarem jest Cyg X-1, w przypadku którego przejściowa, wysoko energetyczna emisja gamma również została wykryta [30, 150]. Emisja promieniowania gamma w zakresie TeV z Cyg X-1 nastąpiła blisko jednego z rozbłysków twardego promieniowania rentgenowskiego podczas trzydniowej aktywności tego źródła [109]. Emisja trwała około godziny, kiedy obiekt zwarty był za masywną gwiazdą towarzyszącą. Na podstawie danych z AGILE okresy emisji promieniowania gamma w zakresie GeV są dosyć rzadkie [73] i niestety nie były wykryte przez Fermi-LAT w tym samym czasie.

Oczekuje się, że wysoko energetyczna emisja promieniowania gamma z mikrokwazarów jest powiązana z obecnością masywnej gwiazdy blisko relatywistycznej strugi. W takim przypadku możliwych jest kilka scenariuszy produkcji promieniowania wysokich energii. Blisko podstawy strugi, gdzie pole magnetyczne jest silne, hadrony mogą być przyspieszane do energii umożliwiającą produkcję GeV-TeV fotonów gamma w wyniku rozpadu pionów. Przyspieszanie elektronów w tym obszarze powinno być wysyczone przy relatywnie niskich energiach (rzędu GeV) ze względu na dominujące straty synchrotronowe. Uniemożliwiają one produkcję TeV-owych fotonów gamma. Natomiast przyspieszone hadrony nie powinny tracić zbyt dużo energii i osiągać energie rzędu PeV. Nukleony z takimi energiami mogą oddziaływać z fotonami rentgenowskimi w wewnętrznych częściach dysku akrecyjnego produkując promieniowanie gamma i neu-



Rysunek 1.4: Obserwacje Cyg X-3. Modulacja emisji w zakresie promieniowania gamma i w zakresie promieniowania rentgenowskiego jest pokazana na górnych rysunkach (z pracy [6]). Szeroko-pasmowy widmowy rozkład energii z tego źródła jest pokazany na dolnym rysunku (z pracy [181]).

trina [107]. W pośrednich odległościach od dysku jego pole promieniowania jest nadal wystarczające do efektywnej dezintegracji jąder. Natomiast produkcja pionów w kolizjach hadronów z fotonami nie zachodzi już efektywnie [45]. W tym przypadku neutrony uwolnione z jąder mogą produkować promieniowanie gamma i neutrino w zderzeniach z materią dysku. W dalszych odległościach od dysku dominuje pole promieniowania masywnej gwiazdy. Hadrony mogą oddziaływać z materią atmosfery gwiazdy, produkując piony, które rozpadają się na fotony gamma i neutrino [107]. W takich dużych odległościach od dysku akrecyjnego synchrotronowe straty energii elektronów stają się względnie małe. Elektrony mogą uzyskać energie TeV-owe i efektywnie produkować promieniowanie gamma w wyniku odwrotnego rozpraszania Comptona na promieniowaniu termicznym z towarzyszącej gwiazdy [180]. Wysokoenergetyczne fotony gamma, produkowane w strugach mikrokwazarów, mogą ulegać silnej absorbcji w gęstym polu promieniowania masywnej gwiazdy. Dlatego widma fotonów gamma są formowane w procesach kaskadowych poprzez odwrotne rozpraszanie Comptona i produkcję par e^\pm , zachodzące w nieizotropowym polu promieniowania masywnej gwiazdy.

Emisja promieniowania gamma z mało-masywnych układów podwójnych nie została jak do tej pory wykryta mimo rozległych obserwacji, np. w przypadku: GRS 1915+105 [17, 151] lub SS433 [91, 151]. W przypadku mikrokwazarów w układach podwójnych zawierających mało-masywną gwiazdę towarzyszącą, wydajna produkcja

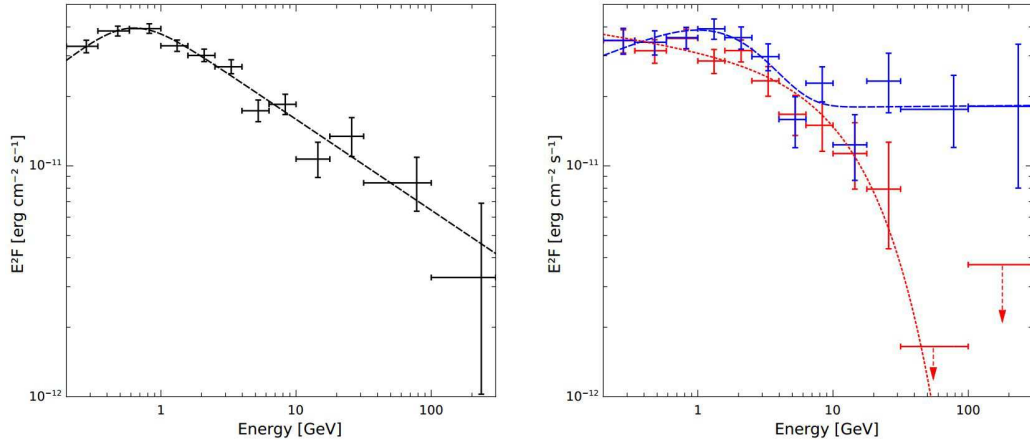
fotonów gamma może nie zachodzić ze względu na brak dostatecznie silnego tła fotonów niskich energii. W przypadku dostatecznie zwartych układów gwiazdowych, zawierających akreujący obiekt zwarty, emisja rentgenowska z wewnętrznych części dysku akrecyjnego może ogrzewać część powierzchni gwiazdy, jak to obserwuje się w układach takich jak Her X-1, czy Sco X-1. Wtedy, elektrony przyspieszane w strudze mogą znaleźć dostatecznie gęste pole promieniowania z ogrzanej towarzyszącej gwiazdy w celu efektywnej produkcji fotonów gamma w procesie rozpraszania Comptona (patrz np. [51]).

1.4 Układy podwójne masywnych gwiazd

W układach podwójnych zawierających dwie masywne gwiazdy typu O lub WR, największą rolę w procesie produkcji wysokoenergetycznego promieniowania odgrywają ich bardzo silne wiatry. Wiatry te zderzają się, tworząc strukturę podwójnej fali uderzeniowej. W związku z określonym typem gwiazd (O i WR), tempo straty masy tych gwiazd jest bardzo duże, a ich wiatry szybkie i gęste. Posiadają one również bardzo silne pola magnetyczne. Wszystkie te czynniki sprawiają, że w obszarze powstawania fali uderzeniowych tworzą się bardzo dogodne warunki do przyspieszania cząstek (elektronów i hadronów) do energii pozwalających im wytworzyć GeV-TeV promieniowanie gamma. Modelowanie procesów radiacyjnych i mechanizmów przyspieszania cząstek w tego typu źródłach daje dogodne warunki zbadania procesów przyspieszania cząstek na fali uderzeniowej i/lub procesu rekoneksji pola magnetycznego, ze względu na dobrze określone warunki wewnątrz układu podwójnego (gęstość materii, nisko-energetyczne pole promieniowania).

Obecnie tylko jeden masywny układ podwójny gwiazd, Eta Carinae, został wykryty przez teleskop Fermi-LAT w zakresie energii od 0.1 GeV do ~ 100 GeV [163, 7, 80]. Emisja fotonów gamma z tego źródła charakteryzuje się dwu składnikowym widmem, które może być przybliżone widmami potęgowymi o różnych wykładnikach (patrz Rys. 1.5). Zostało pokazane, że wysokoenergetyczna część emisji musi być powiązana z tym źródłem [81]. Możliwe jest także, że część emisji w zakresie TeV pochodzącej z kierunku gromady otwartej Westerlund 2 pochodzi z masywnego układu podwójnego WR 20a [27]. Jednak nie jest jeszcze do końca jasne, czy zmierzona emisja pochodzi rzeczywiście z Westerlund 2, czy z pobliskiej mgławicy wokół pulsara (ang. Pulsar Wind Nebulae - PWN) [12].

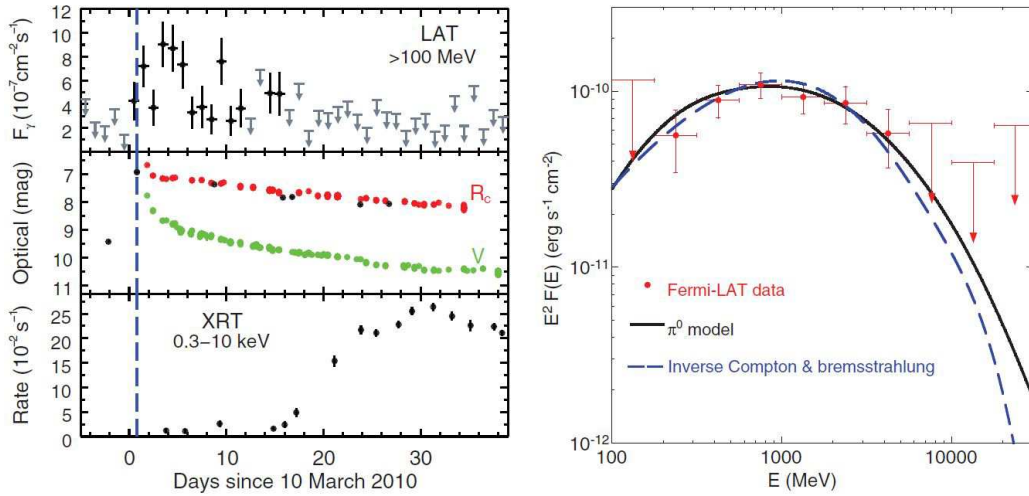
Dokładny model produkcji wysokoenergetycznego promieniowania w takich układach podwójnych jest opisany w dalszej części pracy. W ogólności proces przyspieszania elektronów i hadronów może być wysycony przez straty radiacyjne lub przez ucieczkę z



Rysunek 1.5: Widmowy rozkład energii emisji gamma z układu Eta Carinae. Widmo różniczkowe przemnożone przez kwadrat energii uśrednione po całym zakresie faz układu (na lewo). Widma zmierzone w 500 dni wokół przejścia układu przez periastron (niebieskie) i okolicach apastron (czerwone) (patrz [145]).

układu podwójnego. W przypadku elektronów rolę odgrywają procesy synchrotronowy i odwrotne rozpraszanie Comptona na promieniowaniu gwiazdowym. Z drugiej strony, przyspieszanie hadronów może być wysyczone przez ich straty energii w kolizjach z materią wiatru lub również przez ucieczkę z układu wzdłuż fali uderzeniowej [175, 53]. Warto zauważyć, że energie przy których następuje wysycenie przyspieszenia elektronów i hadronów mogą się znacznie różnić. Dla elektronów jest to maksymalnie rząd wielkości TeV w przypadku strat synchrotronowych, natomiast hadrony uciekające z układu mogą mieć energie rzędu PeV. Może to prowadzić do dużej różnorodności scenariuszy przyspieszania cząstek w zależności od fazy układu. Alternatywnie, widmo wysokich energii może być formowane w wyniku absorpcji fotonów gamma na tle fotonowym o energiach rzędu ~ 100 eV [146]. Ponadto, zmienność emisji zależna od fazy układu gwiazdowego wskazuje, że nie pochodzi ono z obłoku otaczającego układ podwójny o rozmiarach $\sim 0,25$ pc [127].

Obecnie rozważa się kilka masywnych układów podwójnych jako możliwych kandydatów na źródła promieniowania gamma, tj. WR 140, WR 146, WR 147, WR 20a i Eta Carinae. Dla WR 146 i WR 147 współpraca MAGIC określiła górne ograniczenia na emisję TeV [33]. Układy gwiazdowe WR 20a i Eta Carinae i możliwe mechanizmy produkcji promieniowania w nich zachodzące są opisane w szczegółach w Rozdz. 3 i 4 tej pracy.



Rysunek 1.6: Obserwacje Nowej w układzie podwójnym V407 Cyg. Krzywe zmian jasności emisji w zakresie gamma, optycznym i rentgenowskim (po lewej). Widmo promieniowania gamma obserwowane w czasie wybuchu tej Nowej opisane przez model leptonowy (linia przerywana) i hadronowy (linia ciągła) (po prawej). Źródło [10].

1.5 Białe Karły w układach podwójnych

Akreujące namagnetyzowane Białe Karły (ang. White Dwarfs - WDs) mogą zapewniać korzystne warunki dla przyspieszania cząstek w wewnętrznych, turbulentnych częściach dysku akrecyjnego lub w czasie wybuchów jądrowych zachodzących w warstwie materii na powierzchni Białych Karłów. Wybuchy jądrowe zachodzą od czasu do czasu, gdy nagromadzona materia na powierzchni Białego Karła jest dostatecznie duża. Wyrzucona materia tworzy falę uderzeniową, która także może przyspieszać cząstki [50].

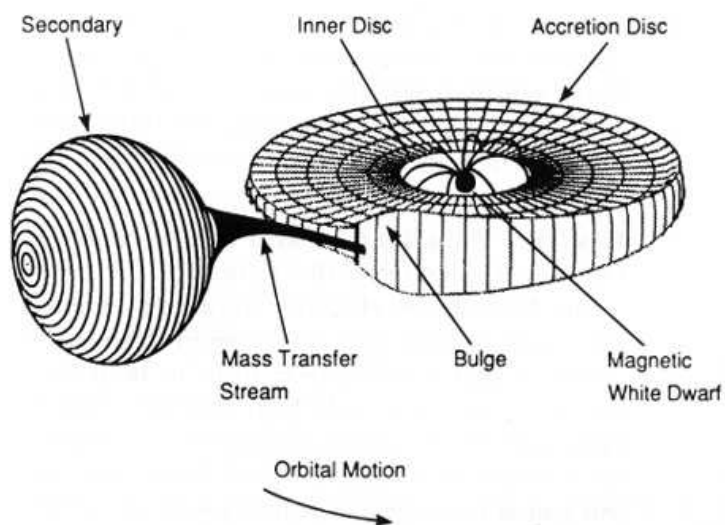
Odkrycie przez teleskop Fermi-LAT promieniowania gamma z układu podwójnego V407 Cyg [10] było skorelowane z pojawieniem się Nowej, zaobserwowanej przez japońskich astronomów w marcu 2010 roku [125]. Zdarzenie zostało powiązane z nowym źródłem promieniowania gamma, a emisja była obserwowana przez pierwsze dwa tygodnie od optycznego rozbłysku (Rys. 1.6). Widmo promieniowania gamma w zakresie energii GeV z tego układu było interpretowane w ramach modelu emisji promieniowania gamma przez elektrony lub hadrony [10]. W modelu leptonowym [159, 112] emisja w zakresie GeV pochodzi od elektronów rozpraszających promieniowanie z sąsiedniej gwiazdy lub z otoczki materii rozszerzającej się Nowej. W modelu hadronowym emisja GeV-owa powstaje w wyniku oddziaływania hadronów z materią rozszerzającej się otoczki. W modelu hybrydowym, emisja GeV powstaje w procesie rozpraszania Comptona fotonów niskich energii przez elektrony, a emisja w zakresie TeV jest produkowana przez hadrony, które mogą być przyspieszone do znacznie wyższych energii ze względu na relatywnie małe straty w czasie procesu przyspieszania [159].

W innego typu modelu, promieniowanie gamma z układów podwójnych zawierających akreującego Białego Karła zachodzi w turbulentnym obszarze przejściowym pomiędzy rotującą magnetosferą białego karła i akreującą materią. Takiego typu model był oryginalnie rozważany dla układu AE Aquari [117]. Układ ten był wskazywany jako źródło fotonów o energiach TeV we wczesnych obserwacjach [94, 61]. Emisja ta nie została jednak potwierdzona przez współczesne obserwacje [32]. Podobny model [52] jest rozważany w mojej pracy doktorskiej. Został on omówiony w szczególach na przykładzie układu kataklizmicznie zmiennego V1223 Sgr.

Rozdział 2

Promieniowanie X i gamma z układów kataklizmicznie zmiennych: V1223 Sgr

Układy kataklizmicznie zmiennie (ang. Cataclismic Variables - CVs) to zwarte układy podwójne gwiazd zawierające białego karła i normalną gwiazdę na ciągu głównym. Ze względu na małe rozmiary i znaczące masy, rzędu masy Słońca, są one w stanie przechwytywać materię z towarzyszącej gwiazdy. Proces przechwytywania zjonizowanej materii z gwiazdy sąsiada (tzw. akrecji) może zachodzić w różnych modach zależnie od wartości powierzchniowego pola magnetycznego WD, ilości przepływającej materii i momentu pędu materii. Parametry te określają typy akreujących układów z białym karłem, tj. z bezpośrednią akrecją na bieguny magnetyczne (układy gwiazdowe typu polarne - ang. „polars”), z akrecją na bieguny magnetyczne za pośrednictwem dysku akrecyjnego (układy gwiazdowe typu pośrednio-polarne - ang. „intermediate polars” - IPWDs, ten typ układu przedstawiony jest na Rys. 2.1) i z dyskiem akrecyjnym rozciągającym się bezpośrednio do powierzchni WD (układy, w których WD ma słabe pole magnetyczne). Dokładniejszy opis własności układów CV można znaleźć np. w [133, 84]. W naszej pracy interesują nas procesy wysokich energii w układach kataklizmicznych typu pośrednio-polarne zwanych intermediate polars. Zostały one ostatnio zaobserwowane przez teleskopy satelity INTEGRAL w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego z widmami typowo nietermicznymi (np. [38, 147]). Emisja promieniowania rentgenowskiego o nietermicznych cechach może być wytłumaczona albo przez proces promieniowania hamowania (ang. bremsstrahlung) w kolumnie akrecyjnej nad powierzchnią WD w obszarze bieguna magnetycznego albo w wyniku emisji nietermicznej z wewnętrznej części dysku akrecyjnego.



Rysunek 2.1: Schematyczny rysunek przedstawiający układ podwójny typu pośrednio-polarnego (IPWD). Materia gwiazdy towarzyszącej przepływa przez dysk akrecyjny wokół białego barła. Dysk akrecyjny jest obcięty w wewnętrznej części przez rotujące pole magnetyczne obiektu zwartego. Następnie materia spada wzdłuż linii pola magnetycznego. Rysunek pochodzi z [122].

Oczekujemy, że procesy fizyczne w intermediate polar CVs są podobne do tych obserwowanych w innych układach podwójnych zawierających akreującą gwiazdę neutronową, które są źródłami promieniowania X. Z tego względu, CV również są podejrzewane jako obszary, w których procesy wysokich energii odgrywają istotną rolę. Niestety, żaden z tych obiektów nie był do tej pory zaobserwowany w zakresie promieniowania gamma przez teleskop EGRET [154]. Jednakże, doniesienia o sporadycznej emisji TeV-owego promieniowania gamma były publikowane przez dwa niezależne zespoły badawcze obserwujące kataklizmiczny układ AE Aqr, który przypuszczalnie akreuje materię w modelu szybko obracającego się dipola magnetycznego w gęstej otoczce plazmy (tzw. model „propeller”, patrz [115, 116, 61, 66]). Ostatnie obserwacje tego źródła przeprowadzone przez teleskopy Whipple i MAGIC nie wykazują jednak żadnej stabilnej lub pulsacyjnej emisji w zakresie TeV [104, 157]. Również inne CV, np. obiekt typu polarne AM Her, był wskazywany jako źródło TeV-owego promieniowania gamma przez [58]. Podsumowując, pomimo, że nie ma oczywistych dowodów produkcji promieniowania gamma w tego typu źródłach, panujące w nich fizyczne warunki sugerują obecność wysokoenergetycznych procesów i zachęcają do przyszłych obserwacji poprzez satelity i obserwatoria naziemne.

Doniesienia o obserwacji TeV-owego promieniowania gamma z AE Aqr i AM Her zastymulowały badanie różnych scenariuszy produkcji promieniowania gamma w CV.

Są one głównie modyfikacjami modeli zaproponowanych dla procesów wysokoenergetycznych w akreujących gwiazdach neutronowych. Dokładniejszy opis starszych modeli można znaleźć w [154]. Ostatnio pojawiły się nowe propozycje modelowe dotyczące możliwej emisji TeV-owego promieniowania gamma z AE Aqr (patrz [101, 117, 93]). W mojej pracy jestem zainteresowany procesami zachodzącymi w układach typu „intermediate polars” CV. W przypadku IPWD proces akrecji zachodzi poprzez uformowanie dysku akrecyjnego, który silnie oddziałuje w swojej wewnętrznej części z rotującą magnetosferą WD. Począwszy od wewnętrznego promienia dysku, materia spada na obszar biegunów magnetycznych WD. IPWD tworzą szczególnie interesującą klasę CV, ponieważ tylko w ich przypadku obserwuje się twarde promieniowanie rentgenowskie z nietermicznymi cechami. Właściwie obszary, w których cząstki mogą być przyspieszane w IPWD, mogą być podobne w naturze do rozważanych w akreujących gwiazdach neutronowych. Ostatnio model, w którym cząstki (elektrony, hadrony) są przyspieszane w turbulentnym, silnie zmagnetyzowanym obszarze przejścia pomiędzy rotującą magnetosferą i dyskiem akrecyjnym był opisany w [49] (wcześniejsza wersja w [166]). Cząstki przyspieszane w takim scenariuszu mogą być odpowiedzialne za produkcję promieniowania gamma w pobliżu akreującej gwiazdy neutronowej wewnątrz układów podwójnych gwiazd o małej masie emitujących promieniowanie rentgenowskie (tzw. Low Mass X-ray Binary - LMXB). Poniżej pokazujemy, że dla warunków oczekiwanych w IPWD, cząstki mogą osiągnąć energie umożliwiające produkcję twardego promieniowania rentgenowskiego i promieniowania gamma z zakresu energii GeV-TeV. Jako przykład, obliczamy spodziewane nietermiczne promieniowanie z jednego z najjaśniejszych IPWD, tzn. V1223 Sgr [52].

2.1 Akrecja na Białego Karła w układzie podwójnym gwiazd

Białe karły, będące w fazie akrecji, charakteryzują się momentami magnetycznymi dwa do trzech rzędów wielkości większymi niż typowe klasyczne gwiazdy neutronowe ze względu na znacząco większy promień. W związku z tym pole magnetyczne wpływa na proces akrecji zjonizowanej materii w odległościach znacznie większych od powierzchni WD niż w przypadku gwiazd neutronowych. W rezultacie, dostępny rezerwuar energii grawitacyjnej spadającej materii na WD, który mógłby być zamieniony na promieniowanie, jest znacznie mniejszy w przypadku WD. Szybkość akrecji materii na powierzchnię WD ($\dot{M}_{\text{acc}} = 10^{17} M_{17} \text{ g s}^{-1}$) możemy oszacować z obserwowanej termicznej emisji promieniowania rentgenowskiego, L_X , produkowanego przez materię spadającą na powierzchnię WD. \dot{M}_{acc} i L_X mogą być powiązane z promieniem i masą WD (przyjmujemy

$R_{\text{WD}} \approx 5 \times 10^8$ cm i $M_{\text{WD}} = 0.9M_{\odot}$) poprzez,

$$L_x = GM_{\text{WD}}\dot{M}/R_{\text{WD}} \approx 2.4 \times 10^{34} M_{17} \text{ erg s}^{-1}. \quad (2.1)$$

Ze względu na silne pole magnetyczne obracającego się WD, ciśnienie akreującej materii jest zrównoważone przez ciśnienie rotującej magnetosfery w pewnej odległości od powierzchni WD. Najpierw rozważamy przypadek pseudo-sferycznej akrecji materii na WD. Odległość, przy której pole magnetyczne zaczyna determinować dynamikę materii (tak zwany promień Alfvena), może być oszacowana przez porównanie gęstości energii pola magnetycznego z gęstością energii kinetycznej materii (patrz [79]),

$$B_{\text{A,o}}^2/8\pi = \rho v_f^2/2, \quad (2.2)$$

gdzie $B_{\text{A,o}}$ jest wartością pola magnetycznego w wewnętrznej magnetosferze WD, $\rho = \dot{M}_{\text{acc}}/(4\pi R_{\text{A,o}}^2 v_f)$ jest gęstością akreującej materii, $v_f = (2GM_{\text{WD}}/R_{\text{A,o}})^{1/2}$ jest prędkością swobodnego spadku akreującej materii, $R_{\text{A,o}}$ jest promieniem Alfvena w przypadku akrecji sferyczno-symetrycznej, a G jest stałą grawitacji. Plazma w obszarze przejściowym, dla której spełniona jest powyższa równość, jest bardzo turbulentna i silnie namagnetyzowana. Oczekuje się, że w takich warunkach może dochodzić do przyspieszania cząstek do wysokich energii. Szacujemy położenie tego obszaru przejściowego w stosunku do odległości od WD poprzez rozwiązanie Równ. 2.2 przyjmując, że pole magnetyczne w wewnętrznej magnetosferze WD jest typu dipolowego, tzn. $B_A = B_{\text{WD}}(R_{\text{WD}}/R_A)^3$. Wtedy

$$R_{\text{A,o}} = 3.5 \times 10^9 B_6^{4/7} M_{17}^{-2/7} \text{ cm}, \quad (2.3)$$

gdzie pole magnetyczne na powierzchni WD jest określone przez $B_{\text{WD}} = 10^6 B_6$ G. Jednakże, w przypadku dysku akrecyjnego, położenie promienia Alfvena jest dużo trudniejsze do oszacowania, ponieważ zależy on od szczegółów procesu akrecji poprzez dysk. W ogólności, rzeczywisty promień Alfvena, R_A , może być powiązany z $R_{\text{A,o}}$ poprzez zastosowanie pewnego czynnika skalującego, χ , który w przybliżeniu szacuje się w zakresie $\sim 0.1 - 1$ (patrz [103]),

$$R_A = \chi R_{\text{A,o}}. \quad (2.4)$$

Bazując na znanej wartości R_A , możemy oszacować wartość pola magnetycznego w obszarze przejściowym na,

$$B_A = 2.9 \times 10^3 \chi^{-3} M_{17}^{6/7} B_6^{-5/7} \text{ G}. \quad (2.5)$$

Akrecja materii na WD może zachodzić, zakładając, że prędkość rotacji magnetosfery w odległości R_A jest mniejsza niż Keplerowska prędkość akreującej materii. Prędkość rotacji jest, $v_{\text{rot}} = 2\pi R/P$, a prędkość Keplerowska $v_k = (GM_{\text{WD}}/R)^{1/2}$, gdzie R jest odległością od środka WD. Odległość, przy której $v_{\text{rot}} = v_k$, jest nazywana promieniem korotacji. Wynosi ona,

$$R_{\text{co}} \approx 3.1 \times 10^9 P_2^{2/3} \text{ cm}, \quad (2.6)$$

gdzie $P = 10^2 P_2$ s jest okresem obrotu WD. Kiedy $R_A > R_{\text{co}}$, proces akrecji zachodzi w tzw. fazie „propeller”. W przeciwnym przypadku, $R_A < R_{\text{co}}$, gdy okres obrotu WD spełnia warunek,

$$P > 120 \chi^{3/2} B_6^{6/7} M_{17}^{-3/7} \text{ s}, \quad (2.7)$$

proces akrecji zachodzi do powierzchni WD. W tej pracy jesteśmy głównie zainteresowani fazą akrecji aż do powierzchni WD, ponieważ w tym przypadku możemy uzyskać informacje o tempie akrecji materii na WD z obserwowanej jasności promieniowania rentgenowskiego produkowanego tuż przy powierzchni WD.

Oczekuje się, że w przypadku procesu akrecji poprzez formowanie dysku akrecyjnego, materia może docierać bliżej powierzchni WD niż jest to oszacowane na podstawie Równ. 2.4, w którym przyjmuje się gęstość materii w wewnętrznym dysku daną przez Równ. 2.2. Wynika to z faktu, że materia stopniono gromadzona wewnątrz dysku może wywierać większe ciśnienie na magnetosferę WD. Taki przypadek może być opisany przez zastosowanie wartości parametru $\chi < 1$. Możemy oszacować gęstość materii przy wewnętrznym promieniu dysku jako funkcję parametru χ , poprzez użycie równania równowagi,

$$B_A^2/8\pi = \rho v_k^2/2. \quad (2.8)$$

Poprzez odwrócenie Równ. 2.8, możemy oszacować gęstość materii przy wewnętrznym promieniu dysku na,

$$\rho \approx 1.2 \times 10^{13} \chi^{-5} B_6^{-6/7} M_{17}^{10/7} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.9)$$

Zauważmy silną zależność gęstości materii w obszarze przejściowym od czynnika skalowania, χ . W niektórych przypadkach gęstość materii przy wewnętrznym promieniu dysku może być kilka rzędów wielkości większa niż w przypadku sferycznej akrecji. W rozważanym przypadku granicznym, dla którego $\chi \sim 0.1$, gęstość materii jest wystarczająco duża, aby zapewnić efektywne oddziaływanie relatywistycznych hadronów z

materią w obszarze wewnętrznego dysku akrecyjnego. W naszej pracy rozważamy przypadek, gdy $\chi \sim 1$, ponieważ przykładowe źródło rozważane powyżej (V1223 Sgr) jest scharakteryzowane poprzez taki parametr penetracji. Jednakże, przypadek z $\chi \sim 0.1$ nie wymaga istotnych modyfikacji w rozważanym tutaj scenariuszu.

2.2 Produkcja promieniowania w obszarze przejściowym

Proponujemy, że proces akrecji na białego karła zapewnia dobre warunki do przyspieszania cząstek i wynikającej z niego produkcji wysokoenergetycznego nietermicznego promieniowania. Źródła, w których proces akrecji zachodzi aż do powierzchni WD są tutaj rozważane bardziej szczegółowo ze względu na łatwiejsze do określenia warunki fizyczne w obszarze przejściowym pomiędzy dyskiem akrecyjnym a obracającą się magnetosferą. W rzeczywistości źródła akreujące w sposób opisany w modelu „propeller” (np. AE Aqr) mogą także być scharakteryzowane przez podobne procesy radiacyjne, jak dyskutuję poniżej. Jednakże, w przypadku modelu „propeller”, jest dużo trudniej zdefiniować warunki w obszarze przyspieszania i emisji promieniowania, ponieważ tempo akrecji nie może być ocenione na podstawie obserwowanej termicznej emisji rentgenowskiej (akrecja w tym przypadku nie zachodzi do powierzchni WD).

2.2.1 Przyspieszanie cząstek

W warunkach oczekiwanych dla obszaru przejściowego pomiędzy wewnętrzną magnetosferą i strumieniem akreującej plazmy (silne pole magnetyczne i turbulentny przepływ materii), cząstki powinny być wydajnie przyspieszane. Tempo przyspieszania cząstek do energii E (i czynnika Lorentza γ) jest często sparametryzowane przez ich promień Larmora w polu magnetycznym tego ośrodka i przez tak zwany parametr przyspieszania,

$$\dot{P}_{\text{acc}} = \xi cE/r_L \approx 4.2 \times 10^4 \chi^{-3} \xi M_{17}^{6/7} B_6^{-5/7} \text{ erg s}^{-1}, \quad (2.10)$$

gdzie c jest prędkością światła, $r_L = E/eB_A$ jest promieniem Larmora, B_A jest wartością pola magnetycznego w obszarze przyspieszania (patrz Równ. 2.4), e jest ładunkiem elektronu i ξ jest parametrem przyspieszania. Parametr przyspieszania zawiera wszystkie nieznanne szczegóły procesu przyspieszania. Oceniamy wartość ξ w obszarze przejściowym poprzez jego unormowanie do prędkości komórek turbulentnych w ośrodku,

jak to zostało wykazane w przypadku modelu Fermiego przyspieszania cząstek [82],

$$\xi \sim \beta(v_k/c)^2 \approx 3.8 \times 10^{-5} \beta \chi^{-1} M_{17}^{2/7} B_6^{-4/7}. \quad (2.11)$$

gdzie $\beta \leq 1$ jest czynnikiem, który opisuje efektywność przyspieszania. Wtedy, zysk energii cząstek może być wyrażony przez,

$$\dot{P}_{\text{acc}} \approx 1.6 \beta \chi^{-4} M_{17}^{8/7} B_6^{-9/7} \text{ erg s}^{-1}. \quad (2.12)$$

W zasadzie zarówno elektrony jak i hadrony mogą być przyspieszane w takim turbulentnym obszarze przejściowym. Natomiast maksymalne energie tych cząstek i ich efekty radiacyjne mogą się znacznie różnić ze względu na różne mechanizmy określające ich straty energii.

2.2.2 Emisja od relatywistycznych elektronów

Podczas procesu przyspieszania, elektrony także doświadczają strat energii ze względu na proces promieniowania synchrotronowego i rozpraszanie fotonów niskich energii (np. od gwiazdy towarzyszącej, dysku akrecyjnego i powierzchni WD) w wyniku odwrotnego rozpraszania Comptona (ang. Inverse Compton Scattering - ICS). Te straty energii determinują maksymalne energie przyspieszonych elektronów. Inne ograniczenie wynika z następującego warunku, promień Larmora przyspieszanych cząstek musi być mniejszy od charakterystycznej skali odległości obszaru przyspieszania, tzn. $r_L < R_A$, jest znacznie mniej restrykcyjny. Dopuszcza on przyspieszanie elektronów w zasadzie aż do energii $E_L \approx 5 \times 10^3 \chi^{-2} M_{17}^{4/7} B_6^{-1/7} \text{ erg}$. Można także prosto pokazać, bazując na wzorze podanym poniżej, że ucieczka elektronów z obszaru przyspieszania (adwekcja wraz z przepływem akrecyjnym) jest wolniejsza niż wydajność procesów radiacyjnych elektronów.

Energia grawitacyjna akreującej materii, generowana w dysku akrecyjnym, może być oszacowana z,

$$L_D = \frac{GM_{\text{WD}}\dot{M}}{R_A} \approx 3.4 \times 10^{33} \chi^{-1} B_6^{-4/7} M_{17}^{9/7} \frac{\text{erg}}{\text{s}}. \quad (2.13)$$

W przypadku prostego modelu dysku akrecyjnego [156], jasność dysku może być powiązana z jego wewnętrznym promieniem i temperaturą przy wewnętrznym promieniu poprzez $L_D = 4\pi R_A^2 \sigma_{\text{SB}} T_{\text{in}}^4$. Wówczas, temperatura dysku przy jego promieniu we-

wewnętrzny może być oszacowana przez odwrócenie powyższego równania,

$$T_{\text{in}} = \left(\frac{L_{\text{D}}}{4\pi R_{\text{A}}^2 \sigma_{\text{SB}}} \right)^{1/4} \approx 2.5 \times 10^4 \frac{\chi^{-3/4} M_{17}^{13/28}}{B_6^{12/28}} \text{ K}. \quad (2.14)$$

Elektrony tracą energię w procesie odwrotnego rozpraszania Comptona w zakresie Thomsona (T) i Kleina-Nishiny (KN). Bazując na ocenionej powyżej temperaturze wewnętrznego dysku, szacujemy gęstość energii fotonów w obszarze przyspieszania (obszar przejściowy przy wewnętrznym promieniu dysku) na,

$$\rho_{\text{r}} = \frac{4\sigma_{\text{SB}} T_{\text{in}}^4}{c} \approx 3 \times 10^3 \chi^{-3} M_{17}^{13/7} B_6^{-12/7} \text{ erg cm}^{-3}, \quad (2.15)$$

gdzie σ_{SB} jest stałą Stefana-Boltzmana, a T_{in} jest temperaturą przy wewnętrznym promieniu dysku oszacowaną z Równ. 2.14.

Szacujemy także gęstość energii pola magnetycznego w obszarze przejściowym (R_{A} dane przez Równ. 2.4) na,

$$\rho_{\text{B}} = B_{\text{A}}^2 / 8\pi \approx 3.3 \times 10^5 \chi^{-6} M_{17}^{12/7} B_6^{-10/7} \text{ erg cm}^{-3}. \quad (2.16)$$

Gęstość energii pola magnetycznego wyraźnie dominuje nad gęstością energii promieniowania w obszarze przejściowym, poza pewnymi przypadkami granicznymi, w których parametr χ jest bliski 0.1. My nie rozważamy takich skrajnych parametrów, koncentrując się tutaj na przypadkach, w których χ jest wyraźnie powyżej 0.1.

Straty energii elektronów spowodowane każdym z rozważanych procesów (synchrotronowym i IC w zakresie T) mogą być policzone z,

$$\dot{P}_{\text{loss}} = (4/3)c\sigma_{\text{T}}\rho\gamma^2 \approx 2.7 \times 10^{-14} \rho_{\text{B}}\gamma^2 \text{ erg s}^{-1}, \quad (2.17)$$

gdzie σ_{T} jest Thomsonowskim przekrojem czynnym. Maksymalne energie przyspieszonych elektronów są określone przez równowagę pomiędzy zyskiem energii z procesu przyspieszania (Równ. 2.10) i stratami energii spowodowanymi procesem synchrotronowym (Równ. 2.17),

$$\gamma_{\text{e}}^{\text{max}} \approx 1.35 \times 10^4 \beta^{1/2} \chi B_6^{1/14} M_{17}^{-2/7}. \quad (2.18)$$

Bazując na powyższej formule, możemy oszacować maksymalne energie fotonów synchrotronowych produkowanych przez te elektrony w obszarze przejściowym na,

$$\varepsilon_{\text{max}} \approx m_{\text{e}}(B_{\text{A}}/B_{\text{cr}})(\gamma_{\text{e}}^{\text{max}})^2 \approx 160\xi \text{ MeV}, \quad (2.19)$$

gdzie $B_{\text{cr}} = 2\pi m_e^2 c^3 / (eh) \approx 4.4 \times 10^{13}$ G jest krytycznym polem magnetycznym, gdzie h jest stałą Plancka. Są one rzędu $\varepsilon_{\text{max}} \sim 6\beta\chi^{-1} M_{17}^{2/7} B_6^{-4/7}$ keV dla wartości ξ określonej w Równ. 2.11.

Na podstawie powyższych rozważań wnioskujemy, że elektrony przyspieszone w obszarze przejściowym tracą energię głównie na emisję promieniowania synchrotronowego, którego widmo może rozciągać się aż do twardego promieniowania rentgenowskiego. Straty energii w wyniku ICS elektronów w obszarze przejściowym mogą być pominięte dla parametru χ będącego w pobliżu jedności.

2.2.3 Emisja od relatywistycznych protonów

Tempo strat energii przez relatywistyczne hadrony w oddziaływaniach z materią, w wyniku których produkowane są piony może być oszacowana z,

$$\dot{P}_{\text{pp}} = \sigma_{\text{pp}} c \rho K m_p \gamma_p \approx 8 \times 10^{-6} \chi^{-5} B_6^{-6/7} M_{17}^{10/7} \gamma_p \frac{\text{erg}}{\text{s}}, \quad (2.20)$$

gdzie przekrój czynny na zderzenia proton-proton ($p-p \rightarrow \pi$) jest równy $\sigma_{\text{pp}} = 3 \times 10^{-26}$ cm², $K = 0,5$ jest współczynnikiem nieelastyczności, ρ jest gęstością materii (patrz Równ. 2.9), a γ_p jest czynnikiem Lorentza protonu. Charakterystyczny czas straty energii może być wyrażony przez,

$$\tau_{\text{pp}} = m_p \gamma_p / \dot{P}_{\text{pp}} \approx 200 \chi^5 B_6^{6/7} M_{17}^{-10/7} \text{ s}. \quad (2.21)$$

Ten czas oddziaływania dla protonów w obszarze przejściowym może być wyraźnie dłuższy niż czas przyspieszania, szczególnie dla $\chi \sim 1$. Z tego względu, przed efektywnym oddziaływaniem relatywistycznych protonów z materią w obszarze przyspieszania, mogą być one unoszone na powierzchnię WD z akreującą materią. Charakterystyczny czas swobodnego spadku z odległości równej promieniowi Alfvena jest,

$$\tau_{\text{f}} = R_{\text{A}} / v_{\text{f}} \approx 13 \chi^{3/2} B_6^{6/7} M_{17}^{-3/7} \text{ s}. \quad (2.22)$$

W takim przypadku, proces przyspieszania protonów jest ograniczony przez proces adwekcji z obszaru przyspieszania. Przyjmujemy, że maksymalne energie przyspieszonych protonów są określone przez ich adwekcję poza obszar przejściowy, w przypadku gdy χ jest bliski 1. W przeciwnym razie, oddziaływania hadronowe mogą głównie zachodzić w obszarze przejściowym i wtórne leptony z rozpadu naładowanych pionów doświadczają znacznie słabszego pola magnetycznego niż te na powierzchni WD.

Poprzez porównanie charakterystycznego czasu przyspieszania hadronów, $\tau_{\text{acc}} =$

$m_p \gamma_p / \dot{P}_{acc}$ (patrz Równ. 2.12), z charakterystycznym czasem ucieczki hadronów, τ_F (Równ. 2.22), szacujemy maksymalne czynniki Lorentza przyspieszonych protonów,

$$\gamma_p \approx 1.4 \times 10^4 \beta \chi^{-5/2} B_6^{-3/7} M_{17}^{5/7}. \quad (2.23)$$

Protony z takimi czynniki Lorentza produkują neutralne piony, które rozpadają się na dwa fotony gamma. Charakterystyczne energie tych protonów mogą być oszacowane z,

$$E_\gamma \approx (K/2\mu) m_p \gamma_p \approx 165 \beta \chi^{-5/2} B_6^{-3/7} M_{17}^{5/7} \text{ GeV}. \quad (2.24)$$

gdzie μ ($\mu \approx 2.57 \log(2\gamma_p) - 6.45$ dla $\gamma_p \gg 1$, patrz [130]) jest krotnością pionów produkowanych przez protony z czynnikiem Lorentza oszacowanym z Równ. 2.23. Fotony gamma, z oddziaływań hadronowych, są w zakresie energii dostępnych dla teleskopu Fermi-LAT i teleskopów Cherenkowskich.

Natomiast, naładowane piony, powstałe w oddziaływaniach hadronów, rozpadają się na leptony o czynnikach Lorentza rzędu,

$$\gamma_e^{\text{sec}} \approx (K/4\mu) (m_p/m_e) \gamma_p. \quad (2.25)$$

Leptony z takimi energiami produkują fotony synchrotronowe w polu magnetycznym na powierzchni WD z charakterystycznymi energiami,

$$\varepsilon_{\text{max}}^{\text{sec}} \approx m_e (B_{\text{WD}}/B_{\text{cr}}) (\gamma_e^{\text{sec}})^2 \approx 38 \beta^2 \chi^{-5} B_6^{1/7} M_{17}^{10/7} \text{ MeV}. \quad (2.26)$$

Widma synchrotronowe, produkowane przez wtórne leptony z rozpadu naładowanych pionów, liczymy przyjmując typową wartość powierzchniowego pola magnetycznego WD. Te widma synchrotronowe mogą rozciągać się nawet do zakresu energii Fermi-LAT. Jednakże, w przypadku wydajnych kolizji hadronowych już w obszarze przejściowym, gdzie pole magnetyczne jest o 2-3 rzędy wielkości mniejsze, energie fotonów synchrotronowych, proporcjonalne do wartości pola magnetycznego, są także o 2-3 rzędy wielkości niższe, tzn. te fotony będą produkowane z energiami w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego.

2.2.4 Ucieczka fotonów gamma z okolic WD

W naszym scenariuszu promieniowanie gamma jest produkowane relatywnie blisko powierzchni WD w kolumnie akrecyjnej, gdzie gęstość materii jest duża i pole promieniowania od całej powierzchni WD i kolumny akrecyjnej jest silne. Rozważamy warunki

ucieczki fotonów gamma z takiego pola promieniowania. Obserwacje białych karłów w zakresie nadfioletowym pozwalają oszacować charakterystyczne temperatury ich powierzchni w zakresie $T_{\text{WD}} = (15 - 25) \times 10^3$ K. Także dodatkowy składnik emisyjny z obszaru czapy polarnej na powierzchni WD jest czasem obserwowany z typową temperaturą dochodzącą do $\sim 3 \times 10^4$ K. Jest on emitowany z gorącego, niewielkiego obszaru o rozmiarze około 2–10% powierzchni WD (patrz [113]). Szacujemy głębokości optyczne dla fotonów gamma w polu promieniowania od całej powierzchni WD z,

$$\tau_{\gamma\gamma}^{\text{WD}} \approx R_{\text{WD}}/\lambda_{\gamma\gamma} \approx R_{\text{WD}}n_{\text{WD}}\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm} \approx 0.02T_4, \quad (2.27)$$

gdzie n_{WD} jest gęstością termicznych fotonów blisko powierzchni WD z charakterystyczną temperaturą $T_{\text{WD}} = 2 \times 10^4 T_4$ K, $\lambda_{\gamma\gamma}$ jest średnią drogą swobodną na proces absorpcji $\gamma\gamma \rightarrow e^\pm$, a $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm}$ jest maksymalnym przekrojem czynnym na ten proces. Głębokości optyczne dla promieniowania gamma w polu promieniowania czapy polarnej są podobnego rzędu w przypadku czapy o promieniu $R_{\text{cap}} \approx 0.3R_{\text{WD}}$ (górną granicą) i temperaturze powierzchniowej $T_{\text{cap}} = 3 \times 10^4$ (patrz [113]). Bazując na powyższych szacunkach, wnioskujemy, że promieniowanie gamma produkowane blisko powierzchni WD, ucieka bez znaczącej absorpcji poprzez termiczne pole promieniowania.

2.2.5 Bilans energetyczny modelu

Maksymalna moc dostępna do przyspieszania cząstek jest ograniczona przez energię generowaną w obszarze przejściowym w wyniku oddziaływania materii dysku z rotującym polem magnetycznym dipola magnetycznego. Ta energia może być dostarczana przez dwa mechanizmy. W przypadku kwazi-sferycznej akrecji z wiatru gwiazdowego, materia musi być przyspieszona do prędkości rotującej magnetosfery w odległości R_A lub do prędkości Keplera. Rotujący WD zwalnia, przekazując tę energię do obszaru turbulentnego. W przypadku akrecji poprzez wewnętrzny punkt Lagrange’a w układzie gwiazdowym, materia ma duży moment pędu. Musi on być częściowo stracony w obszarze przejściowym w celu umożliwienia kontynuacji procesu akrecji na powierzchnię WD. Moment pędu akreującej materii jest wówczas częściowo przekazywany do obszaru przejściowego i do WD. W rezultacie, WD może zyskiwać moment pędu i dzięki temu jego ruch obrotowy jest przyspieszany.

W przypadku procesu akrecji zachodzącego przez dysk akrecyjny, materia przybywa do obszaru przejściowego z prędkością Keplera. Ten obszar jest bliżej do powierzchni WD niż oszacowany powyżej w przypadku kwazi-sferycznej akrecji (patrz Równ. 2.3) o czynnik $\chi \sim 0.1 - 1$. Materia, aby móc akreować na powierzchnię WD, musi być zwolniona do prędkości obrotowej magnetosfery WD, tj. z v_{kep} do v_{rot} . Wów-

czas maksymalna dostępna moc przekazana do obszaru przejściowego jest rzędu,

$$L = \frac{1}{2} \dot{M}_{\text{acc}} |v_{\text{k}}^2 - v_{\text{rot}}^2|. \quad (2.28)$$

W przypadku fazy akrecji materii na powierzchnię WD ta moc może być powiązana z parametrami określającymi proces akrecji,

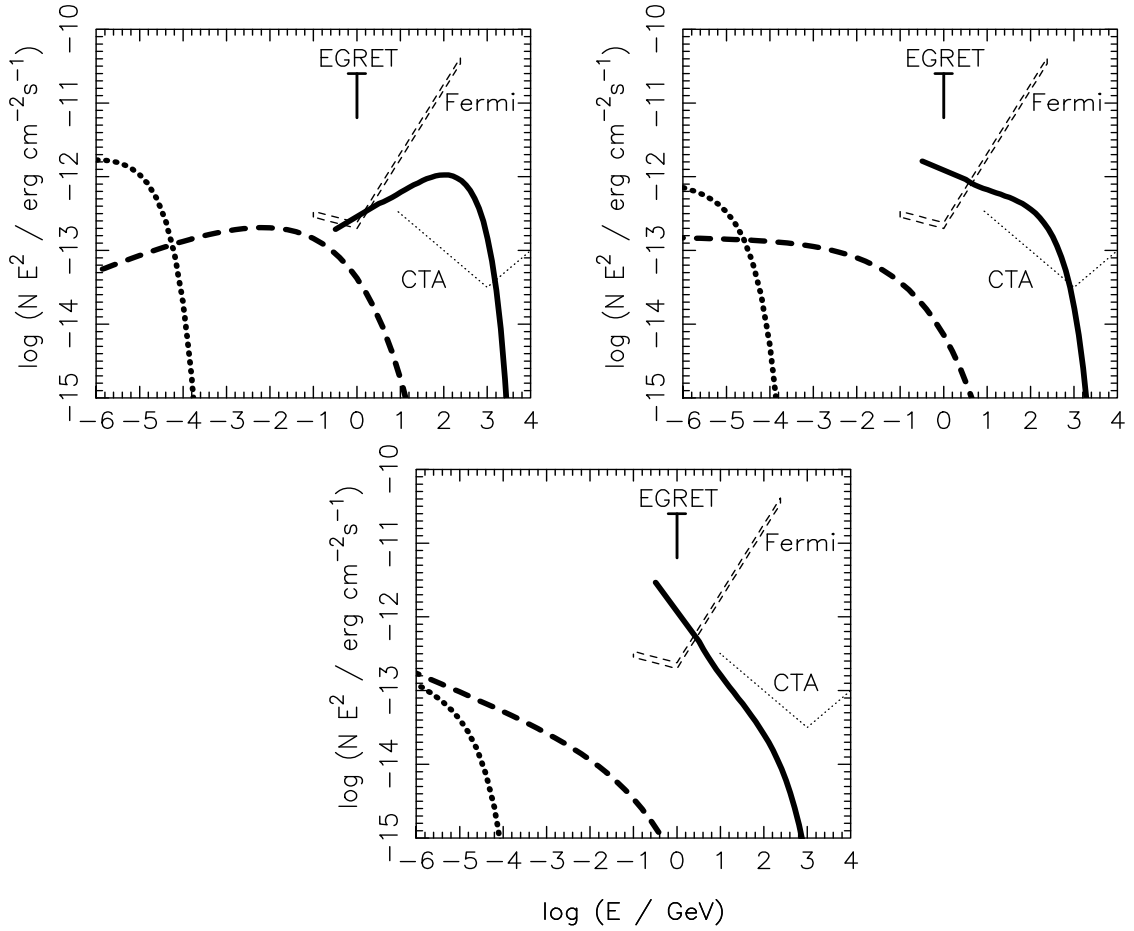
$$L \approx 1.7 \times 10^{33} \chi^{-1} B_6^{-4/7} M_{17}^{9/7} \text{ erg s}^{-1}. \quad (2.29)$$

zakładając, że $v_{\text{k}} \gg v_{\text{rot}}$ w odległości promienia Alfvena. Przyjmujemy, że część, δ , tej dostępnej energii jest przekazywana relatywistycznym elektronom i protonom, tj. odpowiednio δ_e i δ_p . Stosunek δ_e/δ_p nie może być obecnie wiarygodnie określony przez teorię przyspieszania cząstek. Może być natomiast testowany obserwacyjnie w wyniku obserwacji źródeł np. proponowanych w tym rozdziale.

2.3 Promieniowanie rentgenowskie i gamma z V1223 Sgr

Powyżej rozpatrywany model zastosujemy do układu kataklizmicznego V1223 Sgr. Należy on do klasy tak zwanych pośrednio polarnych Białych Karłów, na które akrecja zachodzi poprzez uformowanie się dysku akrecyjnego. Dysk jest zniszczony w swoich wewnętrznych częściach przez rotującą magnetosferę WD (Rys. 2.1). Warunki w tych źródłach pozwalają materii z dysku akrecyjnego osiągnąć powierzchnię gwiazdy przeciwstawiając się ciśnieniu rotującej magnetosfery WD. Taka sytuacja zdarza się w przypadku WD z pośrednimi powierzchniowymi polami magnetycznymi, rotującymi z pośrednimi okresami (w odniesieniu do całej populacji klasy Białych Karłów). V1223 Sgr akreuje z relatywnie dużym tempem akrecji, oszacowanym na $\dot{M} \approx 10^{17} \text{ g s}^{-1}$, uzyskanym z obserwowanej jasności rentgenowskiej $L_x = 2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ (np. [38, 147]), i przyjmując promień WD $4.17 \times 10^8 \text{ cm}$ i jego masę $1.17 M_{\odot}$ (patrz [57]). Odległość do tego źródła jest oszacowana na 510 pc. Biały Karzeł ma okres obrotu 745,5 s i okrąża towarzysza z okresem obiegu równym 3,366 godz. Powierzchniowe pole magnetyczne WD jest oszacowane w zakresie $(0.5 - 8) \times 10^6 \text{ G}$, zależnie od modelu (patrz [57]).

W celu określenia warunków akrecji w V1223 Sgr, szacujemy parametr χ , określający efektywność penetracji wewnętrznej magnetosfery WD, stosując parametry modelu akrecji dla V1223 Sgr pochodzące z pracy [57] (patrz model A w tej pracy). Beuermann et al. [57] rozważali dwa różne modele, ale tylko ich model A daje parametry, dla których emisja gamma z kataklizmicznych układów podwójnych jest możliwa. Model B



Rysunek 2.2: Widma promieniowania rentgenowskiego i gamma oczekiwane z pośrednio polarnego układu kataklizmicznie zmiennego V1223 Sgr. Widma te są produkowane przez pierwotne elektrony w procesie synchrotronowym (krzywa kropkowana), wtórne leptony z rozpadu naładowanych pionów także w procesie synchrotronowym (kreskowana) i bezpośrednio z rozpadu neutralnych pionów (ciągła). Piony są produkowane przez protony w zderzeniach hadronowych z materią blisko powierzchni WD. Odpowiednie rysunki pokazują wykresy dla widma różniczkowego pierwotnych cząstek o wykładniku widma równym $\alpha = 1,5$ (na górze po lewej), $2,0$ (na górze po prawej) i $2,5$ (na dole). Współczynnik konwersji energii z obszaru przyspieszania do relatywistycznych pierwotnych elektronów i protonów jest równy $\delta_e = \delta_p = 0,05$. Parametry opisujące WD w V1223 Sgr i scenariusz przyspieszania są opisane w głównym tekście. Cienka kreskowana i kropkowana linia zaznaczają czułość odpowiednio teleskopu Fermi-LAT [83] i przyszłego Obserwatorium CTA [18]. Górne ograniczenie z obserwacji teleskopu EGRET na emisję gamma z V1223 Sgr jest także zamieszczone [154].

przyjmuje obcięcie dysku akrecyjnego przy większych odległościach od powierzchni WD ze względu na zastosowane znacznie silniejszego powierzchniowego pola magnetycznego WD (model A: $B_{\text{WD}} = 5 \times 10^5$ G w porównaniu do modelu B: 10^7 G, patrz [57]). Dla tak silnych powierzchniowych pól WD dostępna energia do przyspieszania cząstek w obszarze przejściowym jest zdecydowanie niższa (patrz Równ. 2.29). Z tego względu, detekcja emisji promieniowania gamma z V1223 Sgr może zadecydować o wyborze jednego z zaproponowanych modeli. Dla modelu A szacujemy wartość $\chi \approx 0.4$ bazując na porównaniu otrzymanego promienia wewnętrznego dysku akrecyjnego (patrz [57]) z oszacowaniem uzyskanym za pomocą Równ. 2.4. Pozostałe parametry scenariusza akrecji zostają ustalone na: $M_{17} = 3$, $B_6 = 0.5$, aby model był spójny z niskoenergetycznymi obserwacjami tego układu podwójnego (patrz [57]). Dla tych parametrów maksymalne energie przyspieszanych hadronów wynoszą ~ 400 TeV, a elektronów ~ 2 GeV, przyjmując $\beta = 1$.

Przyjmujemy, że elektrony i protony są przyspieszane w turbulentnym obszarze przejściowym z widmem potęgowym charakteryzującym się eksponencjalnym odcięciem ($dN/dEdt \propto E^{-\alpha} \exp(-E/E_{\text{max}})$). Cząstki te osiągają stan równowagi określony przez ich straty energii. Maksymalne energie elektronów są oszacowane z Równ. 2.18. W zasadzie, widmo elektronów może być silnie wypikowane przy najwyższych możliwych energiach ze względu na silne straty synchrotronowe podczas procesu przyspieszania (patrz np. [139]). Ten możliwy efekt nie jest brany pod uwagę w naszych obliczeniach. Jak dyskutowano powyżej, elektrony tracą energię w wyniku różnych procesów radiacyjnych. Najbardziej istotny jest proces synchrotronowy (dominuje przy najwyższych energiach) i ICS promieniowania termicznego z powierzchni WD. Pomijamy produkcję promieniowania gamma od elektronów w obszarze przyspieszania podczas Comptonowskiego rozpraszania promieniowania z powierzchni WD lub dysku akrecyjnego, ponieważ ich gęstości energii mogą być zaniedbane w odniesieniu do gęstości energii pola magnetycznego. Widma fotonów synchrotronowych produkowanych przez elektrony z powyżej opisanym widmem wstrzyknięcia są policzone wykorzystując formuły przedstawione w [59] i zakładając całkowite schłodzenie elektronów w polu magnetycznym. W przypadku relatywistycznych protonów, ich maksymalne energie są oszacowane z Równ. 2.23. Protony, przyspieszone w obszarze turbulentnym, są unoszone na powierzchnię WD wraz z akreującą materią i produkują piony w zderzeniach z materią. Widma promieniowania gamma (z rozpadu π^0) i widma wtórnych leptonów (z rozpadu π^\pm) są liczone w przybliżony sposób, wykorzystując krotność produkcji pionów w oddziaływaniach hadronowych, określoną przez Równ. 2.24, i przyjmując, że średnio foton unosi połowę energii neutralnego pionu, a lepton unosi 1/4 energii naładowanego pionu. Przyjmujemy, że protony podlegają całkowitemu schłodzeniu w wyniku oddziaływania z materią na powierzchni WD. Przykładowe wyniki obliczeń widm promieniowania

rentgenowskiego z procesu synchrotronowego elektronów pierwotnych, promieniowania z procesu synchrotronowego leptonów wtórnych i promieniowania gamma z rozpadu neutralnych pionów dla różnych wykładników widmowych przyspieszanych cząstek są przedstawione na Rys. 2.2. Zauważmy, że obliczone widma synchrotronowe od pierwotnych elektronów nie mogą być bezpośrednio obserwowane z V1223 Sgr w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego, ponieważ są one wyraźnie poniżej emisji produkowanej w kolumnie akrecyjnej w termicznym procesie hamowania. Jednakże, synchrotronowa emisja od wtórnych leptonów rozciąga się aż do zakresu miękkiego promieniowania gamma i jest na poziomie czułości detektora Fermi-LAT (np. [83]) dla płaskich widm przyspieszonych protonów. Widma promieniowania gamma z zakresu GeV-TeV z rozpadu neutralnych pionów zostały policzone dla energii powyżej 300 MeV, tj. w zakresie energii optymalnej czułości teleskopu Fermi-LAT. Ta emisja może być zaobserwowana przez Fermi-LAT i/lub teleskopy Cherenkowskie zależnie od wykładnika widmowego pierwotnych protonów i wydajności ich przyspieszania. Obliczenia przedstawione na Rys. 2.2 wskazują, że zmodernizowane wersje obserwatoriów H.E.S.S i MAGIC (H.E.S.S. II i MAGIC II) mają szansę wykryć emisję gamma o energiach TeV od niektórych CV typu IPWD.

2.4 Dyskusja i Wnioski

Policzyliśmy nietermiczną emisję produkowaną przez relatywistyczne elektrony i protony, które są przyspieszane w turbulentnym obszarze przejściowym pomiędzy rotującą magnetosferą WD i akreującą materią. Nietermiczna emisja w zakresie promieniowania rentgenowskiego, produkowana przez pierwotne elektrony wewnątrz obszaru przejściowego, jest wyraźnie poniżej twardej emisji rentgenowskiej obserwowanej z rozważanego pośrednio polarnego kataklizmicznie zmiennego źródła V1223 Sgr. Dlatego twierdzimy, że obserwowana emisja w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego musi mieć inną naturę, np. jest ona spowodowana oddziaływaniem elektronów z materią w procesie bremsstrahlungu w obszarze bieguna magnetycznego na powierzchni WD. Natomiast przewidywana w naszym modelu emisja synchrotronowa od wtórnych leptonów (produkty rozpadu naładowanych pionów z kolizji hadronowych blisko powierzchni WD), rozciągająca się aż do zakresu promieniowania gamma, powinna wyraźnie dominować nad emisją z procesu bremsstrahlungu przy energiach powyżej ~ 100 keV. Ten widmowy składnik przewidywany przez nasz model jest obiecującym celem dla przyszłych teleskopów pracujących w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego i miękkiego promieniowania gamma.

Rozważany przez nas model przewiduje także emisję promieniowania gamma z roz-

padu neutralnych pionów produkowanych w zderzeniach hadronowych w przypadku źródła V1223 Sgr, który jest jednym z najsilniejszych emitujących w zakresie promieniowania X pośród układów Kataklicznie Zmiennych typu „intermediate polar” (patrz Rys. 2.2). Zależnie od wykładnika widmowego hadronów przyspieszonych w obszarze turbulentnym dysku akrecyjnego, współczynnika wydajności przyspieszania (β) i mocy przekazanej na przyspieszanie elektronów i hadronów (δ_e/δ_p) emisja w zakresie promieniowania gamma może być wykryta przez teleskop Fermi-LAT i/lub przyszłe obserwatorium CTA. Obecnie, tylko teleskop Fermi-LAT ma wystarczającą czułość, żeby zaobserwować emisję gamma na przewidywanym poziomie z IPCV w najbardziej optymistycznych przypadkach. Takie obserwacje umożliwią konstrukcję swobodnych parametrów modelu, tj. parametrów określających mechanizm przyspieszania cząstek w turbulentnej, namagnesowanej plazmie. W optymalnym przypadku, V1223 Sgr (i podobne źródła) ma szansę być wykryty w czasochłonnych obserwacjach w pobliżu progu energetycznego (tj. ~ 100 GeV) poprzez teleskopy Cherenkowskie następnej generacji takie jak: H.E.S.S. II i MAGIC II. W przypadku stromego widma przyspieszonych hadronów (wykładnik bliski -2.5), teleskop Fermi-LAT powinien być w stanie wykryć sygnał z V1223 Sgr zakładając, że współczynnik konwersji energii z obszaru przejściowego do relatywistycznych hadronów jest rzędu 10%. Jak dotąd, żadne ze źródeł kataklicznie zmiennych nie zostało znalezione w katalogu Fermi-LAT [8]. Kilka źródeł typu IPWD o cechach podobnych do V1223 Sgr jest obserwowanych na obydwu półkulach (patrz Tabele w [38, 147]). Mogą one być potencjalnymi źródłami w zakresie promieniowania gamma.

Dużą ilość kataklicznych białych karłów odkryto wewnątrz gromad kulistych (patrz np. [87, 138]), które zostały zidentyfikowane ze znanymi źródłami Fermi-LAT w zakresie GeV [9]. Obecnie uważa się, że za tę emisję gamma z gromad kulistych jest odpowiedzialna populacja milisekundowych pulsarów. Nie jest jednak wykluczone, że część tej emisji może także pochodzić z innych źródeł, np. takich jak IPWDs rozważanych w tym rozdziale. Ta możliwość powinna zostać dokładnie zbadana w przyszłości.

Rozważaliśmy model przyspieszania cząstek i produkcję wysokoenergetycznego promieniowania w magnetosferze akreującego białego karła analizując tylko fazę akrecji aż na powierzchnię WD. Spodziewamy się, że procesy hadronowe, odpowiedzialne za produkcję promieniowania gamma w zakresie GeV-TeV, mogą także zachodzić w przypadku białych karłów w fazie „propeller” (która prawdopodobnie jest charakterystyczna dla dobrze znanego źródła kataklicznie zmiennego AE Aqr, patrz np. [117]). Jednakże, ta faza akrecji nie może zostać potwierdzona przez obserwacje w zakresie promieniowania rentgenowskiego. Tempo akrecji materii w takich układach nie może być wiarygodnie oszacowane, ponieważ materia nie spada do samej powierzchni białego

karła. Tak więc proces przyspieszania cząstek i ich procesy radiacyjne są trudne do śledzenia ilościowo w źródłach typu AE Aqr ze względu na znacznie słabsze konstrukcje parameterów modelu.

Należy zauważyć, że produkcji promieniowania gamma towarzyszą także neutrino. Jednakże przewidywane strumienie neutrino, na poziomie strumieni fotonów gamma z rozpadu neutralnych pionów, są oczekiwane na wyraźnie niższym poziomie niż czułość detektora IceCube będącego obecnie największym detektorem neutrino o energiach TeV.

Rozdział 3

Wysokoenergetyczne promieniowanie z masywnego układu podwójnego Eta Carinae

Eta Carinae jest najmasywniejszym, znanym układem podwójnym. Zawiera on gwiazdę o masie oszacowanej pomiędzy 80 - 120 M_{\odot} [72, 92] aż do 200 M_{\odot} [97]. Podstawowe parametry tej gwiazdy nie są jeszcze dobrze określone. Jej jasność jest równa $4.5 \times 10^6 L_{\odot}$, a temperatura powierzchni 2×10^4 K. Oceny promienia Eta Carinae różnią się o czynnik rzędu kilku i są określone w przedziale 40 - 180 R_{\odot} [92]. Główna gwiazda w tym układzie podwójnym tworzy bardzo silny wiatr gwiazdowy poruszający się z prędkością końcową rzędu 500 - 700 km s^{-1} . Tempo utraty masy jest oszacowane w zakresie od $2.5 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{rok}^{-1}$ [135] aż do $10^{-3} M_{\odot} \text{rok}^{-1}$ [92]. Ponadto, tempo straty masy wydaje się zmieniać gwałtownie [111]. Okres obrotu układu Eta Carinae wynosi 2022.7 ± 1.3 dnia [71]. Orbity gwiazd charakteryzują się dużą ekscentrycznością, $e \sim 0.9$ [124], z główną półosią wynoszącą $a = 16.64$ AU [92]. Parametry gwiazdy towarzyszącej są jeszcze bardziej niepewne. Jest to masywna gwiazda typu WR lub O z jasnością $9 \times 10^5 L_{\odot}$ i temperaturą powierzchniową $\sim 4 \times 10^4$ K [171, 114]. Dla powyższych parametrów promień gwiazdy towarzyszącej jest oszacowany na $\sim 1.4 \times 10^{12}$ cm. Tempo straty masy przez gwiazdę towarzyszącą jest rzędu $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{rok}^{-1}$ a prędkość wiatru gwiazdowego wynosi ~ 3000 km s^{-1} [135]. Przejście układu gwiazd przez periastron następuje w czasie $T_0 = \text{JD}2452819.8$ [71]. Ten układ podwójny jest zanurzony w masywnym obłoku materii ($\sim 12 M_{\odot}$, [160]), który najprawdopodobniej powstał podczas ogromnego wybuchu zaobserwowanego w tym układzie w roku 1843. Obecny promień tego obłoku jest oszacowany na 3.4×10^{17} cm [161].

Ze względu na skrajne parametry charakteryzujące ten układ podwójny gwiazd, był

on obiektem zainteresowania astronomów zajmujących się procesami emisji w zakresie wysokich energii. W ostatnich latach została zaobserwowana emisja promieniowania gamma z Eta Carinae przez teleskop AGILE [167]. Strumień promieniowania gamma był stabilny przez okres ponad roku w okresie przejścia układu przez periastron z wyjątkiem pojedynczego rozbłysku trwającego około dwóch dni. Analiza danych zebranych przez Fermi-LAT potwierdza ogólne cechy emisji obserwane przez AGILE [7, 175]. Obserwacje Fermi-LAT, pokrywające także okres przejścia przez periastron, sugerują spokojną naturę źródła. Widmo promieniowania gamma, rozciągające się do ~ 100 GeV, charakteryzuje się dwoma oddzielnymi składnikami. Nisko-energetyczna część widma jest dobrze opisana przez widmo potęgowe (o wykładniku 1.6 ± 0.2) i odcięcie przy energii 1.6 GeV. Natomiast wysoko-energetyczna część widma jest dobrze opisywana przez widmo potęgowe o wykładniku ~ 1.9 ale bez wyraźnego obciążenia od strony wysokich energii sugerując, że Eta Carinae mogłoby być także źródłem promieniowania gamma o energiach TeV. Nietermiczna natura źródła jest potwierdzona poprzez obserwacje twardego promieniowania rentgenowskiego wykonane przez teleskopy Beppo-Sax [173] i INTEGRAL [105] i SUZAKU [155]. Twarde promieniowanie rentgenowskie tworzy dodatkowy płaski składnik w widmie powyżej miękkiego, termicznego składnika rentgenowskiego, który dominuje poniżej 1.5 keV. Widmo promieniowania rentgenowskiego z Eta Carinae w zakresie energii 22 - 100 keV jest bardzo twarde (wykładnik widma różniczkowego jest równy 1 ± 0.4 , [105]). Nowsze obserwacje wykonane przez satelitę INTEGRAL pokazują, że twardego składnika promieniowania rentgenowskiego jest dobrze opisany widmem potęgowym z wykładnikiem 1.8 bez żadnej silnej zmienności w czasie przejścia przez periastron.

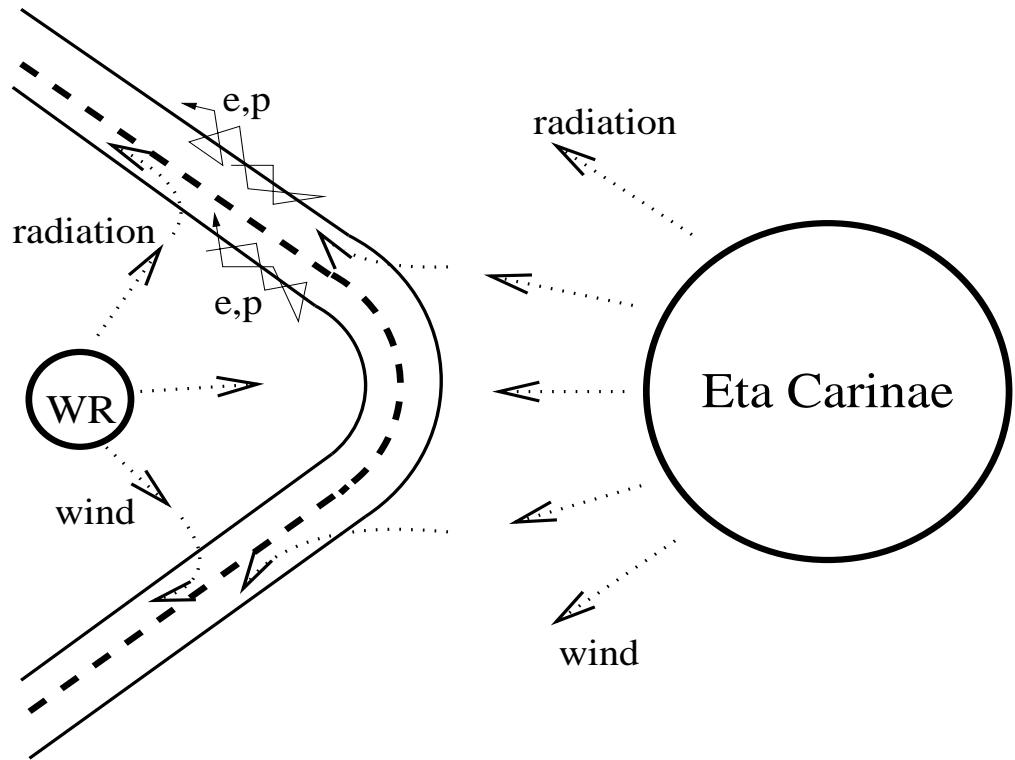
Ogólnie, nietermiczne, wysokoenergetyczne promieniowanie z masywnych układów podwójnych gwiazd jest interpretowane jako promieniowanie od cząstek przyspieszanych na fali uderzeniowej powstałej w wyniku kolizji wiatrów gwiazdowych [78, 55, 44, 144, 136, 175]). Zarówno leptony i hadrony mogą mieć wkład w emisję promieniowania gamma wewnątrz takiego układu podwójnego. Relatywistyczne cząstki mogą również być przyspieszane na dużej skali fali uderzeniowej powstałej podczas eksplozji Eta Carinae w roku 1843 [127]. Przypuszcza się jednak, że przyspieszone hadrony nie są w stanie napotkać wystarczająco dużo materii dla efektywnej produkcji promieniowania gamma w oddziaływaniach hadronowych. Z drugiej strony, przyspieszone elektrony mogłyby efektywnie produkować promieniowanie gamma o energiach rzędu GeV w wyniku odwrotnego rozpraszania Comptona promieniowania podczerwonego pochodzącego z wnętrza cieplej materii w mgławicy otaczającej układ podwójny gwiazd.

W tym rozdziale rozważam różne scenariusze produkcji wysokoenergetycznego nie-

termicznego promieniowania w modelu kolidujących wiatrów gwiazdowych w układzie podwójnym gwiazd, który prowadzi do powstania fali uderzeniowej w wiatrach. Model ten jest zastosowany do masywnego zwartego układu podwójnego, jakim jest Eta Carinae. Rozważam przyspieszanie cząstek na dwóch falach uderzeniowych o różnych właściwościach, powstałych w wietrze z gwiazdy Eta Carinae i w wietrze od strony gwiazdy towarzyszącej [53].

3.1 Model kolidujących wiatrów gwiazdowych

Rozważany jest popularny scenariusz produkcji wysokoenergetycznego promieniowania wewnątrz układu podwójnego zawierającego dwie masywne gwiazdy produkujące silne wiatry gwiazdowe (patrz Rys. 3.1). Masywne gwiazdy produkują bardzo silne wiatry gwiazdowe, które zderzają się wewnątrz układu podwójnego i tworzą falę uderzeniową o podwójnej strukturze. Położenie fali uderzeniowej wewnątrz układu podwójnego, R_{sh} , może być oszacowane dla znanej wartości współczynnika $\eta = \dot{M}_{comp}v_{comp}/(\dot{M}_{EC}v_{EC})$, który określa stosunek ciśnień wiatrów ze strony każdej z gwiazd. Dla układu Eta Carinae dominuje ciśnienie wiatru od strony gwiazdy Eta Carinae. Wartość η jest oszacowana na ~ 0.2 [135] dla następujących parametrów Eta Carinae: $v_{EC} \sim 500-700$ km s⁻¹ i $\dot{M}_{EC} \sim 2.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ rok⁻¹, i gwiazdy towarzyszącej: $\dot{M}_{comp} \sim 10^{-5} M_{\odot}$ rok⁻¹, a prędkość wiatru $v_{comp} \sim 3000$ km s⁻¹. To oznacza, że fala uderzeniowa otacza gwiazdę towarzyszącą, ale jest bliżej powierzchni gwiazdy Eta Carinae niż powierzchni gwiazdy towarzyszącej, jeśli weźmie się pod uwagę promienie tych gwiazd. W naszym modelowaniu używamy powyższych parametrów układu gwiazdowego. Promienie gwiazd są równe $R_{EC} = 1.2 \times 10^{13}$ cm i $R_{comp} = 1.4 \times 10^{12}$ cm. Odległość fali uderzeniowej od gwiazdy towarzyszącej można określić z zależności $R_{sh}^{comp} = D\sqrt{\eta}/(1+\sqrt{\eta})$, a od Eta Carinae z $R_{sh}^{Eta} = D/(1+\sqrt{\eta})$, gdzie D jest to odległość między gwiazdami. Dla momentu przejścia przez periastron $D = (1-e)a \approx 1.7$ AU, wtedy $R_{sh}^{comp} \approx 6R_{comp} \approx 8.4 \times 10^{12}$ cm i $R_{sh}^{Eta} \approx 1.4R_{Eta} \approx 1.7 \times 10^{13}$ cm. Podczas przejścia przez apastron fala uderzeniowa jest ulokowana około rząd wielkości dalej od obu gwiazd ze względu na wysoką ekscentryczność orbity. Jednakże stosunek mocy ich wiatrów, który zostaje ogarnięty przez strukturę fali uderzeniowej, jest porównywalny. Opisanie powyżej wartości szacunkowe są otrzymane na podstawie uproszczonego scenariusza. Mogą różnić się one od prawdziwych wartości, tak jak to obserwuje się w bliskich układach podwójnych. Po pierwsze, wiatry gwiazdowe przyspieszają od powierzchni gwiazdy. Są wolniejsze przy powierzchni i osiągają prędkość końcową w pewnej odległości od gwiazdy. Może to mieć wpływ na lokalizację fali uderzeniowej wewnątrz układu podwójnego. Po drugie, promień gwiazdy towarzyszącej nie jest dokładnie znany. To znaczy, że w rzeczywistości



Rysunek 3.1: Schematyczne przedstawienie supermasywnego układu podwójnego Eta Carinae. Elektrony (e) oraz protony (p) mogą być przyspieszane na obu falach uderzeniowych do różnych maksymalnych energii ze względu na różne warunki w falach uderzeniowych od strony gwiazdy Eta Carinae i gwiazdy towarzyszącej. Szczegóły rozważanych scenariuszy są opisane poniżej w tekście.

odległość obszaru fal uderzeniowych (tj. obszaru przyspieszania cząstek) od powierzchni gwiazd może się nieco różnić od wartości podanych powyżej. Po trzecie, podczas przejścia przez periastron wiatry mogą się nie równoważyć ze względu na niejednorodność plazmy w wiatrach. Ze względu na tę niestabilność wiatrów, fala uderzeniowa może posiadać skomplikowaną strukturę lub nawet może ona zapaść się na jedną z gwiazd [132]. Z tych względów powyższe wartości szacunkowe powinny być brane z ostrożnością. Można je stosować jako wartości przykładowe, ale nie jest do końca pewne, czy odpowiadają one rzeczywistej lokalizacji fali uderzeniowej w układzie podwójnym Eta Carinae.

Uważa się, że fale uderzeniowe produkowane w zderzeniu wiatrów gwiazdowych są w stanie przyspieszać cząstki do energii relatywistycznych. Jednakże warunki w fali uderzeniowej po obu stronach struktury mogą się znacznie różnić. Ciśnienie wiatrów musi się równoważyć na fali uderzeniowej, więc część mocy dostarczana do fali uderzeniowej musi być porównywalna z obu stron. Jednakże pozostałe parametry fizyczne takie jak pole magnetyczne, gęstość wiatru lub jego prędkość mogą się znacznie różnić. Z tego względu należy oczekiwać, że widma leptonów i hadronów przyspieszanych

na fali uderzeniowej z dwóch jej stron mogą mieć różne właściwości ze względu na różnice w efektywności procesu przyspieszania. Różne wartości pól magnetycznych i strat energii cząstek mogą powodować przyspieszanie cząstek do różnych maksymalnych energii. Gęstość pola promieniowania gwiazd w obydwu falach uderzeniowych powinna być podobna ze względu na relatywnie małą grubość struktury podwójnej fali uderzeniowej. Ponadto, obie fale uderzeniowe mogą przyspieszać leptony i hadrony do innych energii maksymalnych. Dlatego, cząstki przyspieszane na różnych falach uderzeniowych mogą produkować promieniowanie w innym zakresie energii i straty energii na różne procesy radiacyjne mogą dominować. Można oczekiwać, że zależnie od fali uderzeniowej (od strony Eta Carinae lub gwiazdy towarzyszącej), cząstki mogą stracić energię niedaleko fali uderzeniowej (wewnątrz układu podwójnego) lub uciec do dużej skali obłoku otaczającego układ gwiazdowy. W związku z tym, można oczekiwać produkcji wysokoenergetycznego promieniowania o bardzo różnych właściwościach w takim stosunkowo prostym scenariuszu oddziałujących dwóch wiatrów gwiazdowych wewnątrz układu podwójnego gwiazd.

3.2 Przyspieszanie cząstek

W ogólnym przypadku, tempo przyspieszania cząstek na fali uderzeniowej może być sparametryzowana w następujący sposób,

$$\dot{P}_{\text{acc}} = \xi c E / R_L \approx 0.1 \xi_{-5} B \text{ GeV s}^{-1}, \quad (3.1)$$

gdzie $\xi = 10^{-5} \xi_{-5}$ jest parametrem przyspieszenia, E jest energią cząstki (w GeV), R_L jest promieniem Larmora cząstki w polu magnetycznym B (wyrażonym w Gaussach) i c jest prędkością światła. Możemy oszacować charakterystyczny czas przyspieszania cząstek z,

$$\tau_{\text{acc}} = E / \dot{P}_{\text{acc}} \approx 10 E / (\xi_{-5} B) \text{ s}. \quad (3.2)$$

Proces przyspieszania może być ograniczony przez adwekcję cząstek wzdłuż powierzchni fali uderzeniowej wraz z prędkością wiatru gwiazdowego lub w wyniku strat energii w różnych procesach radiacyjnych. Charakterystyczny czas na proces adwekcji wzdłuż fali uderzeniowej szacujemy na,

$$\tau_{\text{adv}} = 3 R_{\text{sh}} / v_w \approx 3 \times 10^5 R_{13} / v_3 \text{ s}, \quad (3.3)$$

gdzie $R_{\text{sh}} = 10^{13} R_{13}$ cm to odległość fali uderzeniowej od środka gwiazdy i $v_w = 10^8 v_3$ cm s⁻¹ jest prędkością wiatru gwiazdowego. Radiacyjne straty energii cząstek mogą

także określić ich maksymalne energie. Poniżej zostanie oszacowany charakterystyczny czas strat energii dla elektronów i hadronów oraz ich maksymalne energie w fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae i gwiazdy towarzyszącej.

3.2.1 Przyspieszanie elektronów

Najważniejszymi procesami określającymi straty energii elektronów są straty synchrotronowe oraz straty na proces odwrotnego rozpraszania Comptona (IC) na promieniowaniu niskich energii. Czas wytracania energii w procesach synchrotronowym i IC (w zakresie Thomsona) może zostać prosto oszacowany, $\tau_{\text{syn/IC}} = E_e / \dot{P}_{\text{syn/IC}}$, gdzie E_e jest energią elektronu, a $\dot{P}_{\text{syn/IC}}$ jest szybkością strat energii elektronów w tych procesach. Charakterystyczne czasy chłodzenia elektronów na te dwa procesy są określone przez,

$$\tau_{\text{syn}} = \frac{E_e m_e^2}{4/3 c \sigma_T U_B E_e^2} \approx \frac{3.7 \times 10^5}{B^2 E_e} \text{ s}, \quad (3.4)$$

i

$$\tau_{\text{IC/T}} = \frac{E_e m_e^2}{4/3 c \sigma_T U_{\text{rad}} E_e^2} \approx \frac{170}{E_e} \left[\left(\frac{T_4^4}{R_{\text{sh}}^2} \right)_{\text{comp}} + \left(\frac{T_4^4}{R_{\text{sh}}^2} \right)_{\text{EC}} \right]^{-1} \text{ s}, \quad (3.5)$$

gdzie σ_T jest Thomsonowskim przekrojem czynnym, U_B i U_{rad} są gęstościami energii pola magnetycznego i pola promieniowania niskich energii, m_e jest masą spoczynkową elektronu, R_{sh} jest odległością fali uderzeniowej od środka gwiazdy wyrażoną w wielokrotności promienia określonej gwiazdy, $T = 10^4 T_4$ K jest temperaturą powierzchniową określonej gwiazdy. Gęstość energii pola promieniowania gwiazd w określonej odległości od powierzchni gwiazd jest określony przez $U_{\text{rad}} = 4\sigma_{\text{SB}} T^4 / (c R_{\text{sh}}^2)$, gdzie σ_{SB} jest stałą Stefana-Boltzmana. Indeksy 'EC' i 'comp' oznaczają odpowiednio parametry gwiazdy Eta Carinae i jej towarzysza. Czas wytracania energii w zakresie Kleina-Nishiny (KN) można z grubsza oszacować używając w powyższej formule charakterystyczną energię elektronów odpowiadającą przejściu pomiędzy rozpraszaniem Comptona w zakresie Thomsona i zakresie Kleina-Nishiny, $E_e^{\text{T/KN}} = m_e^2 / (3k_B T) \approx 97/T_4$ GeV. Wtedy, czas wytracania energii elektronów w zakresie KN w polu promieniowania obydwu gwiazd jest w przybliżeniu określony przez,

$$\tau_{\text{IC}}^{\text{KN}} = \frac{3E_e m_e^2}{4c \sigma_T U_{\text{rad}} (E_e^{\text{T/KN}})^2} \approx 0.27 E_e \left[\left(\frac{T_4^4}{R_{\text{sh}}^2} \right)_{\text{comp}} + \left(\frac{T_4^4}{R_{\text{sh}}^2} \right)_{\text{EC}} \right]^{-1} \text{ s}. \quad (3.6)$$

Charakterystyczny czas trwania energii elektronów w wyniku procesu hamowania jest prawie niezależny od energii elektronów. Można go oszacować z,

$$\tau_{\text{br}} \approx X_o/c \approx 4.3 \times 10^4 R_{13}^2 v_3 / M_{-4} \text{ s}, \quad (3.7)$$

gdzie $X_o = 3.9 \times 10^{25} / \rho_w$ cm jest tzw. jednostką radiacyjną elektronu w wodorze (drogą, na której energia elektronu spada e-krotnie), $\rho_w = \dot{M} / (4\pi R_{\text{sh}}^2 v_w) \approx 3 \times 10^{10} M_{-4} R_{13}^{-2} v_3^{-1} \text{ cm}^{-3}$ jest koncentracją materii w wietrze gwiazdowym, a tempo straty masy gwiazdy jest określone w jednostkach $\dot{M} = 10^{-4} M_{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Charakterystyczne czasy chłodzenia elektronów w wyniku strat energii w procesach synchrotronowym i odwrotnym rozpraszaniu Comptona są wyraźnie krótsze niż czas adwekcji elektronów wzdłuż fali uderzeniowej i ich chłodzenia w wyniku procesu hamowania przy zastosowanych parametrach gwiazd w układzie podwójnym. Z tego względu, maksymalne energie przyspieszonych elektronów powinny być określone przez zbalansowanie zysku energii z procesu przyspieszania ze stratami energii w procesach synchrotronowym i IC. Wydajność tych dwóch procesów zależy od gęstości energii pola magnetycznego i pola promieniowania w obszarze przyspieszania. Straty synchrotronowe dominują nad stratami na IC w zakresie Thomsona gdy pole magnetyczne spełnia następujący warunek, $B_{\text{sh}} > 40[(T_4^4/R_{\text{sh}}^2)_{\text{comp}} + (T_4^4/R_{\text{sh}}^2)_{\text{EC}}]^{1/2} \text{ G}$. W części fali uderzeniowej, która jest najbliżej gwiazdy podczas przejścia przez periastron, ta wartość graniczna jest określona na $B_{\text{sh}} > 160 \text{ G}$. Zależnie od określonych parametrów gwiazd towarzyszących, oczekujemy różnych scenariuszy promieniowania z układów podwójnych:

1. straty energii w procesie synchrotronowym zawsze dominują nad procesem IC,
2. straty energii w procesie synchrotronowym dominują tylko przy najwyższych energiach (podczas gdy rozpraszanie IC zachodzi w zakresie Kleina-Nishiny),
3. straty w procesie IC dominują w całym zakresie energii przyspieszanych elektronów.

Zaznaczamy, że wyżej wymienione procesy radiacyjne mogą zachodzić z różną intensywnością po obu stronach fali uderzeniowej.

Porównując straty energii w procesach synchrotronowych z zyskiem energii dostarczanej w wyniku przyspieszania elektronów, szacujemy maksymalną energię elektronów przyspieszanych na fali uderzeniowej,

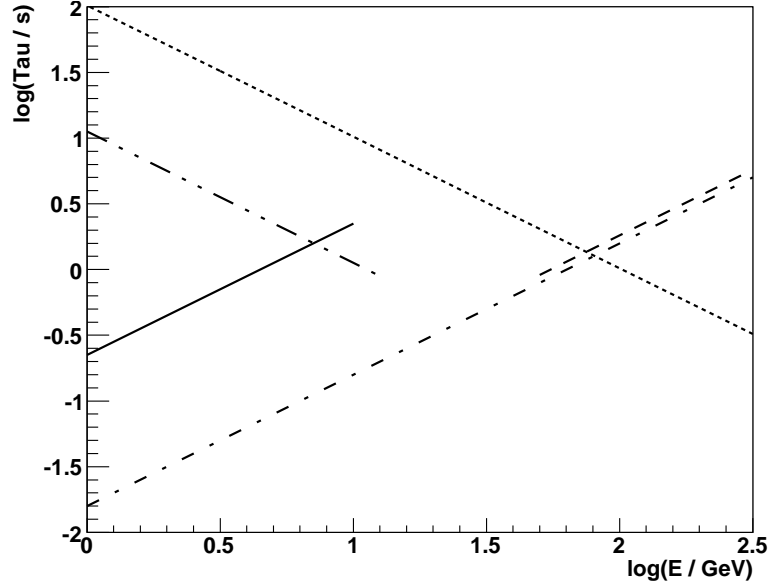
$$E_e^{\text{max}} \approx 190(\xi_{-5}/B)^{1/2} \text{ GeV}. \quad (3.8)$$

Z drugiej strony, poprzez zbalansowanie czasu przyspieszania z czasem wytracania energii w wyniku procesu IC (w zakresie Thomsona), szacujemy maksymalne energie elektronów,

$$E_e^{\max} \approx 4(\xi_{-5} B_{\text{sh}})^{1/2} \left[\left(T_4^4 / R_{\text{sh}}^2 \right)_{\text{comp}} + \left(T_4^4 / R_{\text{sh}}^2 \right)_{\text{EC}} \right]^{-1/2} \text{ GeV.} \quad (3.9)$$

W celu poprawnego określenia znaczenia wysokoenergetycznych procesów w układzie podwójnym Eta Carinae, należy określić podstawowe parametry, które opisują rozważany scenariusz. Jako przykład ustalamy wartość powierzchniowego pola magnetycznego gwiazdy towarzyszącej na 2×10^3 G oraz gwiazdy Eta Carinae na 200 G. Wtedy, pole magnetyczne na fali uderzeniowej od gwiazdy towarzyszącej jest określone na $B_{\text{sh}}^{\text{comp}} \sim 60$ G, a na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae na $B_{\text{sh}}^{\text{EC}} \sim 100$ G, przy założeniu, że struktura pola magnetycznego wokół masywnych gwiazd jest dobrze opisana strukturą dyskutowaną poniżej. Szacujemy także wartości parametru przyspieszania ξ dla obydwu fal uderzeniowych poprzez, $\xi \sim (v_w/c)^2$. Ponieważ prędkości wiatrów od dwóch gwiazd różnią się znacznie, otrzymaliśmy znacznie różniące się wartości parametru przyspieszania czastek w falach uderzeniowych po obu stronach struktury fal, $\xi_{\text{EC}} \sim 5 \times 10^{-6}$ i $\xi_{\text{comp}} \sim 10^{-4}$. Biorąc pod uwagę duże różnice pomiędzy tymi współczynnikami przyspieszania oraz wartościami pola magnetycznego na fali uderzeniowej, maksymalne energie elektronów przyspieszanych na dwóch falach uderzeniowych (od strony Eta Carinae i gwiazdy towarzyszącej) różnią się znacznie (patrz konstrukcje na Rys. 3.2).

Powyższe oceny przyspieszania elektronów zostały wykonane dla konkretnej struktury pola magnetycznego wokół masywnych towarzyszy układu gwiazdowego. Poniżej dyskutujemy bardziej dokładnie konkretny model struktury tego pola magnetycznego i jego konsekwencje. Wartość pola magnetycznego w wietrze gwiazdowym różnie zależy od odległości od centrum gwiazdy. W małym obszarze blisko powierzchni gwiazdy pole magnetyczne ma strukturę dipolową, $B(R) \propto R^{-3}$ [170]. Jednakże w większości przypadków ten obszar jest bardzo mały i może zostać pominięty. W dalszych odległościach, pole magnetyczne ma strukturę radialną. Z tego względu jego wartość spada jak $B(R) \propto R^{-2}$. Ta zależność dominuje w zakresie odległości charakterystycznych dla odległości periastron i apastron gwiazd w układzie podwójnym Eta Carinae. Powyższa zależność pola magnetycznego od odległości od gwiazdy ma interesujące konsekwencje. Maksymalne energie elektronów, określone przez zbalansowanie wydajności przyspieszania i strat synchrotronowych, powinny wzrastać wraz z odległością fali uderzeniowej od powierzchni gwiazdy zakładając, że wydajność przyspieszania jest niezależna od wartości pola magnetycznego (równanie 3.8). Zauważmy jednak, że w pewnej odległości od gwiazd, straty adiabatyczne mogą dominować nad stratami synchrotronowymi.



Rysunek 3.2: Charakterystyczne skale czasowe dla elektronów na proces przyspieszania w fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej (linia kropka-kreska) i od strony gwiazdy Eta Carinae (linia ciągła), czas synchrotronowego schładzania elektronów na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej (kropkowana), charakterystyczny czas schładzania w procesie IC w zakresie Thomsona (kropka-kropka-kreska) i w zakresie Kleina-Nishiny (kreskowana). Przecięcie charakterystycznych czasów przyspieszania i schładzania IC w reżimie Thomsona daje maksymalne energie elektronów przyspieszanych na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae. Przecięcie charakterystycznych czasów przyspieszania i schładzania synchrotronowego daje maksymalne energie elektronów na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej. Następujące parametry definiujące scenariusz przyspieszania zostały użyte, $B_{\text{sh}}^{\text{comp}} = 60 \text{ G}$, $B_{\text{sh}}^{\text{EC}} = 100 \text{ G}$, $\xi^{\text{comp}} = 10^{-4}$ i $\xi^{\text{EC}} = 5 \times 10^{-6}$.

Z drugiej strony energie elektronów, określone przez straty energii w procesie IC w zakresie Thomsona, powinny pozostać niezależne od odległości od gwiazdy (równanie 3.9). Wnioskujemy, że w przypadku gdy mechanizm przyspieszania jest wysycony stratami energii w procesie synchrotronowym, widma elektronów powinny rozciągać się do wyższych energii dla części fali uderzeniowej bardziej odległych od gwiazdy lub gdy układ gwiazdowy przechodzi przez apastron, kiedy to cała struktura fali uderzeniowej jest w dalszej odległości od gwiazd. Jednak maksymalne energie cząstek powinny pozostać niezależne od lokalizacji fali uderzeniowej, jeżeli przyspieszanie elektronów jest wysyczone przez straty energii w procesie rozpraszania Comptonowskiego w zakresie Thomsona. Te wnioski są prawidłowe w przypadku, gdy wydajność przyspieszania elektronów nie zależy od odległości między gwiazdami i czas adwekcji elektronów jest zawsze dłuższy niż charakterystyczny czas strat energii na procesy radiacyjne.

3.2.2 Przyspieszanie hadronów

Natomiast przyspieszane hadrony tracą energię głównie w zderzeniach z materią wiatru gwiazdowego. Charakterystyczny czas ich strat energii na produkcję pionów w zderzeniach proton-proton może być oszacowany z,

$$\tau_{\text{pp}} = (\sigma_{\text{pp}} k c \rho_w)^{-1} \approx 6.3 \times 10^4 R_{13}^2 v_3 / \dot{M}_{-4} \text{ s}, \quad (3.10)$$

gdzie $\sigma_{\text{pp}} \approx 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ jest przekrojem czynnym na produkcję $p - p \rightarrow \pi$, $k = 0.5$ jest współczynnikiem nieelastyczności w tym zderzeniu i ρ_w jest gęstością wiatru gwiazdowego w rejonie fali uderzeniowej zdefiniowaną powyżej. Ten charakterystyczny czas strat energii dla fali uderzeniowej od strony Eta Carinae jest oszacowany na $\sim 4 \times 10^4 \text{ s}$, a od strony gwiazdy towarzyszącej na $\sim 3.4 \times 10^5 \text{ s}$ w przypadku gdy fala uderzeniowa znajduje się najbliżej do gwiazd i w momencie przejścia gwiazd przez periastron. Charakterystyczna skala czasowa strat energii hadronów, i ich ucieczki (adwekcji) z obszaru przyspieszania, nie zależy od ich energii. Poprzez porównanie tych czasów ($\tau_{\text{pp}} = \tau_{\text{adv}}$), określamy warunek, w którym przyspieszone hadrony mogą oddziaływać blisko fali uderzeniowej w układzie podwójnym. Następujący warunek musi być spełniony,

$$\dot{M}_{-4} > 0.2 R_{13} v_3^2. \quad (3.11)$$

Ten warunek jest z pewnością spełniony przy przejściu przez periastron układu podwójnego w rejonie fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae, ale nie jest spełniony w obszarze fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej. Z tego względu spodziewamy się, że hadrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae oddziałują efektywnie już w obrębie układu podwójnego, ale te przyspieszane od strony gwiazdy towarzyszącej uciekają z układu podwójnego do otaczającego obłoku i oddziałują z materią rozszerzającego się wiatru i materią wyrzuconą podczas przeszłych okresów wybuchowej aktywności układu podwójnego Eta Carinae, np. w latach 1843 czy 1890.

Maksymalne energie przyspieszanych hadronów mogą być oszacowane poprzez porównanie zysku energii, od mechanizmu przyspieszania w fali uderzeniowej, ze stratą energii na oddziaływanie z materią lub poprzez porównanie charakterystycznych czasów przyspieszania z czasem adwekcji hadronów z układu gwiazdowego. Porównanie τ_{acc} z τ_{pp} pozwala oszacować maksymalne energie hadronów na,

$$E_p \approx 6.3 \xi_{-5} B R_{13}^2 v_3 / \dot{M}_{-4} \text{ TeV}. \quad (3.12)$$

Jeżeli warunek określony równaniem 3.11 nie jest spełniony, wtedy maksymalne energie

hadronów są określone przez ucieczkę wzdłuż fali uderzeniowej. Można je oszacować z,

$$E_p \approx 30\xi_{-5}BR_{13}/v_3 \quad \text{TeV}. \quad (3.13)$$

Spodziewamy się, że hadrony są przyspieszane na fali uderzeniowej nie tylko podczas przejścia przez periastron, ale także w innych fazach układu podwójnego. Czas adwekcji hadronów skaluje się proporcjonalnie do odległości pomiędzy gwiazdami, ale czas kolizji hadronów jest tylko proporcjonalny do kwadratu odległości (ze względu na zależność gęstości wiatru z odległością od gwiazdy). Hadrony powinny być przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae do maksymalnych energii, które są niezależne od fazy układu podwójnego. Jednakże ich częstość kolizji z materią wiatru gwiazdowego spada przy większych odległościach pomiędzy gwiazdami w układzie podwójnym. Z drugiej strony, hadrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej i w okresach odległych od przejścia przez periastron (lub na częściach fali uderzeniowej leżących dalej od gwiazdy) powinny być przyspieszane do niższych maksymalnych energii. Jest to głównie konsekwencją radialnej struktury pola magnetycznego wokół gwiazd w układzie podwójnym ($B(r) \propto R^{-2}$). Ostatecznie, hadrony wstrzyknięte do obłoku Eta Carinae będą miały skomplikowane widmo. Bardziej dokładne określenie tego widma jest trudne ze względu na nieznaną zależność wydajności przyspieszania hadronów na różnych częściach fali uderzeniowej i w różnych fazach układu podwójnego. Z tego względu obliczamy spodziewane efekty radiacyjne od hadronów w odległościach bliskich do gwiazd układu gwiazdowego.

3.3 Scenariusze produkcji promieniowania gamma

Skomplikowana struktura podwójnej fali uderzeniowej w rejonie zderzenia wiatrów gwiazdowych, możliwość przyspieszania elektronów i hadronów, i ich różnych typów procesów radiacyjnych, odpowiedzialnych za wysycenie procesu przyspieszania cząstek, zapewnia bogaty zakres scenariuszy, w których cząstki mogą produkować wysokoenergetyczne promieniowanie w masywnych układach podwójnych. Rozważamy tutaj produkcję wysokoenergetycznego promieniowania w niektórych możliwych scenariuszach w kontekście masywnych układów podwójnych o wydłużonej orbicie. Będą one testowane przez dostępne wyniki obserwacji w zakresie wysokich energii układu podwójnego gwiazd Eta Carinae. Scenariusze te przewidują pewne charakterystyczne cechy, które pozwolą je rozróżnić na podstawie przyszłych systematycznych obserwacji rentgenowskich oraz w zakresie promieniowania gamma o energiach GeV-TeV i możliwe, że także w wyniku obserwacji neutrin.

Przede wszystkim dochodzimy do wniosku, że emisja twardego promieniowania rentgenowskiego, zaobserwowana przez Beppo-SAX, INTEGRAL i SUZAKU, nie może być produkowana przez elektrony w procesie synchrotronowym. Maksymalne energie fotonów synchrotronowych produkowanych przez elektrony, których przyspieszanie jest wysyczone przez synchrotronowe straty energii, może być oszacowane z,

$$\varepsilon \approx m_e(B/B_{\text{cr}})\gamma_e^2 \approx 1.3\xi_{-5} \text{ keV}, \quad (3.14)$$

gdzie γ_e jest czynnikiem Lorentza elektronów określonym przez Równanie 3.8, a $B_{\text{cr}} = 4.4 \times 10^{13}$ G jest tzw. krytycznym polem magnetycznym. Ze względu na to, że maksymalna energia obserwowanej twardej emisji rentgenowskiej jest równa przynajmniej $\varepsilon \sim 0.1$ MeV, wydajność przyspieszania musi spełniać warunek $\xi_{-5} > 76$ (patrz Równ. 3.14). Ten warunek nie może być spełniony na fali uderzeniowej ani od strony gwiazdy towarzyszącej ani od strony gwiazdy Eta Carinae. Jeżeli przyspieszanie pierwotnych elektronów jest wysyczone przez straty synchrotronowe, powinniśmy zaobserwować silny składnik synchrotronowy w widmie Eta Carinae z układu podwójnego o maksimum przy energiach ~ 1 keV. Ten wniosek jest sprzeczny z obserwacjami Eta Carinae, ponieważ zaobserwowana emisja miękkiego promieniowania rentgenowskiego ma naturę termiczną i ma wyraźnie charakter rozciągly. Dlatego emisja twardego promieniowania rentgenowskiego nie może być wyprodukowana przez elektrony w procesie synchrotronowym, które są przyspieszane bezpośrednio przez falę uderzeniową.

Poniżej rozważamy dwa najbardziej prawdopodobne scenariusze emisji wysokoenergetycznego promieniowania z układu podwójnego Eta Carinae, tzn. produkcja całego widma promieniowania gamma tylko przez elektrony (model A) i produkcja widma promieniowania gamma w modelu złożonym, część widma przez elektrony i część przez hadrony (model B).

3.3.1 Model A: elektrony

Nietermiczne, szerokopasmowe widmo zmierzone z układu podwójnego Eta Carinae ma maksimum w zakresie energii promieniowania gamma. Dlatego oczekujemy, że straty energii przyspieszanych elektronów w procesie synchrotronowym są mniejsze niż ich straty energii w wyniku procesu IC. Jak wspomnieliśmy powyżej, obie fale uderzeniowe obecne w układzie podwójnym charakteryzują się innymi wartościami efektywności przyspieszania ($\xi_{\text{comp}} \sim 10^{-4}$ i $\xi_{\text{EC}} \sim 5 \times 10^{-6}$) i innymi wartościami pola magnetycznego. Ustaliliśmy wartości pola magnetycznego na powierzchni gwiazdy towarzyszącej na $B_{\text{comp}} = 2 \times 10^3$ G i na powierzchni gwiazdy Eta Carinae na $B_{\text{EC}} = 200$ G, i przyjęliśmy głównie radialną strukturę pola magnetycznego w wietrze gwiazdowym wewnątrz

układu podwójnego ($B(r) \propto r^{-2}$). Przy tych założeniach, oszacowaliśmy wartość pola magnetycznego na fali uderzeniowej od gwiazdy towarzyszącej na $B \approx 60$ G i od gwiazdy Eta Carinae na $B \approx 100$ G podczas przejścia przez periastron. Porównujemy charakterystyczne czasy na przyspieszanie elektronów i na ich straty energii dla parametrów przedstawionych powyżej (patrz Rys. 3.2). Rozważane jest przyspieszanie elektronów na części fali uderzeniowej, która jest najbliżej gwiazdy towarzyszącej podczas przejścia przez periastron. Szacujemy, że elektrony mogą być przyspieszane na fali uderzeniowej gwiazdy towarzyszącej do maksymalnej energii $E_e^{\max} \approx 80$ GeV. Te energie są określone przez ich straty synchrotronowe (Rys. 3.2). Wysycenie przyspieszania elektronów poprzez synchrotronowe straty energii ma miejsce przy energiach blisko przejścia pomiędzy dominującymi stratami synchrotronowymi i stratami w wyniku procesu IC w zakresie KN. Z tego względu, niezależnie od wysycenia przyspieszania elektronów przez proces synchrotronowy, te elektrony tracą efektywnie energię także w wyniku rozpraszania IC w zakresie KN (patrz Rys. 3.2). Proces przyspieszania elektronów na części fali uderzeniowej w dalszych odległościach od gwiazd powinien być także wysycony przez synchrotronowe straty energii, ponieważ ich charakterystyczny czas przyspieszania zależy od odległości od gwiazd w podobny sposób jak ich charakterystyczne czasy straty energii w zakresie KN (tzn. $\tau_{\text{acc}} \propto \tau_{\text{IC/KN}} \propto R^2$, patrz Równania 3.2 i 3.6). Jednakże, maksymalne energie elektronów przyspieszanych na części fali uderzeniowej w dalszych odległościach od gwiazd powinny wzrastać proporcjonalnie do odległości R od gwiazdy (patrz Równ. 3.8).

Maksymalne energie elektronów na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae są określone przez porównanie zysku energii z procesu przyspieszania i strat energii w procesie IC w zakresie T. Dla parametrów wspomnianych powyżej, są one oszacowane na $E_e^{\max} \approx 7$ GeV (patrz Równ. 3.9). Te maksymalne energie powinny się nie zmieniać w częściach fali uderzeniowej dalszych od gwiazd lub w innych fazach, ponieważ są one niezależne od odległości od gwiazd (patrz Równ. 3.9). Elektrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae tracą energię głównie w wyniku rozpraszania IC promieniowania gwiazdowego w zakresie Thomsona. Gęstości energii promieniowania na fali uderzeniowej od gwiazdy Eta Carinae i gwiazdy towarzyszącej są porównywalne. Z tego względu promieniowanie gamma produkowane w procesie IC powinno mieć całkiem izotropowy rozkład.

Podsumowując, oczekujemy obecności dwóch składników w widmie elektronów, które są przyspieszane przez różne fale uderzeniowe powstałe w wyniku kolizji wiatrów gwiazdowych od obydwu gwiazd. Te elektrony mogą się wydajnie schładzać w polu promieniowania gwiazd. Dwa składniki w widmie elektronów są identyfikowane w naszym Modelu A z dwuskładnikowym widmem promieniowania gamma obserwowanym

z układu podwójnego Eta Carinae.

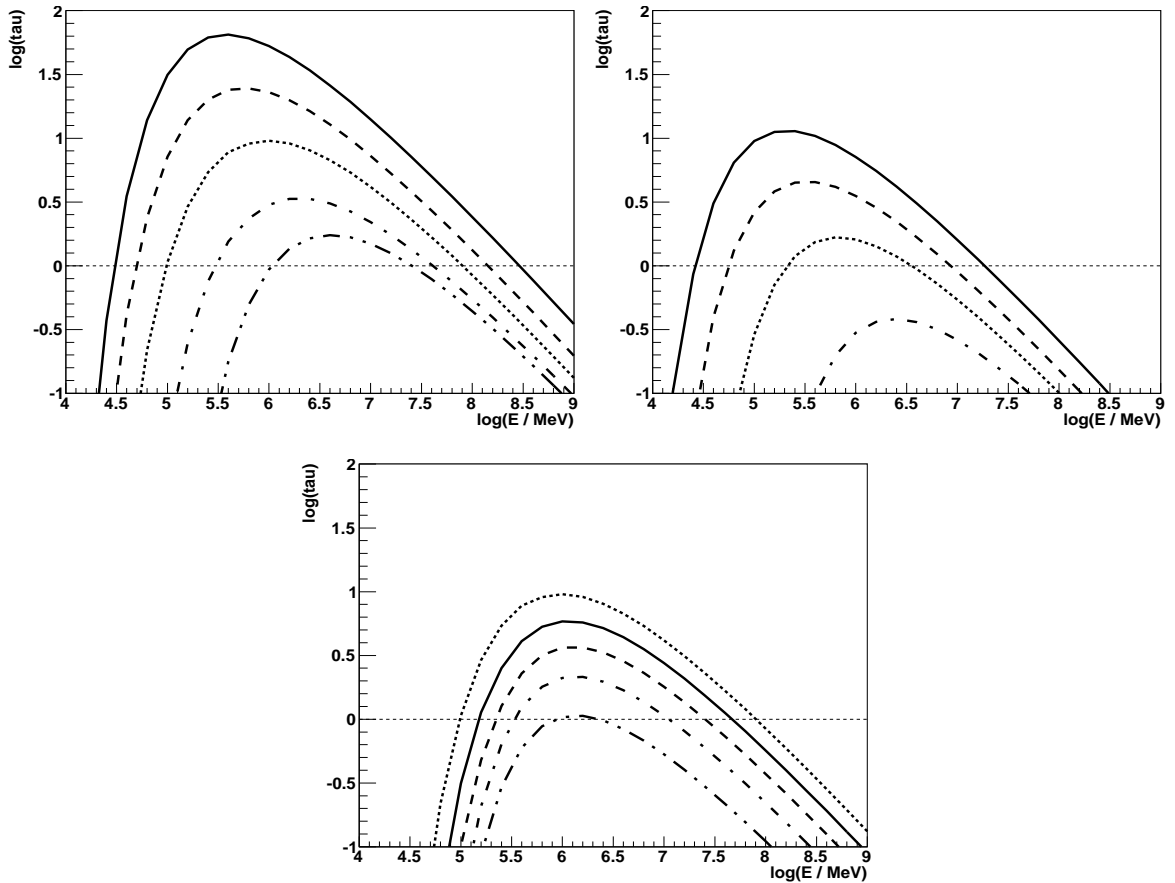
3.3.2 Model B: elektrony i hadrony

W drugim modelu przyjmujemy, że promieniowanie gamma o energiach poniżej GeV jest produkowane przez elektrony tak, jak w przypadku modelu A. Jednakże drugi, wyżej energetyczny składnik w widmie promieniowania gamma, powinien być produkowany przez hadrony (patrz [106]). Przyspieszanie hadronów na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae jest wysyczone przez ich straty energii na produkcję pionów. Ich maksymalne energie są szacowane z Równ. 3.12 na $E_p^{\max} \approx 250$ TeV. Te hadrony schładzają się blisko obszaru przyspieszania w układzie podwójnym, produkując wysokoenergetyczne promieniowanie gamma i neutrino. Z drugiej strony, przyspieszanie hadronów na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej jest ograniczone przez ich konwekcję wzdłuż fali uderzeniowej. W związku z tym, maksymalne energie hadronów w części fali uderzeniowej, która jest najbliżej gwiazdy podczas przejścia przez periastron, są szacowane na $E_p^{\max} \approx 5$ PeV (patrz Równ. 3.13). Te hadrony uciekają do obłoku otaczającego układ podwójny Eta Carinae i ostatecznie oddziałują z materią wewnątrz obłoku, produkując wysokoenergetyczne promieniowanie gamma i neutrino. Ogólnie, hadrony przyspieszane na dwóch falach uderzeniowych mogą dawać wkład do obserwowanej twardej emisji promieniowania gamma. Jednakże względny stosunek ich wkładu jest trudny do oszacowania, ponieważ zależy on od szczegółów procesu przyspieszania, które nie są dobrze znane. Z drugiej strony, hadrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej gromadzą się wewnątrz obłoku. Oddziałują one z materią rozszerzających się wiatrów i materią zgromadzoną podczas poprzednich okresów wysokiej aktywności układu Eta Carinae.

Zauważmy, że wydajności przyspieszania cząstek na obydwu falach uderzeniowych mogą się także znacząco różnić, podobnie jak wydajności przyspieszania różnych cząstek, tj. elektronów i hadronów. Z tego względu różne kombinacje tych procesów mogą produkować nietermiczną emisję promieniowania z tych układów podwójnych o znacznie różniących się cechach widmowych.

3.4 Absorpcja promieniowania gamma

Fotony gamma o energiach rzędu TeV, produkowane wewnątrz układu podwójnego gwiazd, powinny być absorbowane w dość skomplikowany sposób w polu promieniowania masywnych gwiazd (np. [41]). Efekty absorpcji powinny być wzięte pod uwagę w przypadku produkcji promieniowania gamma wewnątrz ~ 10 promieni gwiazdowych od



Rysunek 3.3: Głębokości optyczne dla fotonów gamma w polu promieniowania gwiazdy Eta Carinae (po lewo, na górze) i jej gwiazdy towarzyszącej (po prawo, na górze) w zależności od energii wstrzykniętych fotonów gamma. Określone krzywe pokazują głębokości optyczne gdy kąt propagacji fotonu gamma (mierzony od kierunku zdefiniowanego przez miejsce wstrzyknięcia i środek określonej gwiazdy) wynosi $\alpha = 0^\circ$ (krzywa kropka-kropka-kreska, kierunek na zewnątrz od określonej gwiazdy), 30° (kropka-kreska), 60° (kropkowana), 90° (kreskowana), 120° (ciągła). Fotony gamma są wstrzykiwane w odległości $1.4R_{EC}$ od powierzchni Eta Carinae i w odległości $6R_{comp}$ od powierzchni gwiazdy towarzyszącej. Zależność głębokości optycznych od odległości od gwiazdy Eta Carinae jest pokazana dla kąta wstrzyknięcia $\alpha = 60^\circ$ i odległości $1.4R_{EC}$ (kropkowana), $2R_{EC}$ (ciągła), $3R_{EC}$ (kreskowana), $5R_{EC}$ (kropka-kreska) i $10R_{EC}$ (kropka-kropka-kreska) (rysunek na dole).

obydwu gwiazd. Dlatego policzyliśmy głębokości optyczne dla fotonów gamma wstrzykiwanych blisko obszaru fali uderzeniowej w polu promieniowania obydwu gwiazd w zależności od ich parametrów propagacji (np. kierunek propagacji w odniesieniu do kierunku na gwiazdę) i dla różnych odległości wstrzyknięcia liczonych od środka gwiazd. W tym celu zaadoptowaliśmy kod do liczenia głębokości optycznych fotonów gamma w nieizotropowym polu promieniowania gwiazdy opracowany dla przypadku masywnych układów emitujących promieniowanie gamma o energiach TeV (np. patrz [46]). W naszych obliczeniach głębokości optycznych dla fotonów gamma przyjęliśmy parametry obu gwiazd podane we wstępie do rozdziału. Głębokości optyczne są pokazane na Rys. 3.3. Kąty propagacji fotonów w stosunku do gwiazdy Eta Carinae i gwiazdy towarzyszącej są liczone w kierunku na zewnątrz od określonej gwiazdy. Widać wyraźnie,

że nawet w najbardziej sprzyjającym przypadku, zdefiniowanym przez kąt $\alpha = 90^\circ$, fotony gamma z energiami powyżej kilkudziesięciu GeV powinny być wydajnie absorbowane (głębokości optyczne powyżej jednośc). Te efekty absorpcji powinny być wzięte pod uwagę przy określaniu widma promieniowania gamma produkowanego blisko przejścia przez periastron gwiazd z obserwacjami układu podwójnego Eta Carinae. Jednakże, bliżej przejścia przez apastron, większość struktury fali uderzeniowej leży w odległości większej niż ~ 10 promieni gwiazdowych. Przy tak dużych odległościach głębokości optyczne spadają poniżej jedności (patrz Rys. 3.3 podający zależność głębokości optycznych od odległości od gwiazdy). Z tego względu oczekujemy, że absorpcja fotonów gamma produkowanych blisko fali uderzeniowej będzie skutkowałą wyraźną modulacją sygnału w zakresie promieniowania gamma z układu podwójnego Eta Carinae już przy energiach wyraźnie poniżej TeV.

3.5 Porównanie z obserwacjami Eta Carinae

W tym rozdziale omawiamy w szczegółach emisję promieniowania nietermicznego oczekiwaną w ramach przedstawionych powyżej modeli A i B przyjmując różne lokalizacje obszarów przyspieszania w stosunku do gwiazd układu gwiazdowego, tj. dla różnych części fali uderzeniowej i różnych fazach układu podwójnego. Obliczone widma promieniowania, od twardego rentgenowskiego do zakresu gamma, są porównane z obserwacjami układu podwójnego Eta Carinae.

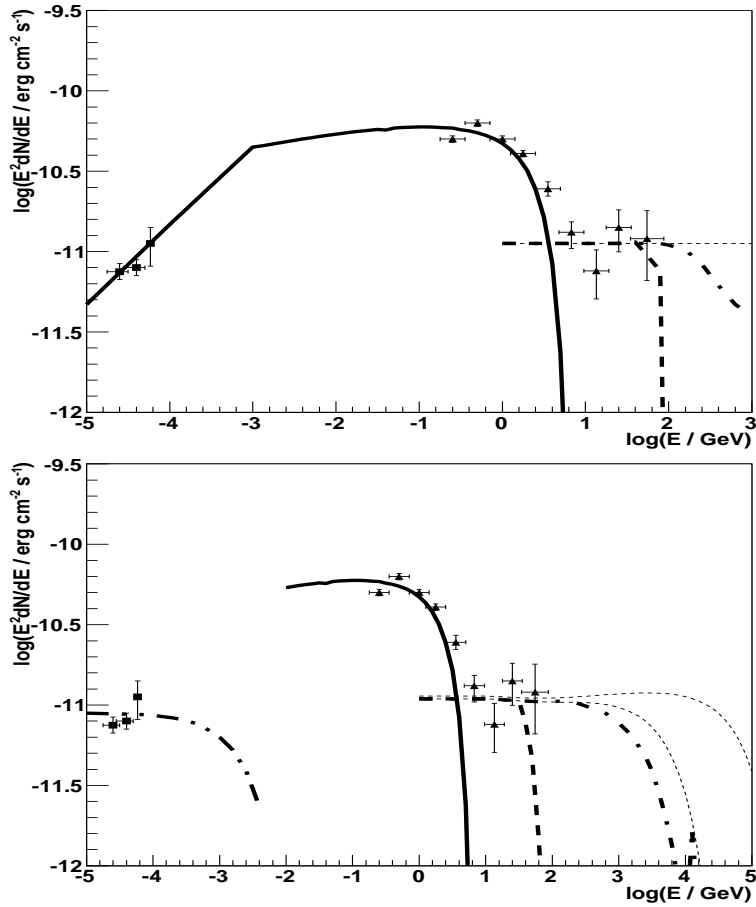
3.5.1 Model A

W tym modelu przyjęliśmy, że emisja promieniowania gamma w zakresie energii GeV jest produkowana przez elektrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae, a emisja twardego promieniowania gamma (powyżej 10 GeV) jest produkowana przez elektrony na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej. Jako przykład przyjmujemy, że elektrony są przyspieszane z widmem potęgowym określonym przez wykładnik widmowy $\alpha_{inj} = 2$, aż do maksymalnych energii oszacowanych w Rozdz. 3.2.1. Widma fotonów gamma z odwrotnego rozpraszania Comptona są liczone numerycznie w ogólnym przypadku wykorzystując formułę 2.48 w [59].

Dla elektronów przyspieszanych na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae, głównym mechanizmem strat energii jest rozpraszanie IC w zakresie Thomsona. Ten proces jest wystarczająco wydajny już w pobliżu obszaru przyspieszania, ponieważ charakterystyczny czas na chłodzenie elektronów w procesie IC jest wyraźnie krótszy niż ich charakterystyczny czas adwekcji z obszaru przyspieszania (patrz Równ. 3.3 i

3.5). W rezultacie widmo równowagi elektronów osiąga wykładnik widmowy $\alpha_{\text{eq}} = 3$ (dla widma wstrzyknięcia równy 2), a widmo promieniowania gamma produkowanego przez te elektrony powinno mieć wykładnik widmowy bliski także 2. Jednakże, przy niskich energiach elektronów, charakterystyczny czas schładzania elektronów w procesie IC zaczyna być porównywalny z charakterystycznym czasem chłodzenia w procesie promieniowania hamowania (patrz Równ. 3.5 i 3.7). Chłodzenie elektronów w tych dwóch procesach jest porównywalne dla elektronów z energiami rzędu kilkudziesięciu MeV. Z tego względu, widmo fotonów pochodzące z procesu IC powinno być bardziej płaskie przy energiach odpowiadających miękkiemu promieniowaniu gamma i twardeму promieniowaniu rentgenowskiemu. Precyzyjne określenie miejsca załamania w widmie IC, odpowiadające temu przejściu, jest trudne do oszacowania ze względu na niepewną gęstość materii w obszarze fali uderzeniowej (różni się ona o czynnik ~ 100 , patrz [134]). Dla niskoenergetycznych elektronów, dla których dominują straty energii w wyniku procesu hamowania, widmo równowagi powinno być blisko widma wstrzyknięcia $\alpha_{\text{eq}}^{\text{brem}} = \alpha_{\text{inj}}$. Z tego względu, widmo IC produkowane przez te elektrony powinno się wypłaszczyć i osiągnąć wykładnik bliski $\sim 1,5$. Porównujemy widmo IC w zakresie energii od twardego promieniowania rentgenowskiego do zakresu gamma od elektronów przyspieszanych na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae z obserwacjami tego układu podwójnego (patrz linia ciągła na górnym wykresie Rys. 3.4). W procesie hamowania fotony gamma są produkowane z energiami porównywalnymi do energii ich pierwotnych elektronów. Moc tej emisji jest tylko małą częścią całkowitej mocy przyspieszanych elektronów. Z tego względu, ich wkład do widma obserwowanego z Eta Carinae jest obserwowany na zdecydowanie niższym poziomie.

Natomiast elektrony przyspieszone na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej mogą osiągnąć energie rzędu ~ 100 GeV. Te energie mogą być nawet wyższe zakładając, że ich przyspieszanie zachodzi w części fali uderzeniowej w dużych odległościach od gwiazd (Rozdz. 3.2.1). Elektrony także tracą energię w procesie rozpraszania Comptona, który w tym przypadku zachodzi w zakresach T i KN (synchrotronowe straty energii są pomijalne, patrz Rys. 3.2 dla wyjaśnienia pochodzenia maksymalnych energii przyspieszanych elektronów). Pokazujemy, że ta emisja IC może być odpowiedzialna za twarde widmo promieniowania gamma rozciągające się powyżej 10 GeV, które jest obserwowane z kierunku układu podwójnego Eta Carinae. Gdy widmo wstrzykiwanych elektronów ma wykładnik równy $\alpha_{\text{inj}} = 2$, wtedy widmo promieniowania gamma z IC jest także produkowane z wykładnikiem $\alpha_{\gamma} = 2$, zarówno w zakresie T i KN, przyjmując efektywne chłodzenie elektronów w obu zakresach (patrz np. [59]). Jednakże, jak pokazaliśmy powyżej, promieniowanie gamma, produkowane w obszarze fali uderzeniowej znajdującej się relatywnie blisko do gwiazd, jest także wydajnie absorbowane w polu promieniowania gwiazdy. W naszych obliczenia numerycznych



Rysunek 3.4: Widmo promieniowania rentgenowskiego i gamma oczekiwane w modelu A i modelu B podczas przejścia przez periastron gwiazd w układzie podwójnym Eta Carinae porównane z obserwacjami w zakresie wysokich energii. Pomiary w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego, wykonane przez satelitę INTEGRAL [106], są oznaczone kwadratami, a te w zakresie promieniowania gamma, wykonane przez detektor Fermi-LAT [175, 7], są oznaczone trójkątami. Wyniki obliczeń są pokazane dla modelu A (górny panel): fotony gamma od elektronów przyspieszanych na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carina (linia ciągła) i od elektronów przyspieszanych od strony gwiazdy towarzyszącej, bez żadnej absorpcji (cienka kreskowana linia), z absorpcją dla fotonów gamma propagujących się pod kątem równym 50° (do kierunku na gwiazdę) w odległości od gwiazdy $D = 1.4R_{\text{EC}}$ (kreskowana), i pod tym samym kątem ale dla części fali uderzeniowej w odległości od gwiazdy $D = 10R_{\text{EC}}$ (kropka-kreska). Dla Modelu B (dolny panel): fotony gamma produkowane przez elektrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae, rozpraszające promieniowanie gwiazdowe w zakresie Thomsona (ciągła), fotony gamma z rozpadu neutralnych pionów produkowanych przez hadrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae, nieabsorbowane widmo (cienka kreskowana linia rozciągająca się do niższych energii), widmo absorbowane w promieniowaniu gwiazdowym w odległościach od gwiazdy, $D = 1.4R_{\text{EC}}$ (gruba kreskowana) i $D = 10R_{\text{EC}}$ (gruba kropka-kreska). Wtórne leptony z rozpadu naładowanych pionów (produkowanych w kolizjach hadronów) tracą energię na promieniowanie synchrotronowe (kropka-kropka-kreska). Widmo promieniowania gamma produkowane przez hadrony, które są przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej i produkują piony w oddziaływaniach wewnątrz obłoku Eta Carinae, jest pokazane cienką kreskowaną krzywą rozciągającą się do wyższych energii.

bierzemy pod uwagę efekty absorpcji tych fotonów gamma, uwzględniając głębokości optyczne dla promieniowania gamma w polu promieniowania obu gwiazd (Eta Carinae i jej towarzysza). Zastosowana jest prosta absorpcja typu wykładniczego $\propto \exp[-\tau(E_\gamma)]$. Ponieważ kąt nachylenia układu podwójnego Eta Carinae jest oszacowany na $\beta \sim 40^\circ$, pokazujemy przykład widma promieniowania gamma z efektami absorpcji w polu promieniowania gwiazdy Eta Carinae dla kąta $\alpha = 90^\circ - \beta = 50^\circ$ (patrz krzywa kreskowana i kropka-kreska na dolnym wykresie Rys. 3.4). Natomiast widmo promieniowania gamma bez absorpcji (produkowane w odległościach $>10R_{\text{EC}}$ od gwiazdy Eta Carinae) jest przedstawione za pomocą krzywej kropkowanej. Na podstawie tych obliczeń wnioskujemy, że rozważany model przewiduje wyraźną modulację sygnału promieniowania gamma przy energiach powyżej ~ 100 GeV wraz z okresem układu podwójnego. Widmo promieniowania gamma produkowane przez elektrony podczas przejścia układu przez periastron, tj. najbliższej gwiazdy Eta Carinae, powinno się obcinać według naszych obliczeń tuż poniżej ~ 100 GeV.

3.5.2 Model B

W tym modelu szerokie maksimum w widmie promieniowania gamma w zakresie energii GeV jest także produkowane przez elektrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae (tak jak w modelu A). Natomiast twarda emisja promieniowania gamma (powyżej 10 GeV) może być produkowana przez hadrony, które również są przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae (patrz także [175]). Przy przejściu przez periastron, hadrony przyspieszane na fali uderzeniowej mogą osiągnąć energie ~ 250 TeV, dla wartości pola magnetycznego na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae (patrz Równ. 3.12). Te maksymalne energie są niezależne od odległości od gwiazd w przypadku radialnej struktury pola magnetycznego. Średnia ilość kolizji jaką doznaje relatywistyczny hadron w oddziaływaniu z materią wiatru Eta Carinae, blisko miejsca przyspieszania w układzie podwójnym, może być oszacowana z,

$$N_{\text{bin}}^{\text{col}} \approx \tau_{\text{adv}}/\tau_{\text{pp}} \approx 4.8\dot{M}_{-4}/(v_3^2 R_{13}). \quad (3.15)$$

gdzie τ_{pp} jest dane przez Równ. 3.10 a τ_{adv} przez Równ. 3.3. Dla fali uderzeniowej znajdującej się blisko gwiazdy Eta Carinae w momencie przejścia przez periastron, ilość kolizji jest szacowana na ~ 15 , a w odległości $10R_{\text{EC}}$ na ~ 1.5 . Z tego względu wnioskujemy, że te hadrony są wydajnie schładzane już w pobliżu fali uderzeniowej wewnątrz układu podwójnego w dużym zakresie jego faz orbitalnych. W konsekwencji, widma promieniowania gamma z rozpadu neutralnych pionów produkowanych przez

hadrony przyspieszane na fali uderzeniowej Eta Carinae nie powinny silnie zależeć od fazy układu podwójnego. Wyliczamy widma promieniowania gamma i widma wtórnych leptonów z rozpadu pionów obojętnych i naładowanych, powstałych w kolizjach hadronów z materią, przyjmując potęgowe widmo hadronów z wykładnikiem widmowym $\alpha_p = 2$. Na Rys. 3.4, widmo promieniowania gamma z rozpadu π^0 jest porównane z obserwacjami promieniowania gamma z układu podwójnego Eta Carinae.

Widmo promieniowania gamma z rozpadu pionów wyraźnie rozciąga się poprzez zakres energii TeV. Jednakże, tak jak w poprzednim modelu, TeV-owe fotony gamma, produkowane wewnątrz 10 promieni gwiazdowych, powinny być wydajnie absorbowane w termicznym promieniowaniu gwiazdy Eta Carinae (Rozdz. 3.4). W naszych obliczeniach bierzemy pod uwagę te efekty absorpcji i pokazujemy na Rys. 3.4 nie-absorbowane widmo promieniowania gamma (cienka kreskowana krzywa) oraz widmo z uwzględnieniem absorpcji dla parametrów układu podwójnego jak w przypadku modelu A. Maksymalne energie przyspieszanych hadronów nie powinny zależeć od odległości od gwiazd dla radialnej struktury pola magnetycznego zakładając, że współczynnik przyspieszania nie zależy od odległości (patrz Równ. 3.12). Z tego względu, w pobliżu apastron, emisja promieniowania gamma, rozciągająca się aż do energii kilku TeV, jest możliwa. Wnioskujemy, że teleskopy Cherenkowskie powinny zarejestrować wyraźną modulację sygnału promieniowania gamma przy energiach powyżej ~ 100 GeV zgodnie z okresem orbitalnym układu podwójnego ze względu na różne warunki absorpcji fotonów gamma wewnątrz układu Eta Carinae.

Wtórne leptony, z rozpadu naładowanych pionów, wyprodukowanych w zderzeniach hadronów, wydajnie tracą energię w procesie synchrotronowym, osiągając widmo równowagi z wykładnikiem widmowym $\alpha_{e^\pm}^{\text{eq}} = 3$. Produkują one promieniowanie synchrotronowe z wykładnikiem widmowym $\alpha_{\text{syn}}^{e^\pm} = 2$. Wykładnik widmowy twardej emisji promieniowania rentgenowskiego z układu podwójnego Eta Carinae nie jest jednak dokładnie znany [173, 105, 106, 155]. Jednakże, jego wartość jest bliska tej wartości. Ta emisja synchrotronowa od wtórnych leptonów powinna rozciągać się poprzez zakres twardego promieniowania rentgenowskiego. Widmo wtórnych leptonów, z rozpadu naładowanych pionów produkowanych w zderzeniach hadronów, rozciąga się do,

$$E_{e^\pm}^{\text{max}} \approx E_p^{\text{max}} / (8\mu) \sim 1 \text{ TeV}, \quad (3.16)$$

gdzie μ jest krotnością produkcji pionów przez protony podaną w [130]. Elektrony z tymi energiami ($E_e = m_e \gamma_e$) są zdolne do produkcji promieniowania synchrotronowego na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae z energiami aż do,

$$\varepsilon_{\text{syn}} \approx m_e (B/B_{\text{cr}}) \gamma_e^2 \sim 5 \text{ MeV}, \quad (3.17)$$

tj. w zgodzie z obserwacjami twardej emisji promieniowania rentgenowskiego z układu podwójnego Eta Carinae (patrz Rys. 3.4). Poziom tej emisji powinien być także porównywalny do poziomu emisji twardego składnika promieniowania gamma z Eta Carinae. W rzeczywistości takie widma są obserwowane (patrz [7, 175]). Z tego względu, wtórne leptony mogą dawać wkład (lub nawet być odpowiedzialne) za emisję twardego promieniowania rentgenowskiego z układu podwójnego Eta Carinae. Oczekuje się, że wykładnik widmowy składnika IC w zakresie energii twardego promieniowania rentgenowskiego, wyprodukowanego przez pierwotne elektrony przyspieszone na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae, jest wyraźnie bardziej płaski niż 2 (patrz Model A). Z tego względu dokładne pomiary w tym zakresie energii powinny wskazywać na naturę tego niższej energetycznego składnika w widmie Eta Carinae, tzn. czy jest on produkowany przez pierwotne elektrony w procesie IC, czy przez wtórne leptony w procesie synchrotronowym.

W zasadzie, część widma w zakresie promieniowania gamma powyżej 10 GeV mogłaby być także produkowana przez hadrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej. Jednakże te hadrony uciekają do obłoku otaczającego Eta Carinae bez znaczących strat energii w pobliżu obszaru przyspieszania. Promienie Larmora hadronów uciekających do obłoku są zawsze dużo mniejsze niż charakterystyczne odległości w układzie (które są rzędu odległości gwiazd w układzie podwójnym), przyjmując pole magnetyczne wokół masywnej gwiazdy z toroidalną strukturą w odległościach powyżej $\sim 10R_{\text{EC}}$ [170]. Hadrony są uwięzione w wietrze gwiazdowym poruszającym się na zewnątrz od układu podwójnego. Lokalizujemy dwa rejony wewnątrz obłoku, w których hadrony mogą oddziaływać z materią, tzn. rejon wewnętrzny, gdzie gęstość materii jest określona bezpośrednio przez wiatry gwiazdowe oraz rejon zewnętrzny, gdzie gęstość materii spada poniżej średniej gęstości w obłoku wokół układu Eta Carinae powstałego podczas wybuchu około 170 lat temu. Przyjmujemy, że w dalszych odległościach od układu podwójnego, wiatry z gwiazdy Eta Carinae i z gwiazdy towarzyszącej mogą się mieszać w wyniku rotacji układu podwójnego. Charakterystyczna ilość zderzeń relatywistycznego hadronu może być wtedy oszacowana z,

$$N_{\text{tot}}^{\text{col}} = \int_{R_{\text{bin}}}^{R_{\text{neb}}} \frac{\rho_{\text{w}}(r)\sigma_{\text{pp}}c}{v_{\text{w}}} dr + \tau_{\text{neb}}\rho_{\text{neb}}\sigma_{\text{pp}}c. \quad (3.18)$$

gdzie R_{bin} jest promieniem układu podwójnego przyjętym jako $\sim 10^{14}$ cm, $R_{\text{neb}} = 3 \times 10^{17}$ cm, $\rho_{\text{w}}(r)$ jest gęstością wiatru od układu podwójnego (patrz powyżej), v_{w} jest prędkością wiatru gwiazdowego, ρ_{neb} jest średnią gęstością obłoku $\sim 10^4$ cm $^{-3}$, a $\tau_{\text{neb}} \approx 5 \times 10^9$ s jest wiekiem obłoku wokół Eta Carinae. Dla podanych parametrów, $N_{\text{tot}}^{\text{col}}$ może osiągnąć wartość kilku, tzn. hadrony mogą się efektywnie schłodzić wewnątrz obłoku. W zasadzie, hadrony wstrzyknięte od strony gwiazdy towarzyszą-

cej w jej rozszerzający się wiatr gwiazdowy mogą tracić energię w wyniku rozprężania adiabatycznego. W celu sprawdzenia, czy ten proces może istotnie zmienić energie wstrzykniętych hadronów, szacujemy odległość, R_{out} , od układu podwójnego, do której hadrony oddziałują przynajmniej raz z materią wiatru. W tym celu następujące równanie powinno być rozwiązane $\int_{R_{\text{bin}}}^{R_{\text{out}}} \frac{\rho_w(r)\sigma_{\text{pp}}c}{v_w} dr = 1$. Dla przykładowych parametrów zastosowanych w naszych obliczeniach szacujemy, że hadrony powinny głównie oddziaływać relatywnie blisko układu podwójnego, gdzie gęstość wiatru jest nadal wysoka. Z tego względu, adiabatyczne straty energii hadronów w wyniku rozszerzania się wiatru mogą być pominięte. Powyższe oszacowania wskazują, że hadrony wstrzyknięte do obłoku otaczającego układ podwójny Eta Carinae powinny oddziaływać efektywnie, produkując fotony gamma i neutrino. Ten wniosek jest w sprzeczności z oczekiwaniami w pracy Ohma i inni [127], który przewidział niewydajne oddziaływanie hadronów w wielkoskalowym obłoku z relatywnie niską średnią gęstością. Jednakże my rozważamy wewnętrzny, gęstszy obłok o promieniu o kilka razy mniejszym niż zastosowany w tamtym przypadku. Ta wewnętrzna część obłoku jest zdominowana przez gęstą materię z wiatru gwiazdy Eta Carinae produkowanego w chwili obecnej.

Maksymalne energie hadronów uciekających z układu podwójnego mogą osiągać nawet wartości rzędu ~ 5 PeV (patrz Równ. 3.13) w obszarze fali uderzeniowej znajdującej się najbliżej gwiazdy towarzyszącej w momencie przejścia przez periastron. Te maksymalne energie spadają wraz z odległością fali uderzeniowej od gwiazdy towarzyszącej, dla radialnej zależności pola magnetycznego, osiągając wartość ~ 250 TeV dla odległości $20R_{\text{EC}}$. Jako przykład liczymy widmo promieniowania gamma oczekiwane od hadronów wewnątrz obłoku, wstrzyknięte z widmem potęgowym scharakteryzowanym przez wykładnik równy 2 i rozciągającym się aż do 5 PeV (Rys. 3.4). Jeżeli hadrony są przyspieszane wydajnie na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej, to możemy się także spodziewać emisji promieniowania gamma rozciągającej się aż do energii rzędu setek TeV. Ten składnik emisji powinien być stabilny, tzn. niezależny od fazy układu podwójnego, ponieważ efekty absorpcji w gwiazdowym polu promieniowania wewnątrz obłoku Eta Carinae są nieistotne.

Całkowita moc w relatywistycznych hadronach, które są odpowiedzialne za obserwowaną jasność w zakresie energii gamma może być oszacowany z $P_{\text{tot}}^{\text{p}} \approx 3L_{\gamma}^{\text{EC}}\tau_{\text{pp}}$, gdzie L_{γ}^{EC} jest jasnością w zakresie gamma z układu podwójnego Eta Carinae powyżej ~ 10 GeV, τ_{pp} jest charakterystycznym czasem schładzania hadronów na oddziaływanie z materią danym przez Równ. 3.10. Czynnikiem 3 uwzględnia fakt, że tylko około jedna trzecia energii z produkowanych pionów idzie na fotony gamma. Dla $L_{\gamma}^{\text{EC}} \approx 2 \times 10^{34}$ erg s^{-1} , określonej dla odległości do Eta Carinae równej 2 kpc [7] i gęstości materii charakterystycznej na granicy układu podwójnego $\rho_w(R_{\text{bin}} = 10^{14} \text{cm}) \sim 10^9 \text{cm}^{-3}$, szacujemy

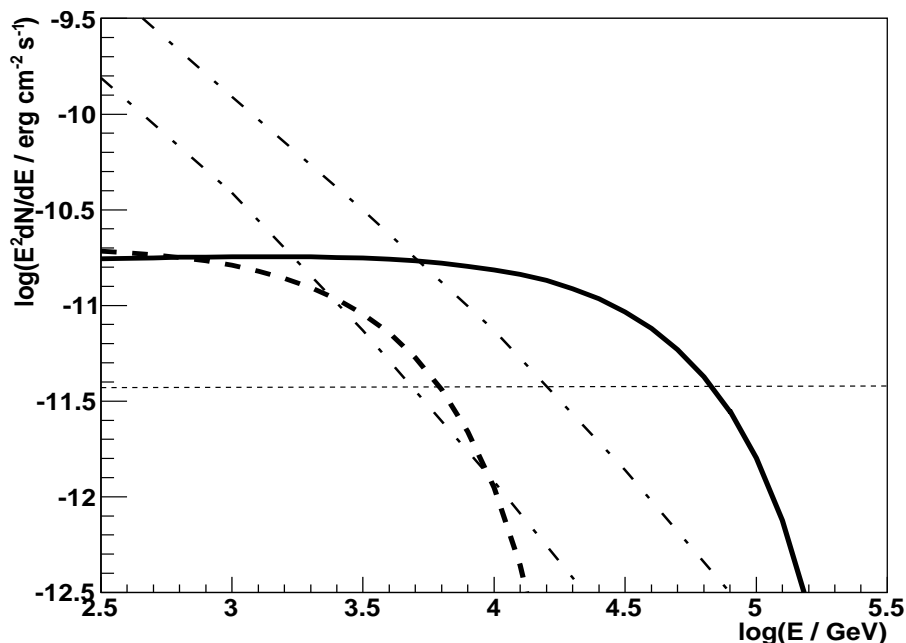
całkowitą energię zawartą w relatywistycznych hadronach wewnątrz wewnętrznego obłoku na $P_{\text{tot}}^{\text{p}} \sim 10^{41}$ erg. Ponieważ straty energii hadronów są bardzo wydajne w tym modelu, hadrony osiągają stan równowagi w wewnętrznej części obłoku. Wtedy moc wypromieniowana w zakresie gamma jest porównywalna do mocy uzyskanej przez relatywistyczne hadrony z mechanizmu przyspieszania, $L_{\text{p}} \approx L_{\gamma}^{\text{EC}}$. Stwierdzamy, że w celu zapewnienia obserwowanego poziomu emisji w zakresie energii gamma powyżej 10 GeV, obserwowanej z układu podwójnego Eta Carinae, hadrony powinny przejąć tylko $\sim 10^{-3}$ mocy wiatru od gwiazdy Eta Carinae. Moc tego wiatru jest oszacowana na $L_{\text{w}} = \dot{M}v_{\text{w}}^2/2 \approx 2 \times 10^{37}$ erg s⁻¹.

Hadrony mogą być także przyspieszane na dużej skali fali uderzeniowej powstałej podczas poprzednich eksplozji gwiazdy Eta Carinae (np. [127]). Ten proces wstrzyknięcia może zapewnić dodatkowe źródło wysokoenergetycznych hadronów wewnątrz obłoku. Nie jest ono jednak rozważane w tej pracy.

3.6 Neutrino z Eta Carinae

Hadrony przyspieszone na obydwu falach uderzeniowych powinny także produkować neutrino w zderzeniach z gęstą materią wiatru Eta Carinae i materią w obłoku dookoła Eta Carinae dostarczoną w czasie poprzednich wybuchów. W modelu B proponujemy, że hadrony przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae mogą oddziaływać wydajnie z materią wiatru gwiazdowego, produkując fotony gamma poprzez rozpad pionów z oddziaływań hadronowych w trakcie szerokiego zakresu faz układu podwójnego. Maksymalne energie przyspieszanych hadronów są oszacowane na ~ 250 TeV. Powinny one słabo zależeć od odległości fali uderzeniowej do gwiazdy Eta Carinae. Obliczamy widmo neutrin mionowych od tych hadronów, stosując model łamania skalowania, który jest odpowiedni dla hadronów z powyżej oszacowanymi energiami [177]. Przyjmuje się, że hadrony mają widmo potęgowe z wykładnikiem widmowym równym 2. Takie płaskie widmo jest umotywowane bardzo płaską, twardą emisją w zakresie energii powyżej 10 GeV. Obliczone widma neutrin dla parametrów modelu rozpatrywanych w poprzednim rozdziale są porównane z atmosferycznym tłem neutrin, produkowanym w atmosferze Ziemi przez cząstki promieniowania kosmicznego, oraz z czułością detektora neutrin o powierzchni 1 km² typu IceCube (patrz Rys. 3.5). Niestety poziom emisji neutrin jest porównywalny z poziomem tła neutrin atmosferycznych. Z tego względu te neutrino będą trudne do zmierzenia nawet za pomocą detektora neutrin o powierzchni 1 km².

Hadrony przyspieszone na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej mogą także produkować neutrino w zderzeniach z materią obłoku Eta Carinae. Pokazujemy,



Rysunek 3.5: Widmo neutrin mionowych produkowanych przez hadrony, które są przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej aż do energii 5 PeV (linia ciągła) i od strony gwiazdy Eta Carinae do energii 250 TeV (kreskowana). Hadrony od strony gwiazdy Eta Carinae oddziałują z materią gęstego wiatru blisko rejonu fali uderzeniowej wewnątrz układu podwójnego. Hadrony od strony gwiazdy towarzyszącej uciekają z rejonu fali uderzeniowej do obłoku i oddziałują z materią rozszerzającego się wiatru gwiazdowego i materią wewnątrz obłoku wyrzuconą w przeszłości. Widmo potęgowe hadronów ma wykładnik widmowy równy 2. Widma neutrin są normalizowane do twardego widma promieniowania gamma obserwowanego z układu podwójnego Eta Carinae przyjmując jego hadronowe pochodzenie poprzez produkcję pionów. Poziomą tła neutrin atmosferycznych (pionowy i poziomy składnik) wewnątrz 1° wokół źródła jest zaznaczony krzywą kropka-kreska [108].

że ten scenariusz może być testowany poprzez przyszłe obserwacje neutrin z układu podwójnego Eta Carinae. Przyjmując, że promieniowanie gamma, które jest również produkowane przez te same hadrony, jest odpowiedzialne za obserwowaną emisję promieniowania gamma powyżej 10 GeV z układu podwójnego Eta Carinae, liczymy oczekiwane widmo neutrin mionowych od hadronów przyspieszanych na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej. Neutrino powinny być produkowane przez hadrony przyspieszane na fali uderzeniowej podczas pełnej orbity układu podwójnego. Ich maksymalne energie mogą zawierać się w zakresie pomiędzy 5 PeV (periastron) i 250 TeV (w odległości od fali uderzeniowej równej $D = 20R_{EC}$) w zależności od fazy układu gwiazdowego. Z tego względu całkowity strumień neutrin od hadronów przyspieszanych na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej i oddziałujących z materią obłoku Eta Carinae powinien się zawierać pomiędzy widmami określonymi przez kre-

skowaną i ciągłą krzywą na Rys. 3.5. Istnieje szansa, że te neutrino zostaną wykryte przez detektor o powierzchni 1 km^2 , ponieważ przewidywane widmo jest powyżej tła neutrin atmosferycznych i powyżej czułości detektora neutrin o powierzchni 1 km^2 w zakresie energii pomiędzy kilka i kilkadziesiąt TeV. Brak detekcji sygnału od neutrin mionowych w tym zakresie energii (lub detekcja na niższym poziomie) pozwoli uzyskać bardzo ważną informację na temat wydajności przyspieszania hadronów na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej.

3.7 Podsumowanie i wnioski

W tym rozdziale badaliśmy konsekwencje przyspieszania cząstek (elektronów, hadronów) na skomplikowanej strukturze fal uderzeniowych powstałej wewnątrz układu podwójnego dwóch masywnych gwiazd na skutek zderzenia ich wiatrów gwiazdowych. W odróżnieniu od poprzednich prac, rozważamy przyspieszanie cząstek na dwóch falach uderzeniowych powstałych w wietrze od strony gwiazdy Eta Carinae i od strony gwiazdy towarzyszącej. Te dwie fale uderzeniowe mają różne właściwości wynikające z różnic w wartości powierzchniowego pola magnetycznego ($B_{\text{EC}} = 200 \text{ G}$ i $B_{\text{comp}} = 2 \times 10^3 \text{ G}$) i wydajności przyspieszania szacowanej w zależności od prędkości wiatrów gwiazdowych ($\xi_{\text{EC}} = 5 \times 10^{-6}$ and $\xi_{\text{comp}} = 10^{-4}$). Możliwość przyspieszania cząstek na obydwu falach uderzeniowych, elektronów, hadronów lub obydwu rodzajów, może zaowocować różnorodnymi scenariuszami emisji promieniowania w zakresie fotonów gamma, czy także neutrin. Jako przykład rozważamy bardziej szczegółowo dwa ogólne scenariusze dla określonych wartości powierzchniowego pola magnetycznego gwiazd i wydajności przyspieszania cząstek na falach uderzeniowych powstałych od strony gwiazdy Eta Carinae i gwiazdy towarzyszącej.

W pierwszym modelu (model A), cała wysokoenergetyczna emisja pochodzi od elektronów przyspieszanych na tych dwóch falach uderzeniowych. W drugim modelu (model B), miękka emisja promieniowania gamma pochodzi od elektronów, a wyżej energetyczny składnik promieniowania gamma jest produkowany przez hadrony. Obydwa modele mogą równie dobrze opisywać cechy widmowe promieniowania gamma z Eta Carinae (tzn. dwu składnikowe widmo czy brak silnej zmienności w zakresie energii gamma powyżej 10 GeV). Jednakże model leptonowy przewiduje wyraźną zmienność emisji powyżej $\sim 100 \text{ GeV}$ wraz z okresem układu podwójnego. Ta zmienność jest powodowana przez silną absorpcję produkowanego promieniowania gamma w polach promieniowania od obydwu gwiazd. Z drugiej strony emisja promieniowania gamma w zakresie aż do TeV, produkowana przez hadrony w ramach modelu B, może albo wykazywać zmienność w przypadku przyspieszania na fali uderzeniowej od strony gwiazdy

Eta Carinae (promieniowanie gamma z wnętrza układu podwójnego) lub być stała, jeżeli hadrony są przyspieszane na fali uderzeniowej od strony gwiazdy towarzyszącej (promieniowanie gamma produkowane w dużych rozmiarach obłoku otaczającym układ podwójny). Nowsze obserwacje Eta Carinae wykonane przez współpracę HESS [14] wskazują, że emisja fotonów gamma o energiach TeV raczej nie jest produkowana przez hadrony przyspieszane i oddziałujące w częściach fali uderzeniowej w znacznych odległościach od gwiazd. Otrzymane górne ograniczenia konstruuje obszar przyspieszenia i oddziaływania hadronów wewnątrz $\sim 10 R_{\text{EC}}$ od gwiazdy co umożliwia silną absorpcję fotonów o energiach TeV.

Rozważaliśmy tylko część możliwych scenariuszy promieniowania, które mogą być oczekiwane w modelu zderzenia wiatrów gwiazdowych. Dla innych wartości powierzchniowego pola magnetycznego gwiazdy towarzyszącej, lokalizacji fal uderzeniowych lub wydajności przyspieszania, przyspieszanie elektronów i hadronów mogłoby być wysycone przy innych energiach. Z tego względu duża różnorodność cech widmowych jest oczekiwana w zależności od parametrów układów podwójnych. Cechy widmowe obserwowane z Eta Carinae mogłyby być także rozważane przyjmując inne parametry gwiazd w układzie Eta Carinae, które obecnie nie są dobrze znane. Z tego względu zestaw parametrów zastosowanych w naszych modelowaniach widm emisji z Eta Carinae może nie być jednoznaczny.

Nasz model leptonowy (model A) nie przewiduje znaczącej emisji promieniowania gamma powyżej kilku TeV przy jakiegokolwiek fazie układu podwójnego. Natomiast model hadronowy (model B) przewiduje emisję promieniowania gamma przy energiach dochodzących do $\sim 10\text{-}100$ TeV. Co więcej, widmo fotonów gamma produkowane przez hadrony wstrzykiwane do obłoku wokół układu Eta Carinae powinno być niezależne od fazy układu podwójnego. Najbardziej oczywiste potwierdzenie hadronowego pochodzenia emisji promieniowania gamma może pojawić się w wyniku obserwacji sygnału neutrinowego z kierunku Eta Carinae. Dlatego policzyliśmy także widma neutrin oczekiwane w modelu B i porównaliśmy je z czułością teleskopu o powierzchni 1 km^2 . Pokazaliśmy, że widma neutrin produkowanych przez hadrony wewnątrz obłoku mogą być powyżej tła neutrin atmosferycznych i także znajdować się w zakresie czułości teleskopu o powierzchni 1 km^2 . Jednakże, dokładna częstość zdarzeń neutrinowych w takim teleskopie jest trudna do przewidzenia, ponieważ energie wstrzykiwanych hadronów (i produkowanych neutrin) zależą od fazy układu podwójnego. Zależność tempa wstrzykiwania cząstek od fazy układu podwójnego nie może być obecnie wiarygodnie przewidziana. Jedynie przyszłe dokładne pomiary strumienia promieniowania gamma z Eta Carinae w funkcji fazy układu podwójnego mogą nam pozwolić na nałożenie realistycznych ograniczeń na częstość wstrzykiwania hadronów przy różnych fazach,

a więc pozwolę także na dokładniejsze oszacowanie spodziewanej częstości zdarzeń w wielkoskalowych teleskopach neutrin.

Rozdział 4

Promieniowanie gamma i neutrinowe z masywnych układów podwójnych w gromadach otwartych

Przypuszcza się, że procesy wysokich energii powinny zachodzić w gromadach otwartych gwiazd ze względu na obecność dużej koncentracji materii i także młodych obiektów zwartych, takich jak: izolowane masywne gwiazdy, zwarte masywne układy gwiazdowe, pulsary, mgławice wokół pulsarów oraz pozostałości po supernowych. Do tej pory emisja promieniowania gamma w zakresie energii TeV została wykryta z kierunku 3 gromad otwartych (tzn. Cyg OB 2 - [23], Westerlund 2 - [27] i Westerlund 1 - [13]). Także emisja promieniowania gamma w zakresie poniżej ~ 100 GeV została ostatnio zaobserwowana z kierunku supermasywnego układu podwójnego Eta Carinae wewnątrz masywnego kompleksu materii gwiazdowej Carina [167, 3, 175]. Część tej emisji gamma w zakresie energii GeV wykazuje zmienność wraz z okresem obrotu układu podwójnego Eta Carinae [81, 146]. Z tego względu, musi być ona produkowana w bezpośrednim otoczeniu lub wewnątrz tego układu podwójnego. Układ Eta Carinae nie został jak dotąd wykryty w zakresie promieniowania gamma o energiach TeV [14]. W przypadku innego masywnego układu gwiazdowego, Cyg X-3, teleskopy AGILE i Fermi-LAT odkryły emisję promieniowania gamma w zakresie energii GeV [163, 4, 63]. Ta emisja jest sporadyczna. Wykazuje ona korelację z pojawianiem się niskiego stanu radiowego tego źródła, tuż przed silnymi rozbłyskami emisji w zakresie radiowym. Emisji gamma nie zaobserwowano natomiast do tej pory z innego, masywnego układu gwiazdowego, WR 20a, w gromadzie otwartej Westerlund 2. Dwa nowe źródła gamma odkryte przez teleskop Fermi-LAT w kierunku Westerlund 2 zostały zidentyfikowane z

pulsarami emitujące w zakresie gamma [4, 153].

Do tej pory rozważano kilka scenariuszy, które przewidują emisję nietermicznego promieniowania wysokich energii z gromad otwartych. W zwykle akceptowanym modelu przyjmuje się, że silne wiatry gwiazdowe produkowane przez masywne gwiazdy w gromadach otwartych są w stanie przyspieszać cząstki na falach uderzeniowych uformowanych podczas kolizji wiatrów z gęstą materią gromad otwartych (np. [174, 65, 85, 169, 47]). W innym modelu, promieniowanie gamma i neutrino mogą być produkowane przez cząstki przyspieszane na falach uderzeniowych uformowanych wewnątrz masywnych układów podwójnych (np. [78, 179, 55, 44, 144, 136, 53]). Masywne gwiazdy wewnątrz gromad otwartych kończą swoje życie w stosunkowo krótkim czasie jako pozostałości po supernowych (SNRs) i mgławice wokół pulsarów (PWNe). Oddziaływanie fal uderzeniowych SNRs z gęstymi obłokami materii wewnątrz gromad otwartych może być odpowiedzialne za przyspieszanie cząstek do relatywistycznych energii [22]. Część emisji w zakresie promieniowania gamma z kierunku gromad otwartych może pochodzić z PWNe lub jako wynik oddziaływania cząstek, przyspieszanych wewnątrz PWNe, z gęstą materią gromad otwartych [43, 39, 12, 128, 34]. W obecnej chwili nie jest do końca jasne, który ze scenariuszy wspomnianych powyżej zapewnia zasadniczy wkład do wysokoenergetycznej emisji promieniowania gamma obserwowanej z kilku gromad otwartych. Jest możliwe, że w określonych gromadach otwartych kilka wspomnianych mechanizmów może być istotnych, ponieważ różne typy obiektów (wiatry masywnych gwiazd, SNRs, PWNe) mogą wstrzykiwać relatywistyczne cząstki z porównywalnymi energiami, tzn. rzędu 10^{50} erg.

W tym rozdziale analizujemy w szczególności bardziej skomplikowany model, który przewiduje efektywne przyspieszanie cząstek do wysokich energii, a także emisję wysokoenergetycznego promieniowania. Promieniowanie to jest generowane w procesach oddziaływania hadronów wewnątrz i w okolicy masywnych układów podwójnych otoczonych przez gęstą materię. Przyjmujemy, że jądra są przyspieszane w obszarze zderzających się wiatrów wewnątrz układów podwójnych (np. patrz [45]). Te jądra mogą drastycznie tracić nukleony (neutrony i protony) w oddziaływaniu z polem promieniowania masywnych gwiazd (proces foto-dezintegracji), a także w kolizjach z materią wiatrów gwiazdowych. Naładowane protony dyfundują wewnątrz gromady otwartej, produkując promieniowanie gamma i neutrino w kolizjach z materią wiatrów gwiazdowych i gęstym ośrodkiem gromad otwartych. Z drugiej strony, neutrony poruszają się balistycznie przez obszar wiatru gwiazdowego i rozpadają się na protony w pewnej odległości od układu podwójnego ze względu na ograniczony czas życia. Te neutrony mogą rozpadać się w różnych środowiskach otaczających masywny układ gwiazdowy jak, obszar rozszerzającego się wiatru gwiazdowego lub poza zewnętrzną falą uderzeniową

powstała w wyniku kolizji wiatru z materią gromady, w obszarze gromady otwartej, a także poza gromadą otwartą. Protony z rozpadu tych neutronów są uwiecznione przez lokalne pola magnetyczne, produkując wysokoenergetyczne promieniowanie gamma i neutrina w oddziaływaniach z materią [54]. W tym rozdziale przedstawiamy przykładowe obliczenia strumieni promieniowania gamma i neutrin produkowane w gromadach otaczających supermasyne układy podwójne Eta Carinae i WR 20a w ramach naszkicowanego powyżej modelu. Ta wysokoenergetyczna emisja jest następnie porównana z dostępnymi obserwacjami tych gromad w zakresie gamma oraz z czułościami teleskopu neutrin IceCube i przyszłego Cherenkov Telescope Array (CTA).

4.1 Model masywnego układu podwójnego wewnątrz gromady otwartej

Rozważamy masywny układ podwójny, w którym jedna lub dwie gwiazdy należą do typu Wolfa-Rayeta (WR). Gwiazdy typu WR produkują szybkie i gęste wiatry ze względu na ogromne tempo straty masy, które może być rzędu $\dot{M}_{\text{WR}} = 10^{-5} \dot{M}_5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Wiatry propagują się z charakterystycznymi prędkościami rzędu $v_w = 10^3 v_3 \text{ km s}^{-1}$. W przypadku wiatrów sferycznie-symetrycznych, gęstość wiatru spada wraz z odległością od gwiazdy zgodnie z,

$$n_w(r) \approx 3.2 \times 10^{11} \dot{M}_{-5} / v_3 R_{12}^2 r^2 \text{ cm}^{-3}, \quad (4.1)$$

gdzie $R_{\text{WR}} = 10^{12} R_{12} \text{ cm}$ jest promieniem gwiazdy, a $r = R/R_{\text{WR}}$ jest odległością od gwiazdy w jednostkach promieni gwiazdowych. Zauważmy, że w odległości rzędu parseka i dla typowych parametrów wiatrów gwiazd masywnych, gęstość takiego wiatru zaczyna być bardzo niska, rzędu $\sim 0.03 \text{ cm}^{-3}$. Z tego względu zewnętrzne części obszarów wypełnionych wiatrem gwiazdowym są zdominowane przez bardzo rozrzedzony wiatr gwiazdowy poruszający się z dużą prędkością.

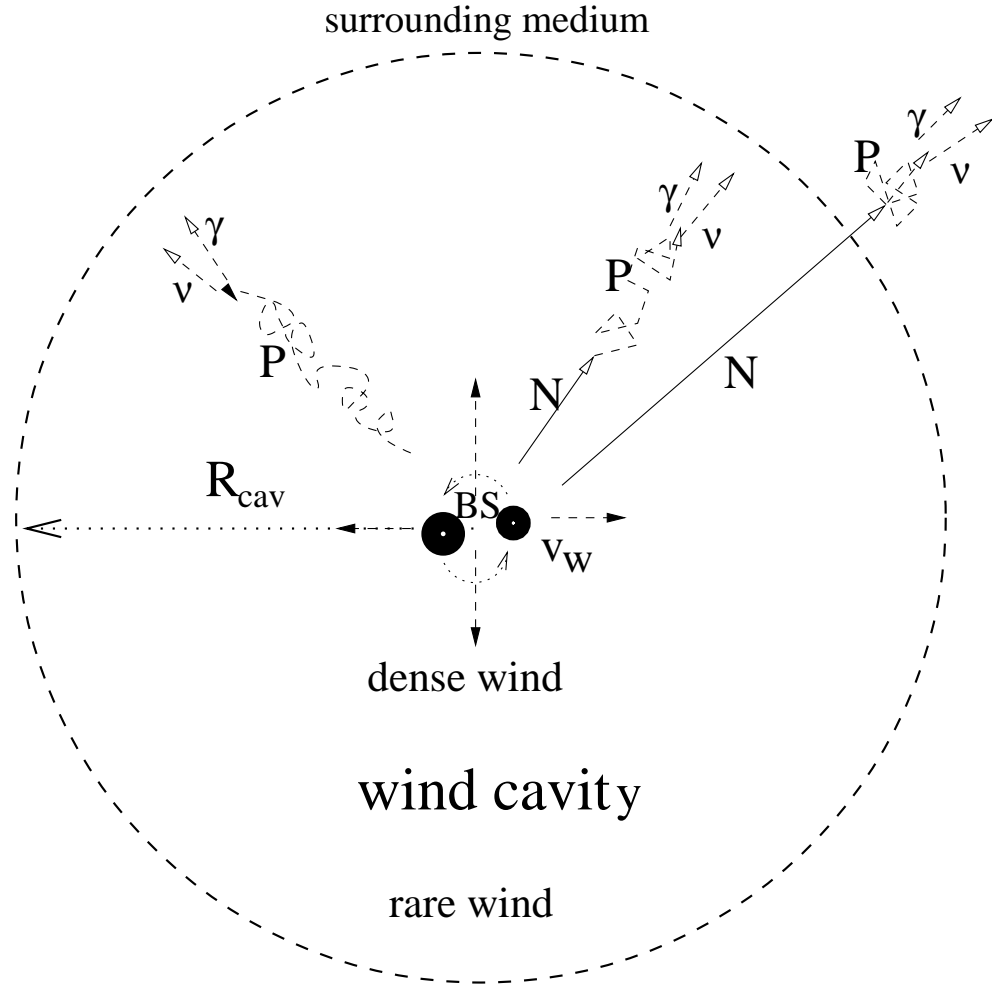
Masywne układy podwójne są często zanurzone w relatywnie gęstych gromadach otwartych (ang. Open Clusters - OCs) ze względu na ich relatywnie krótki czas życia i preferencyjne pojawianie się w gęstych skupiskach materii. Typowe gęstości materii w OCs są rzędu $n_{\text{oc}} = 10 n_{10} \text{ cm}^{-3}$, a ich temperatura jest rzędu $T_{\text{oc}} = 10^4 T_4 \text{ K}$. W znacznej odległości od układu podwójnego, ciśnienie wiatru gwiazdowego jest zrównoważone przez ciśnienie termicznego gazu w OC. Szacujemy rozmiary takiego obszaru wypełnionego wiatrem gwiazdowym w przypadku stałej prędkości wiatru, przez porównanie gęstości energii kinetycznej wiatru z gęstością energii ośrodka otaczającego układ podwójny w OC. To pozwala nam na oszacować promień obszaru zdominowanego przez

wiatr gwiazdowy,

$$R_{\text{cav}} \approx 1.1 \times 10^{19} [\dot{M}_{-5} v_3 / (n_{10} T_4)]^{1/2} \text{ cm.} \quad (4.2)$$

Zauważmy, że wiatr gwiazdowy na początku przyspiesza od powierzchni gwiazdy osią-
gając asymptotycznie graniczną prędkość (patrz [176]). Po początkowej fazie przy-
spieszania spowodowanej ciśnieniem wewnętrznym gazu, wiatr zwalnia ze względu
na przyciąganie grawitacyjne masywnej gwiazdy centralnej. Dlatego, prędkość wia-
tru spada z odległością od gwiazdy zgodnie z, $v_w^2(R) = v_o^2 - 2GM_{\text{WR}}(1/R_{\text{WR}} - 1/R) \approx$
 $10^{16} v_3^2 - 2.7 \times 10^{15} (M_{10}/R_{12})(1 - 1/r) \text{ cm}^2/\text{s}^2$, gdzie $M_{\text{WR}} = 10M_{\odot}M_{10}$ jest masą
gwiazdy, a G jest stałą grawitacyjną. Dla parametrów gwiazd rozważanych w tej pracy,
efekt zwalniania może być jednak w zupełności pominięty. Rozmiary obszaru zdomino-
wanego przez wiatry wokół układów podwójnych gwiazd typu WR w gromadach otwar-
tych są zazwyczaj rzędu kilku parseków, dla gęstości otaczającej materii rzędu ~ 10
 cm^{-3} i ich temperatury $T_{\text{oc}} \sim 10^4 \text{ K}$. W rzeczywistości, scenariusz rozważany powy-
żej jest pewnym uproszczeniem sytuacji, ponieważ w ogólnosci oddziaływanie wiatrów
gwiazdowych z materią gromad otwartych może skutkować pojawieniem się fali uderze-
niowej o skomplikowanej podwójnej strukturze. Dodatkowo obszar zdominowany przez
wiatr gwiazdowy nie musi być symetryczny ze względu na anizotropię otaczającego
gwiazdę ośrodka. Spodziewamy się, że powyżej oszacowany promień obszaru wiatru
jest dobrym przybliżeniem dla sferycznych ośrodków, ponieważ ilość masy przechwy-
conej przez rozszerzający się wiatr gwiazdowy (o promieniu rzędu niewielu parseków)
jest dużo mniejsza od całkowitej masy gromady otwartej (o promieniu kilkunastu
parseków). Z tego względu ośrodek gromady otwartej, w którym układ podwójny jest
zanurzony, nie jest znacząco zaburzony przez obecność masywnego układu gwiazdo-
wego.

W tym rozdziale rozważamy konsekwencje przyspieszania jąder wewnątrz układu
podwójnego znajdującego się w gromadzie otwartej. Jądra (z wiatrów gwiazdowych, tj.
powierzchni gwiazd układu) mogą być przyspieszone w obszarze kolizji wiatrów [78].
W tych obszarach kolizji, procesy anihilacji (rekoneksji) pola magnetycznego i proces
dyfuzyjnego przyspieszania na fali uderzeniowej mogą odgrywać ważną rolę. Szczegóły
procesu przyspieszania, propagacji hadronów i ich kolejnych oddziaływań w układzie
podwójnym oraz jego otoczeniu są rozważane w następnym rozdziale. Pokazujemy, że
jądra mogą efektywnie rozszczepiać się w gęstym promieniowaniu gwiazd i także w
materii wiatrów od masywnych gwiazd. W wyniku tych procesów rozszczepienia jąder
wstrzykiwane są neutrony w otoczenie układu gwiazdowego. Neutrony rozpadają się w
typowych odległościach od układu podwójnego określonych przez ich czynnik Lorentza.
Odczepione od jąder protony tracą energię w oddziaływaniach z gęstym wiatrem rela-



Rysunek 4.1: Schematyczna prezentacja masywnego układu podwójnego wewnątrz gromady otwartej gwiazd [54]. Masywny układ gwiazdowy tworzy w ośrodku gromady otwartej obszar zdominowany przez jego wiatry. Ma on promień R_{cav} i jest wypełniony wiatrem o dużej gęstości blisko układu podwójnego i bardzo rzadkim wiatrem w dużych odległościach od układu. Wiatr rozszerza się z prędkością v_w . Relatywistyczne jądra są przyspieszane w obszarze zderzających się wiatrów masywnych gwiazd wewnątrz układu gwiazdowego. Te jądra rozpadają się w kolizjach z silnym promieniowaniem gwiazd i materią wiatru, wstrzykując relatywistyczne protony i neutrony. Protony (P) są uwięzione w rozszerzającym się wietrze i doświadczają dużych strat energii ze względu na rozprężanie adiabatyczne wiatru. Mogą one też stracić część swojej energii w kolizjach z materią wiatru. Wysokoenergetyczne promieniowanie gamma i neutrino są produkowane w zderzeniach hadronowych. Neutrony (N), z fragmentacji jąder, propagują się wzdłuż linii prostych i rozpadają w pewnej odległości od układu podwójnego. Protony, z rozpadających się neutronów, są uwięzione przez lokalne pole magnetyczne. Mogą one wydajnie oddziaływać z otaczającą materią, produkując promieniowanie gamma i neutrino. Ponieważ straty adiabatyczne protonów z rozpadających się neutronów są relatywnie małe, produkowane przez nie promieniowanie gamma i neutrino mają większe energie niż te produkowane przez protony z bezpośredniej fragmentacji pierwotnych jąder.

tywnie blisko układu podwójnego. Protony z rozpadu neutronów są także narażone na straty energii w procesie adiabatycznym w rozszerzającym się wietrze gwiazd. Rozważamy wysokoenergetyczne procesy inicjowane przez te hadrony, w wyniku których pojawiają się fotony gamma i neutrino powstałe w kolizjach hadronowych. Schematyczne przedstawienie procesów zachodzących w okolicach układu podwójnego jest pokazane na Rys. 4.1.

Hadrony mogą być przyspieszane w powyżej omawianym scenariuszu także na fali uderzeniowej uformowanej w kolizji wiatru gwiazdowego z materią gromady otwartej. Przypuszczamy, że ten proces przyspieszania jest mniej wydajny niż proces przyspieszania zachodzący wewnątrz układu podwójnego. Maksymalne energie przyspieszanych cząstek powinny się skalować z iloczynem natężenia pola magnetycznego w obszarze przyspieszania i charakterystycznych wymiarów fali uderzeniowej. Oczekuje się, że wartość tego iloczynu jest wyraźnie mniejsza w obszarze fali uderzeniowej produkowanej przez wiatr w ośrodku gromady otwartej niż na fali uderzeniowej wewnątrz masywnego układu gwiazdowego, ze względu na strukturę pola magnetycznego której radialna składowa dominuje wewnątrz układu podwójnego, a także w pewnej odległości poza układem gwiazdowym.

4.2 Przyspieszanie jąder w układzie podwójnym

Masywne gwiazdy produkują szybkie i gęste wiatry, które mogą znacząco zmniejszyć początkową masę gwiazdy w czasie jej ewolucji. W rzeczywistości, intensywne tempo utraty masy rzędu kilku $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ jest charakterystyczne dla gwiazd typu Wolfa-Rayeta (WR) i gwiazd typu O. Podczas przebywania na ciągu głównym, zewnętrzne części gwiazdy są tracone i pozostają tylko wewnętrzne części, złożone z jąder ciężkich. Z tego względu wiatry masywnych gwiazd wczesnych typów zawierają głównie jądra cięższe od wodoru, takie jak hel i tlen.

Masywne gwiazdy często tworzą masywne układy podwójne, w których silne wiatry gwiazdowe zderzają się zapewniając korzystne warunki do przyspieszania jąder do dużych energii. Poniżej rozważamy ogólnie proces przyspieszania jąder na falach uderzeniowych lub obszarach rekoneksji pola magnetycznego powstałych w wyniku kolizji wiatrów gwiazdowych. Propagacja i oddziaływanie relatywistycznych jąder z gwiazdowym polem promieniowania skutkuje ich foto-rozszczepieniem na neutrony, protony i mniej masywne jądra wtórne. Przeprowadziliśmy symulacje numeryczne propagacji jąder w polu promieniowania masywnej gwiazdy w celu określenia tempa wstrzykiwania różnych typów jąder. Gęstość fotonów gwiazdowych w pobliżu masywnej gwiazdy, $n_{\text{ph}} \approx 2 \times 10^{16} T_5 \text{ fotonów/cm}^{-3}$ (gdzie $T = 10^5 T_5 \text{ K}$ jest temperaturą powierzchniową

masywnej gwiazdy) jest kilka rzędów wielkości większa niż gęstość materii w wietrze gwiazdowym (patrz Równ. 4.1). Z tego względu spodziewamy się, że jądra z odpowiednio dużymi energiami oddziałują najpierw w kolizjach z fotonami gwiazdowymi, a następnie ewentualnie z materią wiatru gwiazdowego. Poniżej pokazujemy, że pierwotnie przyspieszone jądra podlegają znacznej fragmentacji w kolizjach z materią wiatru gwiazdowego. Efektywność tego drugiego procesu jest niezależna od energii jąder. W związku z tym jądra o niższych energiach także mogą doświadczać silnej fragmentacji w kolizjach z gęstą materią wiatru gwiazdowego w przypadku gwiazd z wyjątkowo silnymi wiatrami, takimi jak rozważane w tej pracy (np. od gwiazd typu WR i O, których tempo straty masy jest nawet powyżej $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). Neutrony uwolnione z jąder w kolizjach z materią mają widmo podobne do widma pierwotnych jąder. Neutrony z niskimi energiami mogą więc rozpadać się w wietrze gwiazdowym relatywnie blisko układu podwójnego, gdzie gęstość materii jest nadal wysoka. Z drugiej strony neutrony z wysokimi energiami mogą osiągnąć gęste rejony na zewnątrz obszaru zdominowanego przez wiatr masywnego układu podwójnego, tj. już wewnątrz obszaru gromady otwartej. W tej pracy liczymy widma promieniowania gamma i neutrin produkowane przez protony odczepione od jąder i także przez protony z rozpadających się neutronów w pewnej odległości od układu podwójnego. Te neutrony rozpadają się wewnątrz obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy i także wewnątrz gęstej materii gromady otwartej, w której układ podwójny jest zanurzony.

Określamy maksymalne energie hadronów przyspieszanych na fali uderzeniowej zderzających się wiatrów (patrz [53, 45]). Zależą one od ich charakterystycznego czasu przyspieszania i czasu ucieczki z obszaru przyspieszania lub charakterystycznego czasu strat energii w wyniku zderzeń z materią wiatru gwiazdowego. Charakterystyczny czas przyspieszania jąder jest dany przez,

$$\tau_{\text{acc}} = E_{\text{h}}/\dot{P}_{\text{acc}} \approx 0.02\gamma_{\text{h}}/(\chi_{-5}B_3) \quad \text{s}, \quad (4.3)$$

gdzie E_{h} i γ_{h} są energią i czynnikiem Lorentza hadronów, $\dot{P}_{\text{acc}} = \chi cE_{\text{h}}/R_{\text{L}}$ jest tempem przyspieszania, $\chi = 10^{-5}\chi_{-5}$ jest współczynnikiem przyspieszania, $R_{\text{L}} = Ac\gamma_{\text{h}}/ZeB_{\text{sh}}$ jest promieniem Larmora hadronów w polu magnetycznym w obszarze fali uderzeniowej B_{sh} , c jest prędkością światła, e jest ładunkiem elementarnym, a A i Z jest liczbą masową i ładunkiem jąder. Przyjmujemy, że $A/Z = 2$. B_{sh} jest powiązane z powierzchniowym polem magnetycznym masywnej gwiazdy. Przyjmujemy dipolową strukturę pola magnetycznego wewnątrz wiatru blisko powierzchni gwiazdy, tj. do $\sim 1.2R_{\star}$, a radialną strukturę w dalszych odległościach [78]. W odległości odpowiadającej kolizji wiatrów gwiazdowych w układzie gwiazdowym, równej $R_{\text{sh}} = 2R_{\star}$, B_{sh} spada do wartości $\sim 0.25B_{\star}$, gdzie $B_{\star} = 10^3B_3$ G.

Charakterystyczny czas adwekcji hadronów z obszaru przyspieszania jest szacowany z,

$$\tau_{\text{adv}} \approx R_{\text{sh}}/v_w \approx 10^4 R_{12}/v_3 \quad \text{s}, \quad (4.4)$$

gdzie $R_{\text{sh}} = 10^{12} R_{12} r_{\text{sh}}$ cm jest odległością obszaru kolizji od gwiazdy, a $r_{\text{sh}} = R_{\text{sh}}/R_{\text{WR}}$. Charakterystyczny czas dyfuzji hadronów (przyjmując przybliżenie Bohma) w obszarze przyspieszania jest określony przez $\tau_{\text{dif}} = R_{\text{sh}}^2/2D_B \approx 1.5 \times 10^4 R_{12}^2 B_3/\gamma_6$ s, gdzie $\gamma = 10^6 \gamma_6$ jest czynnikiem Lorentza hadronów i $B_{\text{sh}} = 10^3 B_3$ G, a D_B jest współczynnikiem dyfuzji Bohma. Ten czas dyfuzji jest większy niż oszacowany powyżej charakterystyczny czas adwekcji nawet dla najbardziej energetycznych hadronów rozważanych w tym scenariuszu. Dlatego maksymalne energie jąder mogą być ograniczone przez proces ich adwekcji z obszaru przyspieszania. Maksymalna energia hadronów przyspieszanych w obszarze zderzających się wiatrów gwiazdowych jest otrzymana z porównania ich zysków energii (Równ. 4.3) z ich czasem przebywania w obszarze przyspieszania (Równ. 4.4). Wynosi ona,

$$\gamma_{\text{max}}^{\text{adv}} \approx 5 \times 10^5 B_3 v_3 R_{12} r_{\text{sh}} \quad \text{GeV}, \quad (4.5)$$

gdzie przyjęliśmy, że współczynnik przyspieszania jest zależny od prędkości plazmy w obszarze fali uderzeniowej. Jest on oszacowany z $\chi = (v_w/c)^2 \approx 10^{-5} v_3^2$.

Z drugiej strony, hadrony tracą także energię w zderzeniach z materią wiatru gwiazdowego. Charakterystyczny czas strat energii w wyniku zderzeń hadron-hadron może być oszacowany z,

$$\tau_{\text{hh}} = (cn_w(r)k\sigma_{\text{pp}})^{-1} \approx 3.5 \times 10^3 R_{12}^2 r^2 v_3/\dot{M}_{-5} \quad \text{s}, \quad (4.6)$$

gdzie $\sigma_{\text{pp}} = 3 \times 10^{-26}$ cm² jest przekrojem czynnym na zderzenia proton-proton, a $k = 0.5$ jest współczynnikiem nieelastyczności.

Wtedy, maksymalne czynniki Lorentza hadronów ograniczone przez straty energii w wyniku kolizji z materią wynoszą,

$$\gamma_{\text{max}}^{\text{hh}} \approx 3.5 \times 10^5 R_{12}^2 r^2 v_3^3 B_3/\dot{M}_{-5}. \quad (4.7)$$

Policzyliśmy maksymalne energie hadronów wynikające z tych dwóch procesów dla trzech przykładowych masywnych gwiazd wewnątrz układów podwójnych. Wyniki są przedstawione w Tab. 4.2. W przypadku parametrów gwiazdy typu WR, obserwowanej w układzie podwójnym Cyg X-3, maksymalne energie przyspieszanych hadronów są ograniczone przez proces adwekcji. W przypadku układu podwójnego zawierają-

Nazwa	B_{WR}	R_{WR}	v_w	R_{sh}	T_{WR}	M_{WR}	\dot{M}_{WR}	L_w	τ_{hp}	$\gamma_{\text{max}}^{\text{adv}}$	$\gamma_{\text{max}}^{\text{col}}$
jednostka	G	cm	km/s	R_{WR}	K	M_{\odot}	M_{\odot}/yr	erg s ⁻¹			
Cyg X-3	3×10^3	10^{11}	3×10^3	2	1.4×10^5	5	3×10^{-6}	10^{37}	~ 0.3	9×10^5	3.8×10^6
WR 20a	10^3	1.4×10^{12}	10^3	2	4×10^4	30	3×10^{-5}	10^{37}	~ 2.4	1.4×10^6	10^6
Eta Car	200	1.2×10^{13}	700	1.4	4×10^4	80	2.5×10^{-4}	4×10^{37}	~ 4.1	1.2×10^6	2.7×10^5

Tablica 4.1: Parametry masywnych gwiazd w układzie podwójnym (powierzchniowe pole magnetyczne gwiazdy, promień gwiazdy, prędkość wiatru, odległość fali uderzeniowej, temperatura gwiazdy, masa gwiazdy, tempo utraty masy, moc wiatru), maksymalne czynniki Lorentza przyspieszanych jąder i głębokości optyczne dla oddziaływania relatywistycznych protonów z materią wiatru gwiazdowego.

cego gwiazdy WR 20a, maksymalne energie hadronów są porównywalne w przypadku procesu adwekcji i strat energii w wyniku zderzeń. Ale w przypadku Eta Carinae, maksymalne energie hadronów są ograniczone przez straty energii w wyniku zderzeń z materią. We wszystkich rozważanych przypadkach hadrony mogą osiągnąć energie rzędu $\sim 10^6$ GeV.

W obliczeniach widm promieniowania gamma i neutrin (prezentowanych poniżej) przyjmujemy, że jądra są wstrzykiwane z widmem potęgowym o stałym wykładniku równym 2. Widmo rozciąga się do niższej wartości spośród tych danych przez Równ. 4.5 i 4.7. Przyjmujemy, że moc przejęta przez te hadronach stanowi część, η , mocy wiatrów gwiazdowych masywnych gwiazd układu gwiazdowego, $L_h = \eta L_w$ (patrz Tab. 4.2 dla konkretnych układów podwójnych). W Tabeli 4.2 podajemy także pozostałe podstawowe parametry tych trzech układów podwójnych, których własności radiacyjne będą badane w następnych rozdziałach. Ich orbitalne okresy obrotu są równe 4,8 godz. dla Cyg X-3 [40], 3,675 dni dla WR 20a [142] i 2027,7 dni dla Eta Carinae [71].

4.3 Dezintegracja hadronów wewnątrz układu podwójnego

Proces rozszczepienia relatywistycznych jąder był szeroko badany w przeszłości w kontekście pochodzenia i propagacji promieni kosmicznych o skrajnych energiach (np. [162, 168, 141]). Przypuszcza się, że jest on także istotny w zwartych źródłach, w których gęstości niskoenergetycznego pola promieniowania są znaczne, np. w pozostałościach po supernowych (np. [137]), układach podwójnych gwiazd (np. [95]), czy gęstych gromadach gwiazdowych (np. [35, 36]) lub centrum Galaktyki (np. [102]). W trakcie fragmentacji jąder, produkowane są także fotony gamma w zakresie energii MeV w wyniku wzbudzenia wtórnych jąder. Fotony te, emitowane przez relatywistyczne jądra, mogą mieć w układzie obserwatora energie w zakresie GeV-TeV (proces taki był rozważany w szczególności w pracy [37]). Ten proces produkcji promieniowania gamma jest niewydajny, ponieważ jedynie mała część początkowej energii hadronów jest przekazywana fotonom gamma. Jednakże, może on odgrywać znaczącą rolę w przypadku źródeł zdominowanych przez silne pola niskoenergetycznego promieniowania, w których gęstości materii są względnie niskie. W tym rozdziale, rozważamy produkcję promieniowania gamma i neutrin przez wtórne produkty rozszczepienia jąder w ich oddziaływaniu z gęstą materią otaczającą źródło relatywistycznych jąder. Pomijamy możliwą bezpośrednią produkcję fotonów gamma w oddziaływaniach hadronów z promieniowaniem gwiazdowym (poprzez rozpad pionów, $p + \gamma \rightarrow \pi$), ponieważ jak pokazaliśmy

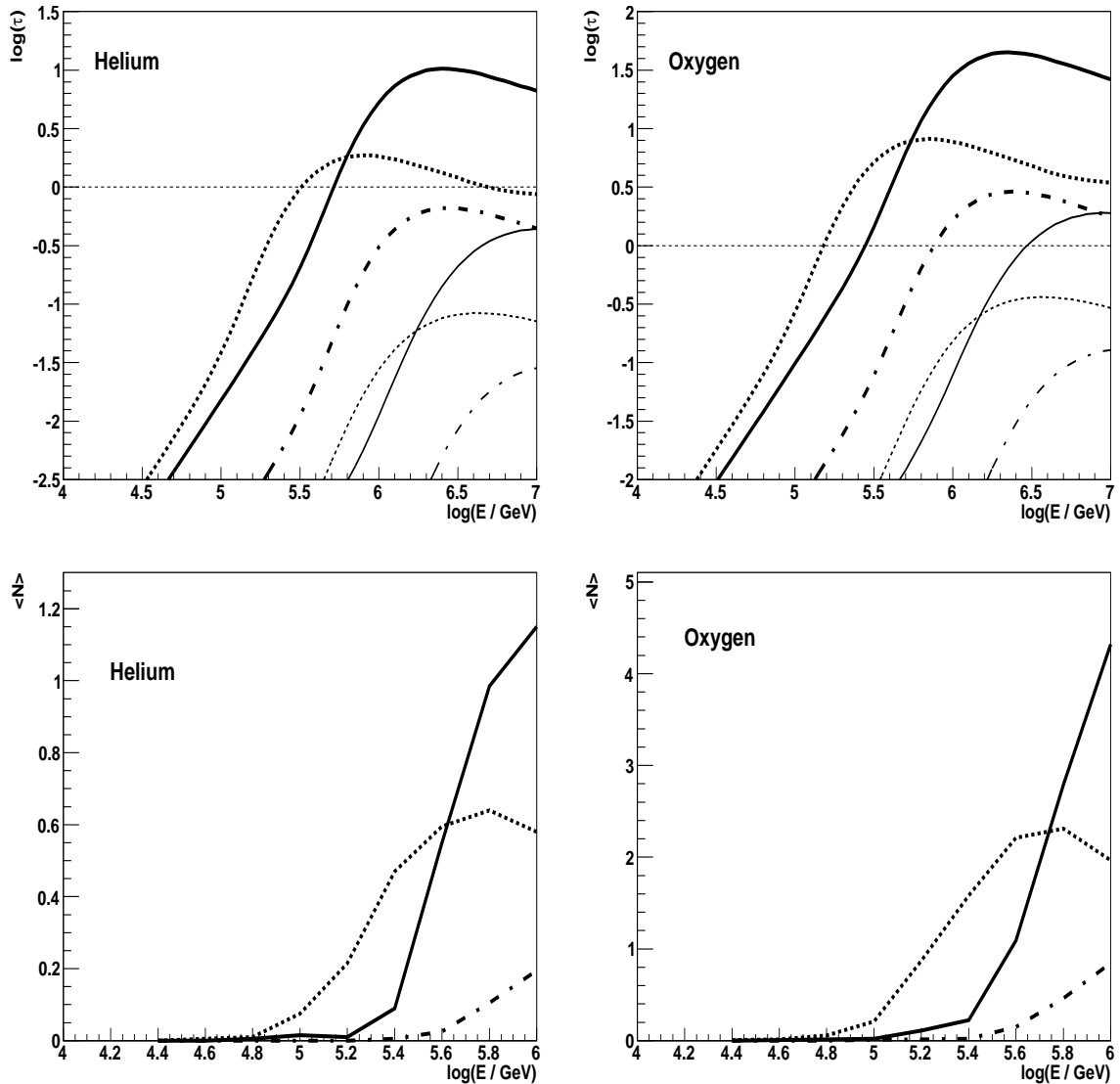
powyżej, jądra te nie są przyspieszane do wystarczająco wysokich energii, żeby osiągnąć próg energetyczny na powyższy proces w polu promieniowania wewnątrz układu podwójnego.

Rozważamy prosty przypadek wstrzykiwania jąder z punktowego źródła niedaleko od powierzchni gwiazdy, w celu pokazania, że proces fragmentacji jąder w polu promieniowania masywnych gwiazd może być istotny. Wyliczamy głębokości optyczne dla fragmentacji jąder wstrzykiwanych w różnych odległościach początkowych w zależności od ich energii i w zależności od liczb masowych odpowiadających jądrum helu i tlenu (patrz Rys. 4.2). W obliczeniach wykorzystujemy analityczne przybliżenie dla przekroju czynnego na proces foto-rozszczepienia jąder przedstawiony w pracy [96]. Rozważamy propagację jąder w pobliżu trzech masywnych gwiazd z różnymi parametrami: gwiazda typu WR, obserwowana w układzie podwójnym Cyg X-3, gwiazda typu WR w układzie podwójnym WR 20a i supermasywna gwiazda w układzie podwójnym Eta Carinae (patrz Rys. 4.2). Zauważmy, że tylko jądra z czynnikami Lorentza powyżej wartości minimalnej, γ_{\min} , mogą być efektywnie rozszczepiane. Ten krytyczny czynnik Lorentza może zostać oszacowany z $\gamma_{\min} = E_{\gamma}^{\text{th}}/3k_{\text{B}}T \sim 4 \times 10^4/T_5$, gdzie $E_{\gamma}^{\text{th}} = 2 \text{ MeV}$ jest minimalną energią fotonu (w układzie spoczywającego jądra), który jest zdolny do efektywnego foto-rozszczepienia jądra, $T = 10^5 T_5 \text{ K}$ jest temperaturą powierzchniową gwiazdy, a k_{B} jest stałą Boltzmanna. Na tym rysunku określamy także liczbę nukleonów odczepionych od pierwotnych jąder w procesie foto-dezintegracji. Analiza wyników zaprezentowanych na Rys. 4.2, w kontekście maksymalnych energii jąder spodziewanych w naszym modelu (patrz Tabela 4.2), pozwala wywnioskować, że w przypadku układu podwójnego WR 20a proces foto-dezintegracji jąder może być pominięty. W przypadku gwiazdy WR z parametrami obserwowanymi w układzie podwójnym Cyg X-3 i Eta Carinae, znaczna liczba jąder z energiami w zakresie $\sim 10^{(5-6)}$ straci nukleony w zderzeniach z promieniowaniem gwiazdowym.

Z drugiej strony, jądra mogą także ulegać efektywnemu foto-rozszczepieniu w zderzeniach z materią wiatru gwiazdowego. Określamy głębokości optyczne dla relatywistycznych hadronów w zderzeniach z materią wiatru z,

$$\tau_{\text{hp}} = \int_{R_{\text{BS}}}^{R_{\text{c}}} \frac{\sigma_{\text{pp}} n_{\text{w}} c}{v_{\text{w}}} dR \approx 2.9 \times 10^{12} \frac{\dot{M}_{-5}}{v_3^2} \left(\frac{1}{R_{\text{BS}}} - \frac{1}{R_{\text{c}}} \right), \quad (4.8)$$

gdzie R_{BS} (w cm) jest rozmiarem układu podwójnego gwiazd, w którym hadrony są wstrzykiwane do wiatru. Przyjmuje się, że promień ten jest równy promieniowi fali uderzeniowej powstałej w układzie gwiazdowym w wyniku kolizji wiatrów gwiazdowych. Wyniki obliczeń głębokości optycznych dla protonów w oddziaływaniach z materią wiatru są przedstawione w Tabeli 4.2 dla trzech przykładowych parametrów masywnych



Rysunek 4.2: Górny panel: Głębokości optyczne dla nukleonów w funkcji ich energii (na nukleon), dla dwóch kątów wstrzykiwania $\alpha = 45^\circ$ (krzywe pogrubione) (zmierzane od kierunku na gwiazdę) dla helu i tlenu i dla trzech rozważanych masywnych gwiazd: WR w układzie podwójnym Cyg X-3 (kropkowana), w układzie podwójnym WR 20a (kropka-kreska) i Eta Carinae (ciągła). Dolny panel: Średnia liczba neutronów odczepionych od relatywistycznych jąder (w funkcji ich energii na nukleon) z różnymi początkowymi liczbami masowymi, He (rysunek po lewej), O (po prawej) w wyniku foto-rozszczepienia tych jąder w polu promieniowania gwiazdy dla przykładu trzech rozważanych masywnych gwiazd: typu WR, obserwowana w Cyg X-3 (krzywa kropkowana), WR 20a (kropka-kreska) i Eta Carinae (linia ciągła). Jądra są wstrzykiwane izotropowo w odległości fali uderzeniowej od gwiazdy (patrz Tabela 4.2).

gwiazd. Zauważmy, że głębokości optyczne dla jąder z określonymi liczbami masowymi A_1 w zderzeniach z jądrami z liczbą masową A_2 skalują się jak, $\tau_{A_1 A_2} \propto (A_1 A_2)^\beta$, gdzie β jest pomiędzy $2/3$ do 1 (wartości uzyskane w oparciu o obliczenia z użyciem modelu DPMJET przedstawione w pracy [118]). Dla przypadku jądra helu ($A_1 = A_2 = 4$), głębokości optyczne będą o czynnik ~ 14 większe ($\beta = 0.94$), a dla jąder tlenu większe o czynnik ~ 43 ($\beta = 0.68$, patrz [118]). Dlatego, w przypadku rozważanych układów podwójnych, relatywistyczne jądra powinny ulec całkowitemu rozszczepieniu.

Duże wartości głębokości optycznych dla zderzeń protonów z materią wiatru gwiazdowego wskazują, że powinny one wydajnie tracić energię w wyniku produkcji wysokoenergetycznego promieniowania gamma i neutronów już w bliskim otoczeniu masywnego układu podwójnego. Z drugiej strony, neutrony uwolnione z tych jąder, powinny poruszać się prostoliniowo i rozpadać się w dużych odległościach od układu podwójnego wewnątrz obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy lub, w przypadku najbardziej energetycznych neutronów, bezpośrednio w obszarze gromady otwartej. Protony, z rozpadu tych neutronów, mogą także produkować wysokoenergetyczne promieniowanie w dużych odległościach od układu podwójnego, tj. w obszarze, gdzie pole promieniowania i gęstość materii jest relatywnie niska w porównaniu do gęstości wiatru wewnątrz układu podwójnego.

4.4 Hadrony uciekające z układu podwójnego

Relatywistyczne jądra przyspieszane w układzie gwiazdowym inicjują ciąg procesów wewnątrz układu podwójnego i otaczającej go gromady otwartej. Pokazaliśmy powyżej, że jądra te mogą doświadczyć nawet całkowitego rozszczepienia na poszczególne nukleony, jeżeli są wstrzyknięte do wnętrza układu podwójnego zawierającego bardzo jasną gwiazdę charakteryzującą się gęstym wiatrem gwiazdowym (gwiazda typu WR). Niestabilne neutrony, z foto-rozszczepień tych jąder, rozpadają się w pewnej odległości od układu podwójnego. Zależnie od ich energii, mogą się rozpadać wewnątrz obszaru wiatru gwiazdowego lub na zewnątrz końcowej fali uderzeniowej w wietrze na granicy z otaczającą gromadą otwartą. Protony, z rozpadających się neutronów wewnątrz wiatru gwiazdowego, doświadczają adiabatycznych strat energii podczas szybkiej ekspansji wiatru. Te protony są także częściowo unoszone z wiatrem do gromady otwartej. Natomiast neutrony z wystarczająco dużymi energiami mogą także rozpadać się na zewnątrz obszaru wiatru gwiazdowego lub w obrębie gromady otwartej. Protony z ich rozpadu dyfundują stopniowo przez gromadę otwartą doświadczając od czasu do czasu kolizji z rozproszoną materią. Z drugiej strony, pierwotne jądra, przyspieszone wewnątrz układu podwójnego, a także protony z ich fragmentacji, są uwięzione przez pole ma-

gnetyczne w gęstym wietrze gwiazdowym. Te hadrony mogą natomiast oddziaływać z materią wiatru. W wyniku tych oddziaływań, dodatkowa populacja neutronów jest produkowana w pobliżu układu gwiazdowego, w miejscach gdzie materia wiatru gwiazdowego jest nadal relatywnie gęsta. Te neutrony znowu mogą rozpadać się wewnątrz lub na zewnątrz obszaru wiatru gwiazdowego. Prosty scenariusz, postulujący przyspieszanie hadronów wewnątrz masywnego układu podwójnego zanurzonego w gromadzie otwartej, zapewnia całą różnorodność warunków dla produkcji wysokoenergetycznego promieniowania w różnych częściach gromady otwartej charakteryzujących się różnymi własnościami, np. ośrodek wiatru gwiazdowego i ośrodek gromady otwartej. Jesteśmy zainteresowani emisją promieniowania gamma i neutronów produkowanych w takim scenariuszu w kontekście ostatnich obserwacji emisji promieniowania gamma w zakresie TeV z gromad otwartych takich jak Westerlund 2 czy kompleks obłoków materii wokół Eta Carinae.

Na początku określamy, czy naładowane hadrony (przyspieszone wewnątrz układu podwójnego oraz produkty ich fragmentacji) mogą być uwięzione w wietrze gwiazdowym. Porównujemy promień Larmora naładowanych hadronów z określoną energią z charakterystycznymi rozmiarami obszaru propagacji określonymi przez odległość lokalizacji hadronu od układu podwójnego, R . Promień Larmora hadronów z czynnikiem Lorentza γ_n jest dany przez $R_L = cp/eB \approx 3 \times 10^6 \gamma_n / B_G$ cm, gdzie $B = 1B_G$ G jest polem magnetycznym w wietrze w odległości R od układu podwójnego, e jest ładunkiem elementarnym elektronu, p pędem cząstki, a c prędkością światła. Pole magnetyczne w wietrze gwiazdowym powinno mieć skomplikowaną strukturę w funkcji odległości od gwiazdy (dipolową, radialną, a w jeszcze dalszych odległościach toroidalną). Ta struktura staje się nawet bardziej skomplikowana w przypadku gwiazd wewnątrz zwartego układu podwójnego, gdzie obie gwiazdy poruszają się z dużymi prędkościami. Przyjmujemy, że pole magnetyczne jest radialne w odległościach poniżej $\sim 10R_{WR}$, tj. w tym obszarze $B = 10^3 B_3 (R_{WR}/R)^2$ G, gdzie $B = 10^3 B_3$ G jest powierzchniowym polem magnetycznym gwiazdy typu WR. W większych odległościach pole magnetyczne staje się toroidalne. Dla odległości większych niż $\sim 10R_{WR}$, pole magnetyczne może być oszacowane z $B(R) \approx 100 B_3 (R_{WR}/R)$ G. Stosując to proste skalowanie, warunek na uwięzienie protonów, $R_L < R$, jest spełniony dla ich czynników Lorentza spełniających warunek $\gamma_n < 3 \times 10^6$. Protony z energiami spełniającymi ten warunek są uwięzione w wietrze gwiazdowym. Należy się spodziewać, że doświadczają one dużych strat energii na proces adiabatycznego rozprężania podczas stopniowej ekspansji wiatru od gwiazdy. Z drugiej strony, hadrony z większymi energiami mogłyby także opuścić obszar wiatru gwiazdowego bez znacznych strat energii. Propagują się one wtedy wzdłuż prawie prostych linii bez znacznych kolizji z materią gwiazdy. Jednakże, hadrony z tak dużymi energiami nie są oczekiwane w obszarze kolizji wewnątrz układów podwójnych

rozważanych w naszej pracy (patrz Tabela 4.2).

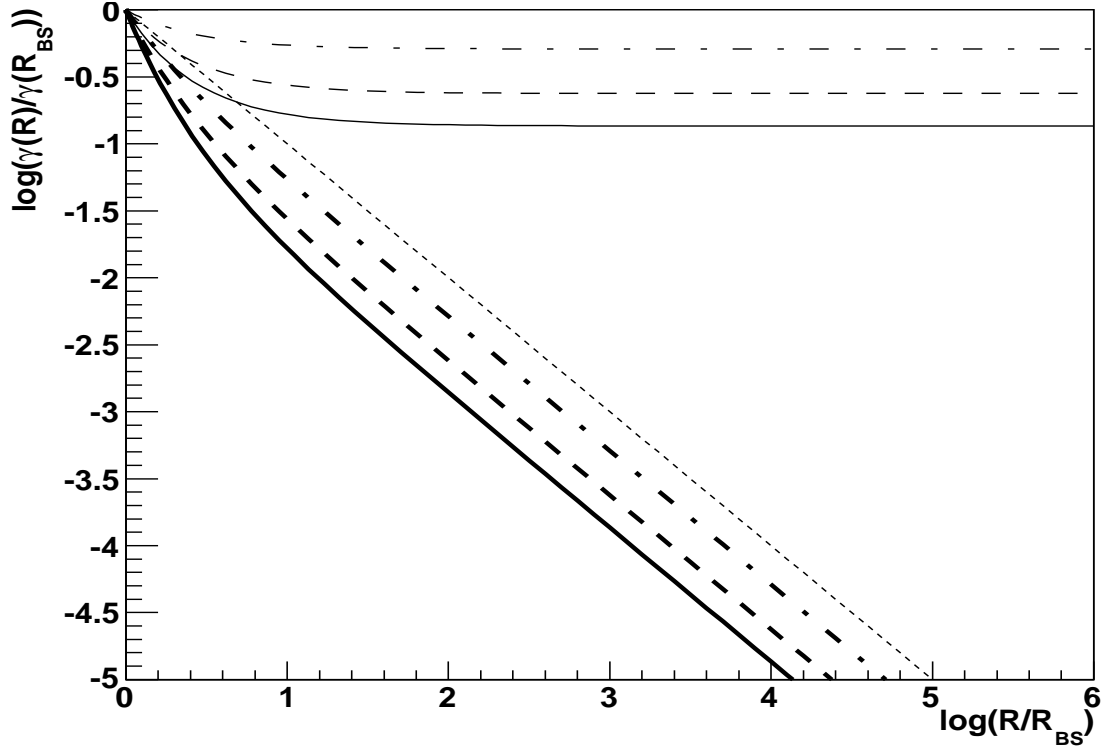
Hadrony uwięzione w wietrze gwiazdowym tracą energię w procesie adiabatycznym. Możemy określić wartość czynnika Lorentza hadronów, w określonej odległości od układu podwójnego, biorąc pod uwagę jednocześnie ich straty energii na rozprężanie adiabatyczne, a także wynikające z kolizji z materią,

$$\gamma_h(R) = \gamma_h(R_{\text{BS}})R_{\text{BS}}k^{\tau_{\text{hp}}}/R, \quad (4.9)$$

gdzie τ_{hp} jest dane przez Równ. 4.8, a $k \approx 0.5$ jest współczynnikiem nieelastyczności w zderzeniach proton-proton. W zależności od parametrów rozważanego scenariusza, albo straty adiabatyczne albo straty zderzeniowe określają czynniki Lorentza hadronów w określonej odległości wiatru od układu podwójnego. Czynniki Lorentza hadronów w pewnej odległości od układu podwójnego, w przypadku tylko zderzeniowych i także zderzeniowych i adiabatycznych strat energii, dla trzech przykładowych gwiazd wewnątrz układu podwójnego, η Car, WR 20a i gwiazdy WR w Cyg X-3, są pokazane na Rys. 4.3. Czynniki Lorentza cząstek z uwzględnieniem strat adiabatycznych i bez nich różnią się znacznie. Wnioskujemy, że adiabatyczne straty energii odgrywają istotną rolę w procesie produkcji wysokoenergetycznego promieniowania w gromadach otwartych.

4.5 Promieniowanie gamma od protonów w obszarze wiatru gwiazdowego

W tym rozdziale liczymy widma promieniowania gamma i neutronów produkowane wewnątrz obszaru wiatru gwiazdowego. Jak wykazano powyżej, pierwotne jądra są całkowicie rozszczepione na poszczególne nukleony (protony i neutrony) w kolizjach z materią i promieniowaniem już wewnątrz układu podwójnego. Przyjeliśmy, że jądra te były przyspieszone z widmem potęgowym. Protony z rozszczepiania jąder są uwięzione przez pole magnetyczne wewnątrz wiatru gwiazdowego. Są one unoszone w wietrze, oddalając się od układu z prędkością wiatru gwiazdowego. Protony produkują wysokoenergetyczne promieniowanie w zderzeniach z materią wiatru gwiazdowego w trakcie przebywania w obszarze wiatru. Promieniowanie gamma jest produkowane izotropowo, ponieważ mechanizm produkcji (zderzenia proton-proton) nie zależy od pola promieniowania masywnej gwiazdy. Z drugiej strony neutrony, odczepione od jąder, poruszają się prostoliniowo przez obszar wiatru gwiazdowego. Rozpadają się one w różnych odległościach od układu podwójnego w zależności od ich czynników Lorentza. Wtórne protony, z rozpadających się neutronów, są także uwięzione w wietrze gwiazdowym. Wszystkie te wtórne protony doświadczają strat energii w wyniku kolizji z materią wia-

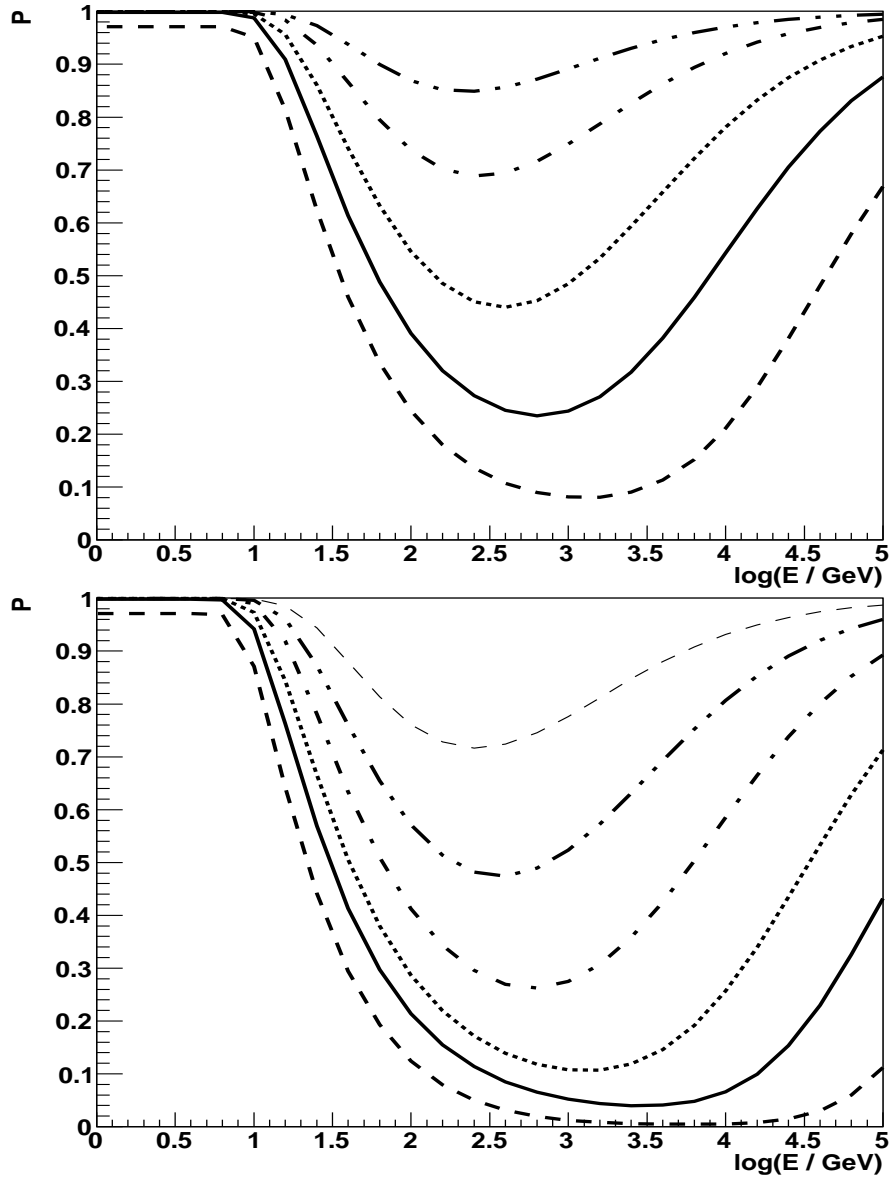


Rysunek 4.3: Zmiana czynnika Lorentza naładowanych hadronów w funkcji odległości od układu podwójnego spowodowana przez tylko zderzeniowe straty energii (cienkie krzywe) i z uwzględnieniem obu, zderzeniowych i adiabatycznych, straty energii (grube krzywe) dla różnych parametrów wiatru produkowanego przez masywne gwiazdy: klasyczne gwiazdy typu WR (kropka-kreska), gwiazdę typu η Carinae (ciągła) i gwiazdę WR w układzie podwójnym WR 20a (kreskowana). Kropkowana linia pokazuje adiabatyczne straty energii hadronów bez ich zderzeniowych strat energii.

tru oraz w procesie adiabatycznym. W celu określenia widm promieniowania gamma, uciekającego z obszaru unoszenia wiatru do obserwatora, musimy także rozważyć możliwą absorpcję tych fotonów gamma w polu promieniowania masywnej gwiazdy. Z tego względu liczymy głębokości optyczne dla fotonów promieniowania gamma. Te efekty absorpcji muszą być wzięte pod uwagę w obliczeniach widm promieniowania gamma produkowanego przez hadrony znajdujące się w pobliżu układu podwójnego gwiazd.

4.5.1 Absorpcja promieniowania gamma blisko masywnej gwiazdy

Znaczna część fotonów gamma produkowanych w zderzeniach hadronowych (jak opisano powyżej) pochodzi z pobliża masywnej gwiazdy. Dlatego oczekuje się, że mogą one być efektywnie absorbowane w promieniowaniu gwiazdowym. Szczegóły procesu absorpcji są określone przez geometrię układu podwójnego (miejsce produkcji fotonów gamma w odniesieniu do lokalizacji gwiazdy) i parametry masywnej gwiazdy. Uwzględniamy absorpcję tych fotonów poprzez policzenie średnich czynników redukcji dla pro-



Rysunek 4.4: Średnie współczynniki redukcji promieniowania gamma, P (patrz Równ. 4.10), w wyniku jego absorpcji w promieniowaniu termicznym masywnej gwiazdy ($\gamma + \gamma \rightarrow e^\pm$), w funkcji energii fotonu gamma. Wyniki są pokazane dla masywnej gwiazdy w WR 20a (górny rysunek) i Eta Carinae (dolny rysunek). Współczynniki redukcji są policzone przyjmując izotropowe wstrzykiwanie fotonów gamma w pewnej odległości od masywnej gwiazdy wyrażonej w promieniach tej gwiazdy równych: $r = 3$ (kreskowana), 10 (ciągła), 30 (kropkowana), 100 (kropka-kreska), 300 (kropka-kropka-kreska) i 10^3 (cienka kreskowana).

mieniowania gamma, tj. przez określenie prawdopodobieństwa ich ucieczki uśrednionego po całym zakresie możliwych kątów propagacji w odniesieniu do kierunku na gwiazdę. Współczynniki redukcji promieniowania gamma wstrzykiwanego izotropowo w odległości R od masywnej gwiazdy określamy z,

$$P = 0.5 \int_{-1}^1 e^{-\tau_{\gamma\gamma}(R,\mu)} d\mu, \quad (4.10)$$

gdzie $\tau_{\gamma\gamma}(R, \mu)$ jest głębokością optyczną dla fotonu gamma wstrzykniętego w odległości R i pod kątem θ w odniesieniu do kierunku zdefiniowanego przez miejsce wstrzyknięcia i środek gwiazdy (patrz np. [41, 62, 74, 182]), $\mu = \cos \theta$. Policzone głębokości optyczne dla konkretnej gwiazdy mogą być łatwo przeskalowane dla gwiazd z innymi parametrami, stosując prostą regułę daną przez Równ. 2 w [51]. Proces absorpcji dotyczy głównie fotonów gamma o energiach powyżej, $E_{\gamma}^{\min} = 2m_e^2 c^4 / 3k_B T \sim 20/T_5$ GeV. Liczymy głębokości optyczne dla fotonów gamma w funkcji ich energii i odległości od masywnej gwiazdy, wykorzystując metody numeryczne omówione w [41]. Jak wspomnieliśmy powyżej, dokładne wartości głębokości optycznych zależą od kąta propagacji fotonów gamma w odniesieniu do kierunku na gwiazdę. Dlatego współczynniki redukcji strumieni fotonów gamma zostały uśrednione po kątach wstrzyknięcia, przyjmując izotropową produkcję fotonów gamma w źródle punktowym w pewnej odległości od gwiazdy. Wyniki przykładowych obliczeń są przedstawione na Rys. 4.4 dla masywnych gwiazd z WR 20a i Eta Carinae. Obliczenia wskazują, że fotony gamma o energiach powyżej kilkudziesięciu GeV zaczynają być wydajnie absorbowane nawet jeśli są produkowane w relatywnie dużych odległościach od układu podwójnego.

4.5.2 Wkład od protonów bezpośrednio odczepionych od jąder

Rozważamy produkcję promieniowania produkowanego przez protony z jąder przyspieszanych wewnątrz układu podwójnego. Te protony są unoszone na zewnątrz układu podwójnego z prędkością wiatru gwiazdowego. Ilość hadronów, które oddziałują podczas procesu adwekcji z wiatrem gwiazdowym, w zakresie odległości od układu podwójnego pomiędzy R_{BS} (rozważanym jako miejsce wstrzyknięcia) i R , jest określona przez czynnik $[1 - \exp(-\tau_{pp})]$, gdzie $\tau_{pp} = A(1/R_{BS} - 1/R)$ (patrz Równ. 4.8), a $A = \dot{M}c\sigma_{pp}/(4\pi v_w^2) \approx 2.9 \times 10^{12} \dot{M}_{-5}/v_3^2$ cm. Widmo hadronów, które oddziałują w odległości R od układu podwójnego, jest

$$N_h = \frac{dN_h(\gamma_h, R)}{d\gamma_h dR dt} = \dot{N}_h J \frac{A}{R^2} e^{A(1/R - 1/R_{BS})}, \quad (4.11)$$

gdzie $\dot{N}_h = dN(\gamma_h)/d\gamma_h dt$ jest tempem wstrzykiwania hadronów z czynnikami Lorentza γ_h z układu podwójnego, $J = d\gamma_h(R_{BS})/d\gamma_h(R) = R/(R_{BS}K^{\tau_{hp}})$ jest Jakobianem transformacji energii hadronu (patrz Równ. 4.9).

W celu policzenia widm fotonów gamma i neutrin, produkowanych przez protony, musimy wyciąkać powyższe tempo wstrzykiwania protonów w odległości R (Równ. 4.11) po całych rozmiarach obszaru rozszerzającego się wiatru i po widmie protonów (danym przez Równ. 4.11),

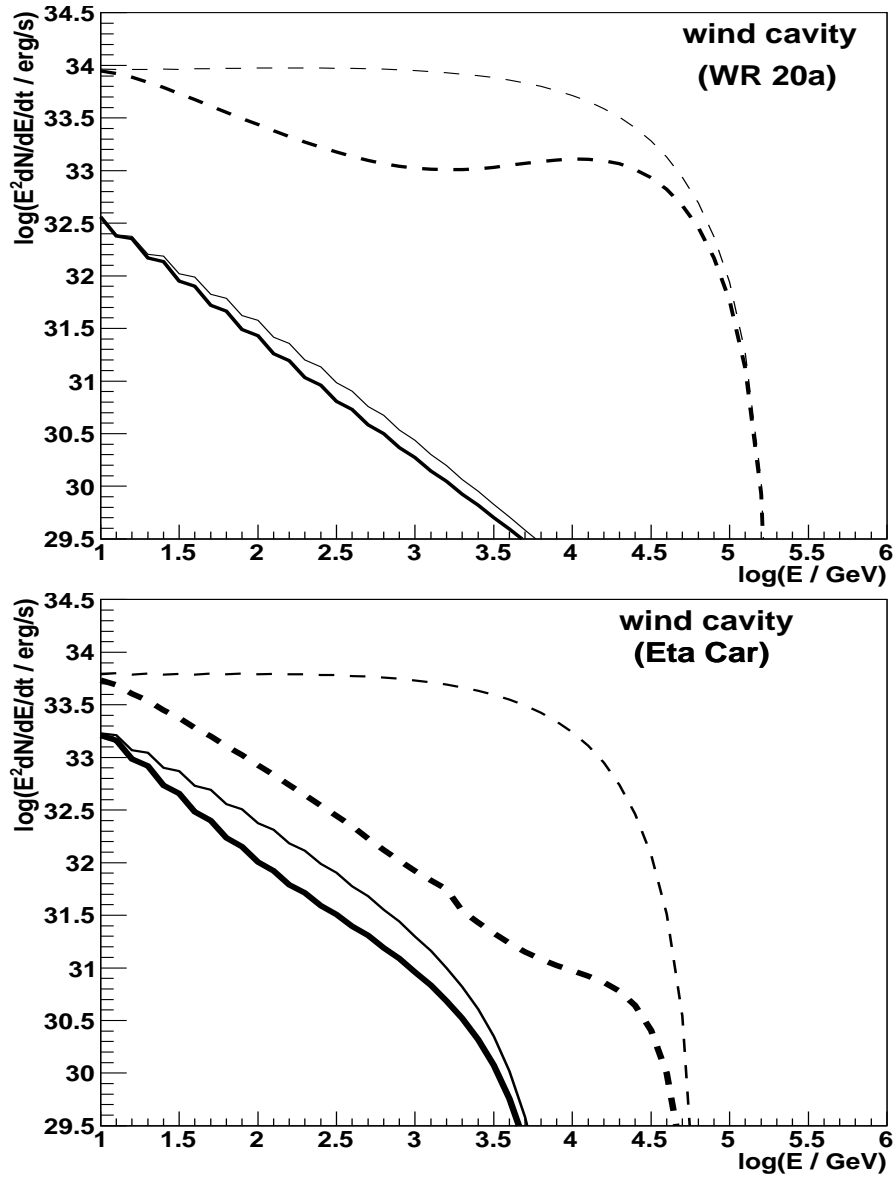
$$\frac{dN_{\gamma,\nu}}{dE_{\gamma,\nu}dt} = \int_{R_{BS}}^{R_c} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} N_h \frac{dN_{\gamma,\nu}(\gamma_h)}{dE_{\gamma,\nu}} P d\gamma_h dR \quad (4.12)$$

Widma fotonów gamma i neutrin są policzone stosując model łamania skalowania dla oddziaływań hadronowych opracowany przez [177]. Opisuje on dobrze proces produkcji fotonów i neutrin w oddziaływaniach hadronów w rozważanym tutaj zakresie energii. Rozkład protonów wewnątrz wiatru, N_h , jest dany przez Równ. 4.11. Widma są policzone dla zakresu energii hadronów $\gamma_{\min} = 10$ i γ_{\max} , gdzie ich maksymalna energia jest podana w Tabeli 4.2. E_γ i E_ν są odpowiednio energiami fotonów gamma i neutrin. Przykładowe widma fotonów gamma, policzone dla dwóch układów podwójnych (WR 20a i Eta Carinae), są pokazane na Rys. 4.5. Na rysunku tym pokazujemy widma fotonów gamma z uwzględnieniem procesu ich absorpcji w polu promieniowania masywnej gwiazdy (grube krzywe) i bez tych efektów (cienkie krzywe). Jak oczekiwano, absorpcja fotonów gamma jest bardzo silna, ponieważ te fotony są produkowane relatywnie blisko masywnej gwiazdy.

4.5.3 Wkład od protonów z rozpadających się neutronów

Neutrony, odczepione od jąder wewnątrz układu podwójnego, propagują się wzdłuż linii prostych i stopniowo rozpadają na protony w gęstym ośrodku otaczającym układ podwójny. Zależnie od czynników Lorentza neutronów, wtórne protony pojawiają się wewnątrz wiatru lub na zewnątrz obszaru wiatru, tj. wewnątrz gromady otwartej. W tym podrozdziale określamy widma protonów z rozpadających się neutronów wewnątrz obszaru wiatru. Te widma są użyte do obliczenia widm fotonów gamma i neutrin produkowanych wewnątrz obszaru wiatru gwiazdowego.

Głębokość optyczna dla neutronów, które poruszają się wzdłuż linii prostych poprzez obszar wiatru, na oddziaływanie z materią wiatru jest równa $\tau_{np} = \int_{R_{BS}}^{R_{cav}} \sigma_{pp} n_w dR$, gdzie n_w jest określone przez Równ. 4.1, a R_{cav} jest określone przez Równ. 4.2. Ta głębokość optyczna jest o czynnik c/v_w mniejsza niż głębokość optyczna dla protonów dana w Tabeli 4.2. Z tego względu, neutrony poruszające się wzdłuż linii prostych przez



Rysunek 4.5: Widma fotonów gamma produkowane przez protony z bezpośrednich rozszczepień jąder, które oddziałują z materią wewnątrz obszaru wiatru gwiazdowego (krzywe kreskowane) i z protonów wtórnych, pojawiających się w wietrze gwiazdowym w wyniku rozpadu neutronów (krzywe ciągłe). Rozważane są dwa przykładowe układy podwójne: WR 20a (górny rysunek) i Eta Carinae (dolny rysunek). Grube krzywe pokazują widma fotonów gamma z uwzględnionymi efektami absorpcji w polu promieniowania masywnej gwiazdy, a cienkie krzywe pokazują widma bez jakichkolwiek efektów absorpcji fotonów gamma. Widma te były policzone przyjmując, że widma pierwotnych jąder zostały unormowane do mocy wiatru gwiazdowego (patrz Tabela 4.2) z współczynnikiem normalizacji $\eta = 10^{-2}$.

obszar wiatru praktycznie nie oddziałują z materią dla rozważanego zakresu parametrów charakteryzujących układ podwójny. Tempo rozpadu neutronów w odległości R' od układu podwójnego (równe tempu powstawania protonów z ich rozpadu) jest dane przez,

$$\frac{dN_p(\gamma_p, R')}{d\gamma_p dR' dt} = \frac{\dot{N}_n}{c\gamma_n \tau_n} e^{-R'/(c\gamma_n \tau_n)}, \quad (4.13)$$

gdzie $\dot{N}_n = dN/d\gamma_n dt$ jest tempem wstrzykiwania neutronów z układu podwójnego (równe tempu przyspieszania jąder), $\tau_n = 900$ s jest czasem rozpadu neutronów, a czynniki Lorentza wtórnych protonów (γ_p) są przyjęte jako równe czynnikom Lorentza neutronów (γ_n). Protony, z rozpadających się neutronów, są uwięzione w polu magnetycznym wiatru gwiazdowego. Z tego względu, doświadczają one adiabatycznych i zderzeniowych strat energii, podobnie jak poprzednio rozważane protony z rozszczepień pierwotnych jąder. Tempo kolizji protonów w odległości $R > R'$ od układu podwójnego jest dane wyrażeniem podobnym do danego przez Równ. 4.11,

$$\frac{dN_p(\gamma_p, R', R)}{d\gamma_p dR' dR dt} = \frac{dN_p}{d\gamma_p dR' dt} \frac{A}{R^2} J e^{A(1/R' - 1/R)}, \quad (4.14)$$

gdzie $J = d\gamma_p(R')/d\gamma_p(R) = R/(R'k^{\tau_{pp}})$, a $\tau_{pp} \approx 2.9 \times 10^{12} (\dot{M}_{-5}/v_3^2)(1/R' - 1/R) = A(1/R' - 1/R)$.

Widma fotonów gamma i neutrin produkowane w wyniku oddziaływań hadronowych tych wtórnych protonów w obszarze wiatru gwiazdowego, mogą być policzone poprzez wycalkowanie powyższego wyrażenia po widmie protonów uciekających z układu podwójnego, ich miejscu powstania w obłoku mierzonego od układu podwójnego, R' , i ich odległości oddziaływania R ,

$$\frac{dN_{\gamma,\nu}}{dE_{\gamma,\nu} dt} = \int_{R_{BS}}^{R_c} dR \int_R^{R_c} dR' \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma_p \frac{dN_p}{d\gamma_p dR dR' dt} \frac{dN_{\gamma,\nu}(\gamma_p(R))}{dE_{\gamma,\nu}}, \quad (4.15)$$

gdzie $dN_p/dR dR' d\gamma_p dt$ jest dane przez Równ. 4.14, a widma fotonów gamma i neutrin są policzone zgodnie z opisem pod Równ. 4.12.

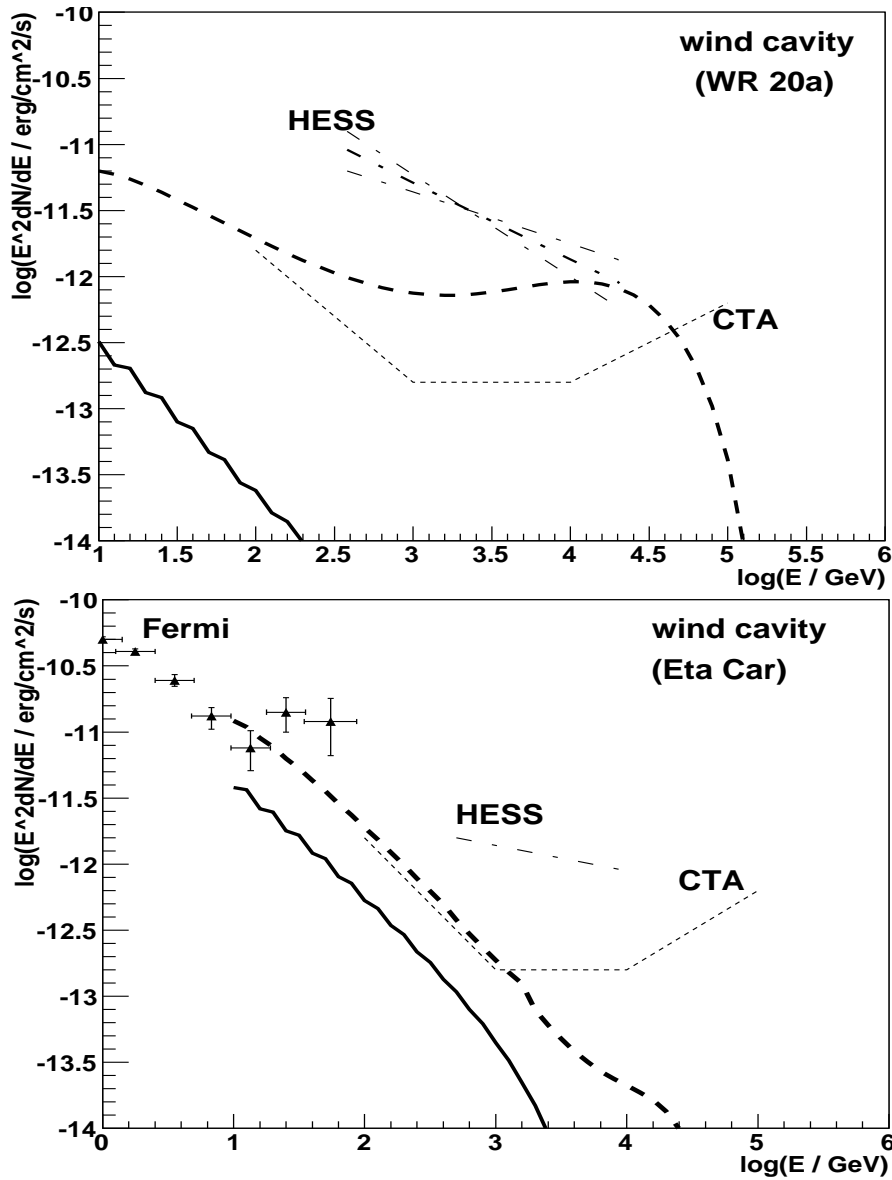
Policzyliśmy numerycznie widma fotonów gamma, produkowanych przez protony z neutronów rozpadających się wewnątrz obszaru wiatru, dla parametrów dwóch rozważanych układów podwójnych (patrz grube krzywe Rys. 4.5). Te widma są na wyraźnie niższym poziomie niż widma fotonów gamma produkowane przez protony bezpośrednio odczepione z jąder. Wynika to z faktu, że protony (z rozpadających się neutronów)

pojawiają się głównie w relatywnie dużych odległościach od układu podwójnego, gdzie gęstość wiatru gwiazdowego jest już niska. Z drugiej strony, widma fotonów gamma z rozpadu neutronów wykazują także znacznie mniejsze efekty absorpcji w promieniowaniu gwiazdowym ze względu na produkcję w dużych odległościach od masywnej gwiazdy.

4.5.4 Konfrontacja z obserwacjami układów podwójnych

Widma fotonów gamma, produkowane w obszarze wiatru przez dwie rozważane powyżej populacje protonów, są porównane z dostępnymi obserwacjami dwóch rozważanych układów podwójnych w zakresie energii GeV-TeV i z czułością planowanego obserwatorium CTA. Jak wspomniano we wstępie tego rozdziału, TeV-owe źródło promieniowania gamma jest obserwowane z kierunku gromady otwartej Westerlund 2, która zawiera masywny układ podwójny WR 20a [27, 12]. Widmo promieniowania gamma ze źródła obserwowanego w kierunku tej gromady otwartej ma wykładnik widmowy 2,58 w zakresie energii $\sim 1-10$ TeV. Natura tego źródła nie jest obecnie znana. Przypuszcza się, że ta emisja może być powiązana z układem podwójnym WR 20a, mgławicą pulsarową wokół PSR J1022-5746, lub z gęstymi, molekularnymi obłokami materii obecnymi w gromadzie otwartej. Porównujemy widmo promieniowania gamma oczekiwane w naszym modelu z obszaru wiatru wokół układu podwójnego WR 20a z wynikami obserwacji wspomnianymi powyżej. Wyniki porównania są przedstawione na Rys. 4.6. Aby przewidywania modelowe były zgodne z obserwacjami gromady w zakresie energii TeV, wydajność konwersji energii z wiatru gwiazdowego do relatywistycznych jąder powinna być około $\sim 5 \times 10^{-3}$. Nasze obliczenia wskazują, że promieniowanie gamma, produkowane w obszarze wiatru, może być głównie odpowiedzialne za część emisji przy najwyższych zaobserwowanych energiach, tj. w pobliżu ~ 10 TeV. Jak pokazaliśmy powyżej, niżej energetyczna część widma promieniowania gamma z Westerlund 2 może być natomiast produkowana przez protony, które uciekają z obszaru wiatru w gęste obszary gromady otwartej. Może ona także pochodzić z innych typów źródeł obecnych w Westerlund 2 (np. wkład od innych masywnych układów podwójnych lub mgławic pulsarowych).

Porównaliśmy także wyniki naszych obliczeń z wynikami obserwacji w zakresie wysokich energii w kierunku układu podwójnego Eta Carinae i otaczającego go gęstego kompleksu obłoków materii Carina. Źródło promieniowania gamma w tym kierunku zostało niedawno zaobserwowane w zakresie energii GeV przez teleskopy AGILE [167] i Fermi-LAT [3]. Widmo promieniowania gamma z tego źródła pokazuje dwa wyraźne składniki, pierwszy, jest stromy i rozciąga się do kilku GeV i drugi, jest płaski i rozciąga się od kilku GeV do ~ 100 GeV [175]. Składnik bardziej energetyczny wykazuje



Rysunek 4.6: Widma fotonów gamma produkowane przez protony z rozszczepień jąder (krzywa kreskowana), i przez protony z rozpadających się neutronów które także pochodzą z rozszczepień jąder (ciągła krzywa). Protony oddziałują z materią wewnątrz obszaru wiatru gwiazdowego określoną dla przypadku dwóch układów podwójnych WR 20a (górny rysunek) i Eta Carinae (dolny rysunek). Efekty absorpcji fotonów gamma w promieniowaniu gwiazdowym są uwzględnione. Widmo fotonów gamma zaobserwowane przez teleskopy HESS z kierunku układu podwójnego WR 20a jest przedstawione linią kropka-kreska [12]. W przypadku układu podwójnego Eta Carinae, widmo obserwowane przez teleskop Fermi-LAT jest zaznaczone trójkątami [3], a górne ograniczenia na strumień emisji w zakresie energii TeV gamma (z obserwatorium HESS [14]) są pokazane cienką linią kropka-kreska. Widma fotonów gamma są policzone dla widm pierwotnych jąder po ich unormowaniu do mocy wiatru gwiazdowego (patrz Tabela 4.2). W przypadku WR 20a współczynnik normalizacji wynosi $\eta = 5 \times 10^{-3}$, aby pozostać w zgodzie z górnymi ocenami strumienia fotonów gamma w zakresie TeV, obserwowanego przez obserwatorium HESS z gromady otwartej Westerlund 2 (patrz cienka linia kropka-kreska). W przypadku Eta Carinae współczynnik normalizacji wynosi $\eta = 10^{-2}$, aby być w zgodzie z obserwacjami w zakresie niższych energii wykonanych za pomocą teleskopu Fermi-LAT. Łamana cienka kropkowana linia pokazuje poziom czułości obserwatorium CTA [56].

zmiennosc zsynchronizowaną z okresem obrotu układu podwójnego [81, 146]. Spodziewamy się, że ten składnik jest produkowany wewnątrz układu podwójnego. Z drugiej strony, składnik w zakresie niższych energii wydaje się być dość stabilny. Porównujemy widmo promieniowania gamma oczekiwane w ramach naszego modelu z obszaru wiatru wokół układu podwójnego z obserwacjami wspomnianymi powyżej (Rys. 4.6). Widmo to jest unormowane do wyników obserwacji w zakresie kilku GeV. Ponieważ emisja promieniowania gamma z obszaru wiatru jest silnie absorbowana w gwiazdowym polu promieniowania niskich energii, widmo fotonów gamma w naszym modelu w zakresie energii TeV-owych jest strome (wykładnik widmowy bliski -4, patrz Rys. 4.6). Ta emisja jest wyraźnie poniżej obecnego górnego ograniczenia na poziom emisji w zakresie energii TeV przedstawionego przez współpracę HESS [14]. Ze względu na przewidywane bardzo strome widmo tego składnika emisyjnego, jest ono wyraźnie poniżej czułości planowanego obserwatorium CTA (patrz Rys. 4.6).

4.6 Emisja fotonów gamma od protonów w obszarze gromady otwartej

W tym rozdziale liczymy widma fotonów gamma (i neutrin) produkowane przez protony, które pochodzą z rozpadu neutronów wewnątrz obszaru wiatru, ale są unoszone z wiatrem do otaczającej układ podwójny gromady otwartej. Liczymy także emisję promieniowania gamma od relatywistycznych protonów, które pochodzą z rozpadu neutronów o najwyższych energiach, rozpadających się na zewnątrz obszaru wiatru, tj. w obszarze gromady otwartej. Przyjmujemy następujące podstawowe parametry gromady otwartej: gęstość materii 10 cm^{-3} , pole magnetyczne 10^{-4} G , promień gromady 20 pc. Pokazujemy poniżej, przy jakim warunku te parametry determinują ucieczkę protonów z gromady otwartej i w konsekwencji także tempo produkcji fotonów gamma oraz kształt ich widma energetycznego powstałego w zderzeniach relatywistycznych protonów z materią gromady otwartej.

4.6.1 Emisja od protonów transportowanych poza obszar wiatru

Cześć protonów, które są unoszone wraz z wiatrem gwiazdowym, może dotrzeć do granicy obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy. Mogą one być wstrzyknięte w relatywnie gęstą materię gromady otwartej otaczającą układ podwójny. Jednakże, tylko protony z rozpadających się neutronów mogą mieć nadal dostatecznie wysokie ener-

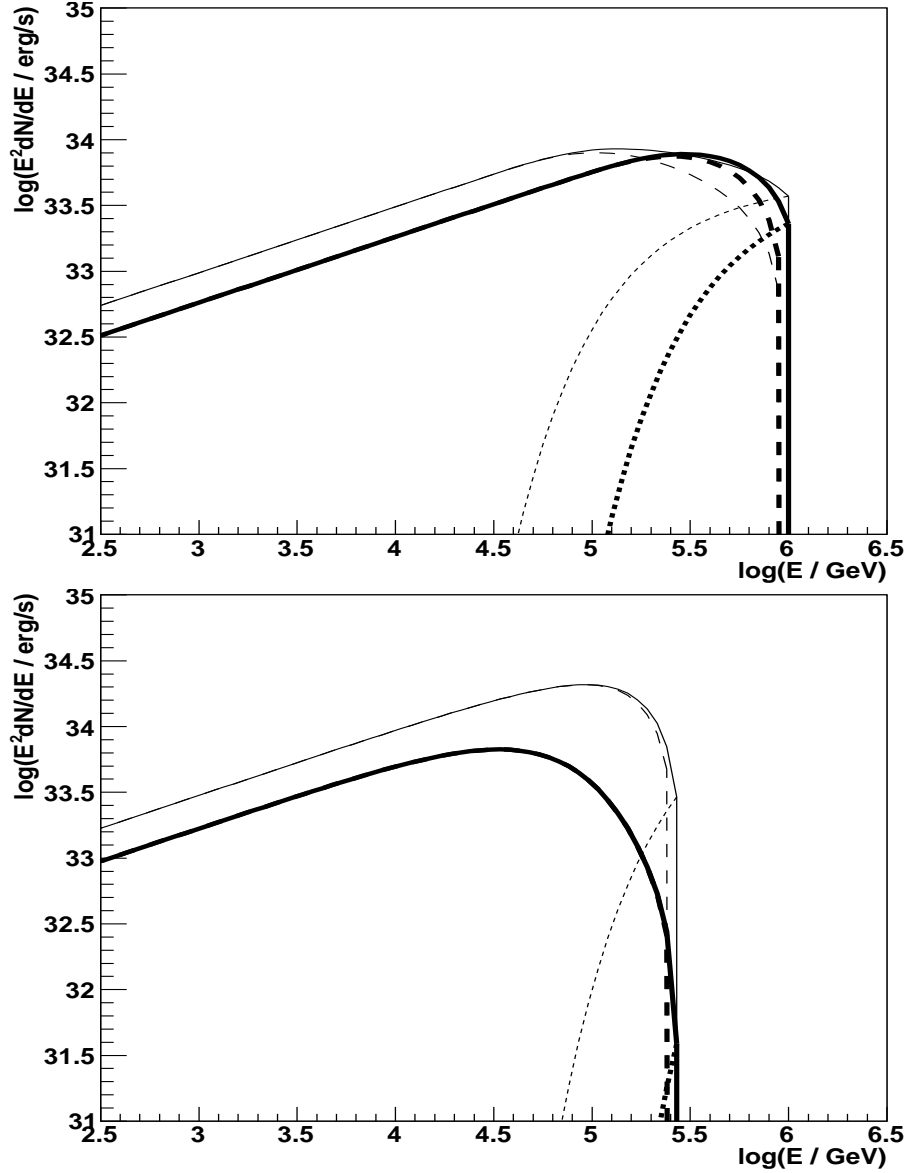
gie, pozwalające im produkować fotony gamma i neutrina o energiach z zakresu TeV. Protony, bezpośrednio odczepione od jąder, pojawiają się blisko układu podwójnego i z tego względu doświadczają olbrzymich strat energii w wyniku rozprężania adiabatycznego wiatru gwiazdowego. Widmo protonów wstrzykniętych w obszar gromady otwartej z obszaru wiatru (promień obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy wynosi R_{cav}) może być określone z,

$$\frac{dN_p(\gamma_p)}{d\gamma_p dt} = \int_{R_{\text{BS}}}^{R_{\text{cav}}} \frac{dN_p}{d\gamma_p dR' dt} J dR', \quad (4.16)$$

gdzie $dN_p/d\gamma_p dR' dt$ jest dane przez Równ. 4.13, a Jakobian wynosi $J = d\gamma_p(R')/d\gamma_p(R_{\text{cav}})$.

Obliczamy widma protonów unoszonych do gromady otwartej z obszaru wiatrów gwiazdowych dla dwóch rozważanych układów podwójnych (WR 20a i Eta Carinae). Wyniki obliczeń przedstawiamy dla dwóch różnych wartości gęstości materii wewnątrz gromady otwartej (ze względu na małą znajomość ich rzeczywistej wartości). Od tych gęstości zależy zewnętrzny promień obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy. Wyniki obliczeń numerycznych są przedstawione na Rys. 4.7 (patrz krzywe kreskowane). Jak należało oczekiwać, dla gęstszej materii wewnątrz gromady otwartej (odpowiadającej mniejszemu promieniowi obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy), widma mają większe natężenia, a maksimum w rozkładzie energetycznym widm jest przesunięte do niższych energii. Te efekty są spowodowane mniejszymi adiabatycznymi stratami energii w przypadku obszarów wiatrów o mniejszych rozmiarach.

W celu policzenia widm fotonów gamma i neutrin produkowanych przez protony w gromadzie otwartej, musimy określić ich czas uwięzienia wewnątrz gromady otwartej i porównać go z charakterystycznym czasem strat energii przez protony na oddziaływania hadronowe z materią gromady. Przyjmujemy, że protony dyfundują w turbulentnym ośrodku gromady otwartej z tempem określonym przez współczynnik dyfuzji Bohma, $D_B = R_L c / 3 \approx 3 \times 10^{26} \gamma_6 / B_{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, gdzie pole magnetyczne wewnątrz gromady otwartej jest $B_{\text{oc}} = 10^{-4} B_{-4} \text{ G}$. Wówczas, średni czas dyfuzji protonów wewnątrz gromady otwartej, o charakterystycznym promieniu $R_{\text{oc}} = 20 R_{20} \text{ pc}$, jest oszacowany z, $\tau_{\text{dif}} = R_{\text{oc}}^2 / 2 D_B \approx 7 \times 10^{12} R_{20}^2 B_{-4} / \gamma_6 \text{ s}$. Z drugiej strony, charakterystyczny czas strat energii protonów, w wyniku kolizji z materią, jest dany przez, $\tau_{pp} = (c \sigma_{pp} n_{\text{oc}})^{-1} \approx 10^{14} / n_{10} \text{ s}$, gdzie gęstość otaczającej materii jest $n_{\text{oc}} = 10 n_{10} \text{ cm}^{-3}$. Proces oddziaływania tych protonów wewnątrz gromady otwartej zależy od czasu życia masywnego układu podwójnego i charakterystycznego czasu dyfuzji protonów z gromady otwartej. Porównując czas dyfuzji protonów z ich kolizyjnym czasem strat



Rysunek 4.7: Różniczkowe widmo protonów przemnożone przez ich energię w kwadracie (widmowy rozkład energii - SED) z rozpadu neutronów wewnątrz obszaru wiatru gwiazdowego wokół układu podwójnego gwiazd, które wraz z wiatrem są transportowane do obszaru gromady otwartej (linia kreskowana). SED protonów z rozpadu neutronów na zewnątrz obszaru wiatru, ale wewnątrz gromady otwartej (krzywa kropkowana). Całkowite widma protonów wewnątrz gromady otwartej są pokazane krzywą ciągłą. Neutrony są odczepiane od jąder w zderzeniach z materią wiatru gwiazdowego w przypadku WR 20a (rysunek górny) i Eta Carinae (rysunek dolny). Gęstość materii w gromadzie otwartej określa zewnętrzny promień obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy (patrz Równ. 4.2) dla gęstości materii w gromadzie równej $n_{oc} = 10 \text{ cm}^{-3}$ (grube krzywe) i $n_{oc} = 100 \text{ cm}^{-3}$ (cienkie). Moc w relatywistycznych jądrach wstrzykniętych do układu gwiazdowego stanowi 1% mocy wiatru gwiazdowego (patrz Tabela 4.2).

energii, szacujemy krytyczną energię relatywistycznych protonów,

$$\gamma_p < \gamma_p^{\text{int}} = 7 \times 10^4 R_{20}^2 B_{-4} n_{10}, \quad (4.17)$$

poniżej której oddziałują one wydajnie wewnątrz gromady otwartej, tj. tracą znaczącą część swojej energii na produkcję promieniowania. Przyjmujemy, że protony z takimi energiami osiągają stan stabilnej równowagi, w którym tempo wstrzykiwania protonów jest równe tempu oddziaływania protonów. Obliczamy widma fotonów gamma i neutrin produkowanych przez protony z widmami pokazanymi na Rys. 4.7, ale w zakresie energii spełniających warunek dany przez Równ. 4.17.

Wiatry od masywnych gwiazd w układzie podwójnym nie powinny znacznie zmienić rozkładu materii w gromadzie otwartej, ponieważ masa usunięta przez wiatr gwiazdowy z otoczenia układu gwiazdowego wynosi, $M_{\text{sur}} = 4R_c^3 n_{\text{oc}}/3 \approx 90(\dot{M}_{-5} v_3 n_{10}/T_4)^{1/2} M_{\odot}$. Jest to jedynie mała część całkowitej masy gromady otwartej, zwykle znajdującej się w zakresie $10^3 M_{\odot}$ do kilku $10^4 M_{\odot}$.

Liczmy widma fotonów gamma i neutrin, produkowane przez protony transportowane z wiatru gwiazdowego do obszaru gromady otwartej, poprzez wycałkowanie następującej formuły,

$$\frac{dN_{\gamma,\nu}}{dE_{\gamma,\nu} dt} = \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_p^{\text{int}}} \frac{dN_p(\gamma_p)}{d\gamma_p dt} \frac{dN_{\gamma,\nu}(\gamma_h)}{dE_{\gamma,\nu}} d\gamma_p \quad (4.18)$$

gdzie $dN_p(\gamma_p)/d\gamma_p dt$ jest dane przez Równ. 4.16, a $dN_{\gamma,\nu}(\gamma_h)/dE_{\gamma,\nu}$ jest widmem neutrin produkowanych przez monoenergetyczne protony w kolizji z materią gromady otwartej.

4.6.2 Emisja od protonów z rozpadu neutronów poza obszarem wiatru

Najbardziej energetyczne neutrony, odczepione od jąder wewnątrz układu podwójnego, mogą się rozpaść bezpośrednio na zewnątrz obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy, ponieważ ich charakterystyczna droga propagacji $L_n = \gamma_n \tau_n c$ zaczyna być porównywalna z promieniem obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy. Widmo protonów z rozpadu tych neutronów jest dane przez,

$$\frac{dN_{p,\text{cl}}(\gamma_p)}{d\gamma_p dt} = \frac{dN_{n,\text{cl}}(\gamma_n)}{d\gamma_n dt} = \dot{N}_n e^{\frac{-R_{\text{cav}}}{(\gamma_n \tau_n c)}}, \quad (4.19)$$

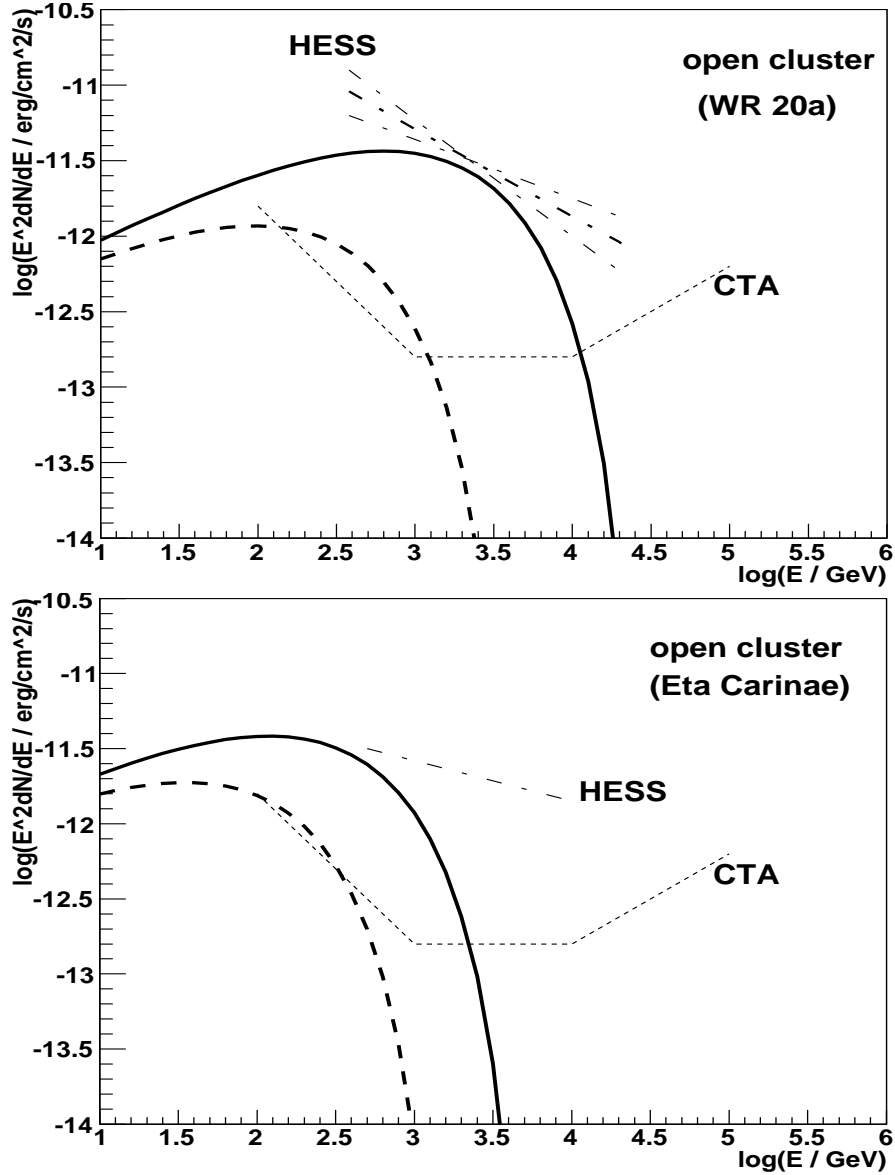
gdzie $\dot{N}_n = dN(\gamma_n)/d\gamma_n dt$ jest widmem neutronów odczepionych od jąder, R_{cav} jest promieniem obszaru zdominowanego przez wiatr (patrz Równ. 4.2). Widmo neutronów

ma dokładnie taki sam kształt jak widmo przyspieszonych jąder, tj. jest typu potęgowego z wykładnikiem widmowym równym 2. Przyjmujemy, że czynniki Lorentza neutronów są równe czynnikom Lorentza pierwotnych jąder. Widma protonów, z neutronów rozpadających się wewnątrz gromady otwartej (tj. na zewnątrz obszaru wiatru), są pokazane dla obu rozważanych układów podwójnych na Rys. 4.7 (krzywe kropkowane). Relatywny wkład protonów z rozpadu tych neutronów do całkowitego widma cząstek, w odniesieniu do protonów unoszonych z wiatru, zależy od parametrów definiujących scenariusz przyspieszania, wiatru gwiazdy towarzyszącej oraz parametrów gromady otwartej. Największy wkład jest spodziewany w przypadku układów podwójnych zawierających masywne gwiazdy z silnymi powierzchniowymi polami magnetycznymi (duże czynniki Lorentza jąder) i relatywnie słabymi wiatrami gwiazdowymi (mniejszy promień obszaru zdominowanego przez wiatr). Z tego względu, więcej neutronów powinno się rozpadać bezpośrednio wewnątrz gromady otwartej (na zewnątrz obszaru wiatru) w przypadku gwiazd typu WR, niż w przypadku najmasywniejszych gwiazd typu Eta Carinae, które charakteryzują się bardzo dużym tempem straty masy, ale słabszym powierzchniowym polem magnetycznym. Widma fotonów gamma i neutronów, produkowane przez te protony, są policzone przez wycałkowanie Równ. 4.18.

4.6.3 Konfrontacja z obserwacjami gromad otwartych

Policzyliśmy widma fotonów gamma produkowane przez protony w zderzeniach hadronowych z materią gromady otwartej. Wyniki obliczeń porównamy teraz z dostępnymi obserwacjami dwóch gromad otwartych zawierających układ podwójny gwiazd WR 20a i Eta Carinae. Obliczenia widm fotonów gamma są przeprowadzone dla tych samych parametrów modelu przyspieszania jąder, jak rozważano poprzednio w przypadku produkcji fotonów gamma w obszarze wiatrów gwiazdowych tych dwóch układów podwójnych. Wyniki są przedstawione dla dwóch różnych wartości parametru, $R_{20}^2 B_{-4} n_{10}$, określającego warunki propagacji i oddziaływania protonów wewnątrz gromady otwartej.

W przypadku gromady otwartej zawierającej układ podwójny WR 20a (Westerlund 2), widmo fotonów gamma jest zgodne z obserwacjami tej gromady otwartej przez współpracę HESS [12] przyjmując, że parametr $R_{20}^2 B_{-4} n_{10} \leq 1.5$ (patrz Rys. 4.8). Zauważmy, że fotony gamma produkowane w obszarze gromady otwartej dają głównie wkład do widma obserwowanego w zakresie energii około ~ 1 TeV. Emisja promieniowania gamma z obszaru wiatru gwiazdowego była natomiast oczekiwana w innym zakresie energii, tj. zdecydowanie poniżej TeV. Poziom emisji gamma oczekiwany w ramach naszego modelu z gromady otwartej Westerlund 2 jest w zakresie czułości przyszłego obserwatorium CTA zakładając, że parametr określający poziom emisji gamma



Rysunek 4.8: Widma fotonów gamma produkowane przez protony (z rozpadających się neutronów) w gęstej materii gromad otwartych wokół gwiazd WR 20a i Eta Carinae. Ucieczka protonów z gromady otwartej następuje w wyniku procesu dyfuzji. Przyjmujemy model dyfuzji Bohma i wartość parametru opisującego efektywność strat energii przez protony równą $R_{20}^2 B_{-4} n_{10} = 1.5$ (ciągła krzywa) i 0.15 (kreskowana) dla układu WR 20a, i odpowiednio 0.2 (ciągła) i 0.04 (kreskowana) dla układu Eta Carinae. Widmo fotonów gamma zaobserwowane przez współpracę HESS z kierunku gromady otwartej wokół WR 20a jest zaznaczone cienką linią kropka-kreska. Górne ograniczenie na widmo fotonów gamma z kierunku gromady wokół Eta Carinae jest także zaznaczone linią kropka-kreska. Czulość planowanego CTA jest zaznaczona cienką kreskowaną linią. Wydajność przyspieszania jąder jest równa $\eta = 5 \times 10^{-3}$ dla WR 20a i 10^{-2} dla Eta Carinae.

jest $R_{20}^2 B_{-4} n_{10} \geq 0.15$.

Porównaliśmy także przewidywania naszego modelu z obserwacjami kompleksu obłoków molekularnych Carina, zawierającego układ podwójny Eta Carinae. Współpraca HESS określiła górną granicę na strumień fotonów gamma z rozciągniętego źródła z kierunku tej gromady [14]. Jest on o czynnik około pięć razy wyższy niż górna granica na emisję gamma ze źródła punktowego z kierunku Eta Carinae. Porównaliśmy policzone widma gamma z górnymi ograniczeniami na emisję w zakresie TeV przedstawionymi przez współpracę HESS (Rys. 4.8). Nasze obliczenia emisji gamma są zgodne z tymi górnymi ograniczeniami zakładając, że wartość parametru $R_{20}^2 B_{-4} n_{10} \leq 0.2$. Promieniowanie gamma produkowane w ramach naszego modelu powinno mieć istotny wkład tylko w zakresie energii poniżej TeV. Wniosujemy, że poziom emisji gamma, produkowany przez relatywistyczne protony w kompleksie molekularnym Carina, powinien być w zasięgu czułości obserwatorium CTA zakładając, że gromada otwarta jest scharakteryzowana parametrem $R_{20}^2 B_{-4} n_{10} \geq 0.04$. Jednakże, wkład do widma gamma z tego źródła jest przewidywany tylko przy relatywnie niskich energiach w dolnym zakresie czułości CTA, tj. przy ~ 100 GeV.

4.7 Neutrino z otoczenia układu podwójnego

Detekcja neutrin, produkowanych w oddziaływaniach pomiędzy relatywistycznymi protonami i materią wiatru gwiazdowego i/lub gromady otwartej, może zapewniać dodatkowe konstrukcje na wysokoenergetyczne procesy w rozważanym powyżej modelu zjawisk wysokich energii w gromadach otwartych. Z tego względu liczymy także widma neutrin z oddziaływania hadronów z materią w obszarze wiatru gwiazdowego oraz w obszarze gromady otwartej dla otrzymanych powyżej widm relatywistycznych protonów w tych różnych obszarach wokół masywnego układu gwiazd.

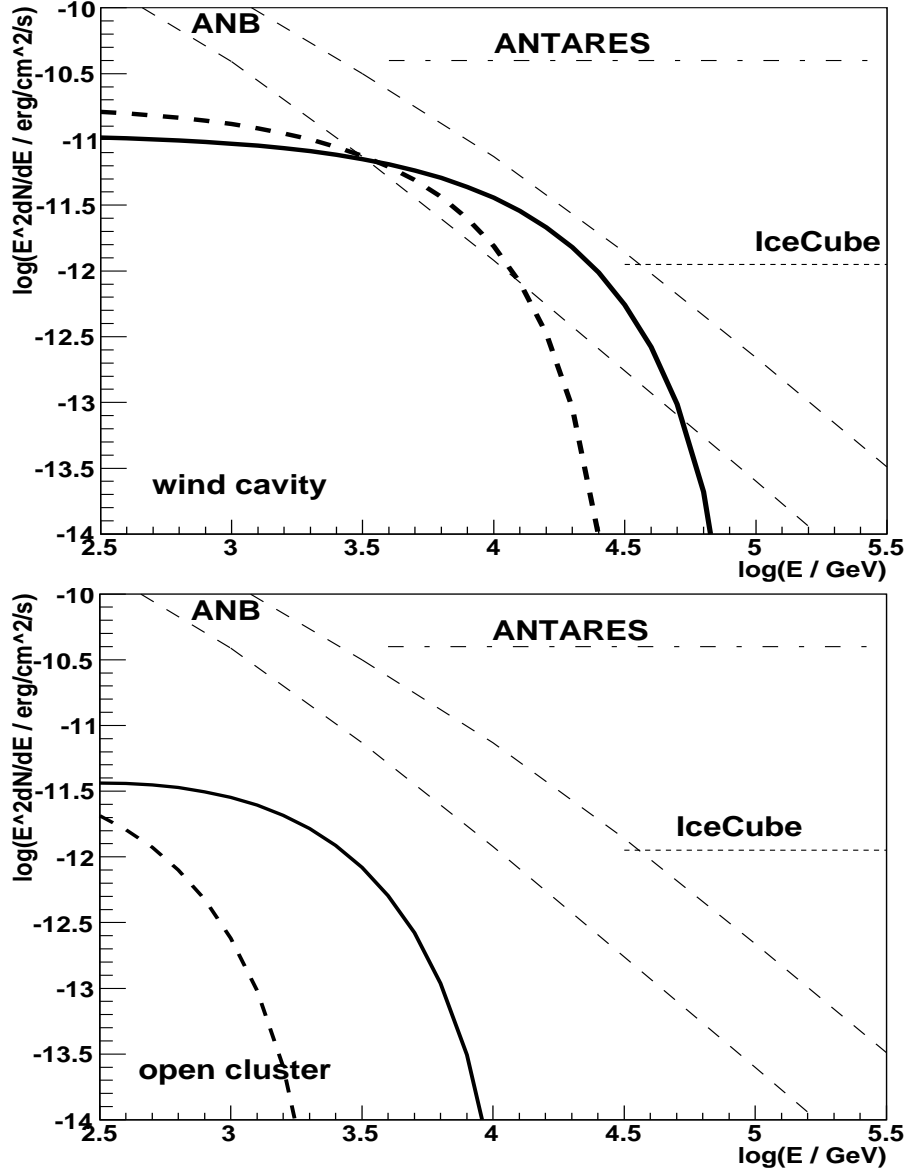
Widma neutrin z obszaru wiatru i gromady otwartej są pokazane na Rys. 4.9 dla układu podwójnego WR 20a (linia ciągła) i układu Eta Carinae (kreskowana). Są one otrzymane dla tych samych parametrów modelu, które były użyte do policzenia przykładowych widm promieniowania gamma dyskutowanych powyżej, tj. dla wydajności konwersji energii, jak to opisano na Rys. 4.6 i odległości do tych układów podwójnych równych ~ 2 kpc. Policzone widma neutrin są porównane z tłem neutrin atmosferycznych (ANB) i górną granicę na strumień neutrin z dyskretnych źródeł zmierzoną przez współpracę ANTARES [20] i także z pięcioletnią czułością obserwatorium Ice-Top + IceCube [1]. Widma neutrin, spodziewane z tych dwóch układów podwójnych wewnątrz gromad otwartych, są na poziomie tła neutrin atmosferycznych. Jednakże są one o około rząd wielkości poniżej obecnego górnego ograniczenia na strumień neu-

trín z dyskretnych źródeł przedstawionego przez współpracę ANTARES. Wygląda na to, że jądra przyspieszane wewnątrz układu gwiazdowego nie osiągną dostatecznie wysokich energii aby produkować strumienie neutrin, które mogłyby być potencjalnie wykryte przez IceCube. Liczymy także spodziewany strumień neutrin produkowanych przez relatywistyczne protony wewnątrz gromady otwartej stosując normalizację otrzymaną z porównania widm promieniowania gamma z obserwacjami tych dwóch gromad otwartych (patrz Rys. 4.8). Strumienie neutrin produkowane bezpośrednio w gromadzie otwartej są oczekiwane na poziomie o wiele niższym niż poprzednio określone strumienie neutrin z obszaru wiatrów wokół tych układów podwójnych. Wnioskujemy, że rozważane dwa układy podwójne nie powinny produkować obserwowalnych strumieni neutrin z kierunków gromad otwartych Westerlund 2 i kompleksu Carina.

4.8 Wnioski

Obszary formowania gwiazd zawierają sporo niezwykłych obiektów, takich jak masywne układy podwójne i pozostałości ich ewolucji tj. pozostałości po supernowych, PWNe, rentgenowskie układy podwójne. Te obiekty mogą być odpowiedzialne za przyspieszanie hadronów do energii TeV-PeV. W rzeczywistości, emisja promieniowania gamma w zakresie GeV-TeV została już wykryta z kierunku kilku gromad otwartych. W tym rozdziale koncentrujemy się na procesach spowodowanych obecnością masywnych układów podwójnych w gęstych obszarach materii (gromady otwarte). Sformułowaliśmy model oddziaływania wiatrów z układu podwójnego z materią gromady otwartej. Postuluje się, że jądra (od helu do tlenu) mogą być efektywnie przyspieszane wewnątrz układu podwójnego. Te jądra są rozszczepiane w gęstym promieniowaniu gwiazdowym i materii wiatru gwiazdowego, wstrzykując relatywistyczne protony i neutrony. Los tych wtórnych cząstek jest szczegółowo śledzony w obszarze wiatru gwiazdowego i otaczającej gęstej gromady otwartej. Wyliczamy spodziewaną emisję promieniowania gamma i neutrin produkowanych w oddziaływaniach tych cząstek z materią wiatru gwiazdowego i otaczającej gromady otwartej.

Wyniki obliczeń są przedstawione dla przypadku dwóch dobrze znanych masywnych układów podwójnych (WR 20a i Eta Carinae), które były ostatnio zaobserwowane w zakresie promieniowania gamma o energiach GeV lub TeV. Nasze obliczenia pokazują, że największy strumień promieniowania gamma jest produkowany przez protony blisko układu podwójnego, gdzie gęstość wiatru gwiazdowego jest największa. Jednakże, absorpcja promieniowania gamma w gwiazdowym polu promieniowania ma istotny wpływ na widmo promieniowania gamma, produkowanego przez protony odczepione bezpośrednio z jąder. Z tego względu, widma fotonów gamma, produkowane



Rysunek 4.9: Widma energetyczne neutrino (SED) produkowane przez hadrony w omawianych powyżej scenariuszach z obszaru wiatru gwiazdowego (rysunek górny) i z obszaru gromady otwartej (rysunek dolny). Minimalne energie protonów uciekających z gromady, które nie ulegają kolizjom z materią gromady są równe 10^5 GeV, co odpowiada $R_{20}^2 B_{-4} n_{10} = 1.5$, dla WR 20a (linia ciągła) i 1.5×10^4 GeV, co odpowiada $R_{20}^2 B_{-4} n_{10} = 0.2$ dla Eta Carinae (kreskowana). Widma neutrino są produkowane przez protony, które są produktami rozpadu neutronów odczepionych od jąder w ich zderzeniach z wiatrem gwiazdowym. Tło atmosferyczne (ANB) wewnątrz 1° wokół źródła jest zaznaczone cienką kreskową krzywą [2], pięcioletnia czułość obserwatorium Ice-Top + IceCube jest pokazana cienką kropkowaną linią [1], a górna granica na strumień neutrino ze źródeł punktowych podana przez obserwatorium neutrino ANTARES jest zaznaczona linią kropka-kreska [20]. Widma protonów są znormalizowane w podobny sposób jak dyskutowano powyżej w przypadku widm promieniowania gamma.

w tych obszarach, są wyraźnie bardziej strome niż widma protonów wstrzykiwanych (których wykładniki są równe widmu przyspieszonych jąder). Z drugiej strony, widma fotonów gamma z oddziaływań protonów, będących produktami rozpadu neutronów odczepionych od jąder, są głównie produkowane w dużych odległościach od układu podwójnego, ponieważ neutrony poruszają się po liniach prostych poprzez obszar wiatru gwiazdowego i rozpadają w relatywnie dużych odległościach. Oddziałują one z materią wiatru o wyraźnie mniejszej gęstości niż szacowana w pobliżu układu gwiazdowego, ale nie doświadczają silnej absorpcji w gwiazdowym polu promieniowania. Ogólnie, te widma fotonów gamma mają wyraźnie niższy poziom niż widma produkowane w poprzednim procesie.

Znaczna ilość protonów, które pojawiły się w obszarze wiatru w wyniku rozpadu neutronów, jest unoszona z wiatrem gwiazdowym do obszaru gromady otwartej. Policzylismy widma tych protonów, biorąc pod uwagę ich adiabatyczne i zderzeniowe straty energii. Protony, bezpośrednio odczepione od jąder, nie mogą być uniesione do gromady otwartej z dużymi energiami ze względu na olbrzymie adiabatyczne straty energii. Z tego względu, promieniowanie przez nie produkowane jest zaniechane. Relatywistyczne protony pojawiają się także w wyniku bezpośredniego rozpadu energetycznych neutronów w gromadzie otwartej, tj. na zewnątrz obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy. Liczymy promieniowanie produkowane przez te protony w obszarze gromady otwartej. Los relatywistycznych protonów w gromadzie otwartej zależy od podstawowych parametrów gromady. Protony te dyfundują na zewnątrz gromady i także oddziałują z materią. Pokazujemy, że w przypadku modelu dyfuzji Bohma, warunki ucieczki/oddziaływania protonów zależą od kombinacji podstawowych parametrów opisujących model, $R_{20}^2 B_{-4} n_{10}$, zawierających promień obszaru zdominowanego przez wiatr gwiazdowy, pole magnetyczne w gromadzie otwartej i jej gęstość materii. Pokazujemy, że dla prawdopodobnych parametrów gromady otwartej, protony z najwyższymi oczekiwanymi energiami są w stanie uciec z gromady praktycznie bez oddziaływania z materią. Tylko niżej energetyczne protony są uwięzione w gromadzie otwartej i tracą energię na produkcję fotonów gamma i neutrin. Zauważmy, że protony uciekające z gromad powinny posiadać charakterystyczne czynniki Lorentza w zakresie $\sim 10^{(4-5)}$. Z tego względu, spodziewamy się, że gromady otwarte, zawierające masywne układy podwójne, mogą stać się interesującym źródłem relatywistycznych protonów w Galaktyce.

Skonfrontowaliśmy emisję promieniowania gamma, oczekiwaną w ramach tego modelu, z obserwacjami gromad otwartych zawierających układy podwójne WR 20a (Westerlund 2) i Eta Carinae (kompleks Carina). Wnioskujemy, że protony wewnątrz określonej gromady otwartej mogą mieć wkład do obserwowanego widma promieniowania

gamma w zakresie energii TeV (głównie przy jego niżej energetycznej części) obserwowanej z Westerlund 2. Przewidywana emisja promieniowania gamma jest zgodna z górną granicą na strumień fotonów o energiach TeV z kompleksu Carina. Określamy także minimalne ograniczenia na parametry tych dwóch gromad, dla których przewidywane strumienie fotonów gamma byłyby w zakresie czułości planownego obserwatorium CTA.

Wyliczamy także widma neutrin oczekiwane w tym modelu dla rozważanych dwóch układów podwójnych. Niestety te strumienie neutrin są około dwa rzędy wielkości poniżej obecnej górnej granicy na strumień neutrin ze źródeł dyskretnych określonej przez współpracę ANTARES [20]. Przewidywane strumienie neutrin będą także trudne do zaobserwowania przez obserwatorium IceCube, ponieważ są na poziomie tła neutrin obserwowanych z atmosfery Ziemi. Strumienie neutrin są także wyraźnie poniżej tła atmosferycznego, gdy produkowane są wewnątrz samej gromady otwartej.

Właściwie wiele masywnych układów podwójnych może być obecnych w tym samym czasie w określonej gromadzie otwartej. Z tego względu, większe strumienie fotonów gamma mogą być spodziewane z tych gromad otwartych niż wyliczone tutaj strumienie od pojedynczych, izolowanych układów podwójnych. Jednakże, środowisko gromady otwartej z wieloma masywnymi układami podwójnymi może być bardzo skomplikowane ze względu na prawdopodobne oddziaływania pomiędzy różnymi wiatrami. Z tego względu, proste przeskalowanie strumieni fotonów gamma przez liczbę masywnych układów podwójnych w określonej gromadzie otwartej może być niewłaściwe. Bardziej skomplikowany model dla procesów wysokich energii w gromadach otwartych zawierających masywne układy gwiazdowe powinien być rozważony w takim przypadku.

Rozdział 5

Wnioski

Wiadomo już, że układy podwójne gwiazd zapewniają sprzyjające warunki do przyspieszania cząstek do wysokich energii oraz w wyniku ich oddziaływania w źródle lub jego okolicy do produkcji wysokoenergetycznego promieniowania gamma. Znanych i potwierdzonych jest już kilkanaście źródeł zidentyfikowanych ze znanymi układami podwójnymi gwiazd. Układy podwójne gwiazd można podzielić na cztery typy: układy zawierające pulsar, mikrokwazary zawierające czarną dziurę lub gwiazdę neutronową, układy zawierające białego karła, w których dochodzi do wybuchów jądrowych w materii na powierzchni białych karłów (tzw. Novae) oraz układy z dwoma masywnymi gwiazdami o szybkich i gęstych wiatrach, tworzące fale uderzeniowe w obszarze kolizji. W mojej pracy rozważane są dwa ostatnie typy układów gwiazdowych. W przypadku drugiego typu układu, uwzględniamy także procesy wysokich energii zachodzące w gęstym ośrodku otaczającym układ, tj. otaczającej go gromadzie otwartej.

Na wstępie rozważamy kataklizmicznie zmienny układ podwójny typu pośrednio polarnego zawierający białego karła, taki jak np. V1223 Sgr. Zaproponowaliśmy model przyspieszania cząstek dla źródła, w którym proces akrecji zachodzi aż do powierzchni białego karła, ponieważ w takim przypadku (układów pośrednio polarnych) można znacznie łatwiej określić warunki fizyczne pomiędzy dyskiem akrecyjnym i magnetosferą. Nietermiczna emisja rentgenowska z tego układu jest znacznie poniżej obserwowanego twardego promieniowania rentgenowskiego, co wskazuje na inną jego naturę. Jest ona spowodowana hamowaniem elektronów na materii w obszarze bieguna magnetycznego. Jednakże, przewidywana przez nas emisja synchrotronowa od wtórnych leptonów (pochodzenia hadronowego - rozpad naładowanych pionów powstałych w zderzeniach protonów) powinna wyraźnie dominować nad emisją z termicznego hamowania przy energiach powyżej ~ 100 keV. Ten dodatkowy składnik widma jest obiecującym celem dla teleskopów pracujących w zakresie pomiędzy twardym promieniowaniem rentgenowskim i miękkim promieniowaniem gamma. Rozważany model przewiduje także

emisję promieniowania gamma z rozpadu neutralnych pionów. Zależnie od spełnienia warunków określonych parametrami modelu, emisja ta może zostać wykryta w optymistycznym przypadku przez teleskop Fermi-LAT lub przyszłe obserwatorium CTA lub też na granicy progu detekcji (~ 100 GeV) przez teleskopy Cherenkowskie następnej generacji. Sprawia to, że źródła typu IPWD (o cechach podobnych do V1223 Sgr), spełniających parametry modelu, mogą być potencjalnymi źródłami promieniowania gamma. Nie jest także wykluczone, że część obecnie obserwowanej emisji [9] z gromad kulistych także pochodzi z licznie tam występujących źródeł typu CV [87, 138]. Do tej pory, żadne ze źródeł kataklizmicznie zmiennych (w tym V1223 Sgr) nie zostało wykryte przez Fermi-LAT [8]. Oczekiwane w modelu hadronowym widma neutrin są znacznie poniżej poziomu czułości dostępnych obecnie detektorów.

Zakładamy, że w masywnym układzie podwójnym Eta Carinae przyspieszanie cząstek odbywa się na strukturze fal uderzeniowych powstałej w wyniku zderzenia się wiatrów gwiazdowych. Rozważyliśmy przyspieszanie na dwóch falach uderzeniowych, od strony gwiazdy Eta Carinae i od strony gwiazdy towarzyszącej, ponieważ właściwości tych obszarów, takie jak pole magnetyczne, szybkość wiatru, znacznie się różnią. Omówiliśmy szczegółowo dwa przykładowe scenariusze przyspieszania cząstek i produkcji promieniowania. W pierwszym modelu, cała wysokoenergetyczna emisja jest pochodzenia leptonowego. W drugim modelu, niskoenergetyczny składnik promieniowania gamma pochodzi od elektronów, a wysokoenergetyczny składnik od hadronów. Model czysto leptonowy, nie przewiduje znaczącej emisji promieniowania gamma powyżej \sim TeV przy jakiegokolwiek fazie układu gwiazdowego i zakłada wyraźną zmienność emisji powyżej ~ 100 GeV, spowodowaną silną absorpcją promieniowania w polach promieniowania obu gwiazd. Model hadronowy przewiduje emisję promieniowania gamma do $\sim 10 - 100$ TeV, a widmo powinno być niezależne od fazy układu (promieniowanie jest produkowane w obłoku otaczającym układ) lub powinno wykazywać zmienność w przypadku przyspieszania na fali uderzeniowej od strony gwiazdy Eta Carinae (promieniowanie z wnętrza układu). Obydwa modele zostały skonfrontowane z wynikami obserwacji w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego (pomiar wykonany przez satelitę INTEGRAL [106]) oraz w zakresie promieniowania gamma (otrzymane przez detektor Fermi-LAT [175, 7]), patrz Rys. 3.4. Policzyliśmy także widma neutrin przewidywane w modelu hadronowym. Są one oczekiwane na poziomie powyżej tła neutrin atmosferycznych i w zakresie czułości teleskopu neutrinowego o powierzchni 1 km^2 . Obserwacje neutrin z kierunku układu Eta Carinae umożliwią testowanie modeli leptonowych i hadronowych dla tego źródła.

Emisja promieniowania gamma została zaobserwowana z kierunku kilku gromad otwartych gwiazd. W pracy dyskutujemy model oddziaływania masywnego układu po-

dwójnego gwiazd z materią rozproszoną w gromadzie otwartej. Nasz model zakłada, że ciężkie jądra (od helu do tlenu), z wiatrów masywnych gwiazd, mogą być efektywnie przyspieszane wewnątrz układu podwójnego i rozszczepiane na promieniowaniu gwiazdowym, wstrzykując relatywistyczne protony i neutrony w jego otoczenie. Policzyliśmy oczekiwaną emisję w zakresie promieniowania gamma i neutrin z oddziaływania hadronów z materią otaczającą dla przykładu dwóch masywnych układów podwójnych: WR 20a i Eta Carinae. Emisja tego wysokoenergetycznego promieniowania policzona jest w ramach rozważanego modelu w odniesieniu do dwóch masywnych gromad otwartych, odpowiednio Westerlund 2 i kompleks Carina, zawierających te masywne układy gwiazdowe. Pokazujemy, że relatywistyczne protony mogą dawać wkład do obserwowanego widma promieniowania gamma w zakresie energii TeV w gromadzie Westerlund 2 [12]. Przewidywana emisja promieniowania gamma jest także zgodna z górną granicą na strumień fotonów o energiach TeV z kompleksu Carina otaczającego układ gwiazdowy Eta Carinae [14]. Porównaliśmy przewidywania emisji gamma oczekiwane w ramach tego modelu z oczekiwaną czułością planowanego obserwatorium CTA. Oczekiwane strumienie neutrin produkowane w gromadzie otwartej są wyraźnie poniżej tła neutrinowego z atmosfery, co utrudnia ich detekcję. Ponieważ w określonej gromadzie otwartej może występować wiele masywnych układów podwójnych, przewidywane strumienie promieniowania gamma i neutrin mogłyby być wyraźnie silniejsze niż przewidywane w tej pracy. W celu odpowiedniego określenia emisji z wielu obiektów w gromadzie otwartej powinien być zastosowany bardziej skomplikowany model uwzględniający także oddziaływanie pomiędzy różnymi wiatrami.

Podziękowania

Bardzo dziękuję mojemu opiekunowi naukowemu i promotorowi, Panu Profesorowi dr hab. Włodzimierzowi Bednarkowi, za życzliwość w przekazywaniu mi wiedzy i bardzo dużą pomoc włożoną w napisanie tej pracy.

Bibliografia

- [1] Aartsen, M.G. i inni 2013 PRD 87, 062002
- [2] Abbasi, R. i inni 2011 PRD 83, 012001
- [3] Abdo, A.A. i inni 2009 ApJS 183, 46
- [4] Abdo, A.A. i inni 2009 ApJ 695, 72
- [5] Abdo, A.A. i inni 2009b ApJ 706, L56
- [6] Abdo, A.A. i inni 2009c Science 326, 1512
- [7] Abdo, A.A. i inni 2010 ApJ, 723, 649
- [8] Abdo, A.A. i inni 2010 ApJS 188, 405
- [9] Abdo, A.A. i inni 2010 A&A 524, 75
- [10] Abdo, A.A. i inni 2010b Science 329, 817
- [11] Abdo, A.A. i inni 2011 ApJ 736, L11
- [12] Abramowski, A. i inni 2011 A&A 525, 46
- [13] Abramowski, A. i inni 2012 A&A 537, 114
- [14] Abramowski, A. i inni 2012 MNRAS 424, 128
- [15] Abramowski, A. i inni 2012a A&A 541, A5
- [16] Acciari, V.A. i inni 2011b ApJ 738, 3
- [17] Acero, F. i inni 2009 A&A 508, 1135
- [18] Acharya, B.S. i inni 2013 APh 43, 3
- [19] Ackermann, M., Ajello, M. i inni 2012b Science 335, 189

- [20] Adrian-Martinez, S. i inni 2012 ApJ 760, 53
- [21] Aharonian, F.A. 2004 World Scientific Publishing, Very High Energy Cosmic Gamma Radiation
- [22] Aharonian, F.A., Atoyan, A.M. 1996 A&A 309, 917
- [23] Aharonian, F.A. i inni 2002 A&A 393, 37
- [24] Aharonian, F.A. i inni 2005a Science 309, 746
- [25] Aharonian, F.A. i inni 2005b A&A 442, 1
- [26] Aharonian, F.A. i inni 2006f J.Phys.Conf.Ser. 39, 408
- [27] Aharonian, F.A. i inni 2007 A&A 467, 1075
- [28] Aharonian, F.A. i inni 2007 A&A 469, L1
- [29] Albert, J. i inni 2006 Science 312, 1771
- [30] Albert, J. i inni 2007 ApJ 665, L51
- [31] Albert, J. i inni 2009a ApJ 693, 303
- [32] Aleksić, J. i inni 2014 A&A 568A, 109A
- [33] Aliu, E. i inni 2008b ApJ 685, L71
- [34] Aliu, E. i inni 2014 ApJ 783, 16
- [35] Anchordoqui, L.A. i inni 2007 PRL 98, 121101
- [36] Anchordoqui, L.A. i inni 2007 PRD 75, 3001
- [37] Balashov, V.V., Korotkikh, V.L., Moskalenko, I.V. 1990 Proc. 21st ICRC (Adelaide, Australia) 2, 416
- [38] Barlow, E.J. i inni 2006 MNRAS 372, 224
- [39] Bartko, H., Bednarek, W. 2008 MNRAS 385, 1105
- [40] Becklin, E.E. i inni 1973 Nature 245, 302
- [41] Bednarek, W. 1997 A&A 322, 523
- [42] Bednarek, W. 1997 A&A 278, 307
- [43] Bednarek, W. 2003 MNRAS 345, 847

- [44] Bednarek, W. 2005 MNRAS 363, 46
- [45] Bednarek, W. 2005 ApJ 631, 466
- [46] Bednarek, W. 2006 MNRAS 371, 1737
- [47] Bednarek, W. 2007 MNRAS 382, 367
- [48] Bednarek, W. 2007 A&A 464, 259
- [49] Bednarek, W. 2009 A&A 495, 919
- [50] Bednarek, W. 2013 APh 43, 81
- [51] Bednarek, W., Pabich, J. 2010 A&A 514, 61
- [52] Bednarek, W., Pabich, J. 2011 MNRAS 411 1701B
- [53] Bednarek, W., Pabich, J. 2011 A&A 530, 49
- [54] Bednarek, W., Pabich, J., Sobczak, T. 2014 PhRvD 90 103008
- [55] Benaglia, P., Romero, G.E. 2003 A&A 399, 1121
- [56] Bernlöhr, K. i inni 2012 Astropart.Phys. 43, 171
- [57] Beuermann, K. i inni 2004 A&A 419, 291
- [58] Bhat, C.L. i inni 1991 ApJ 369, 475
- [59] Blumenthal, G.R., Gould, R.J. 1970 Rev.Mod.Phys. 42, 237
- [60] Bongiorno, S.D., Falcone, A.D., Stroh, M. i inni 2011 ApJ 737, L11
- [61] Bowden, C.C.G. i inni 1992 APh 1, 47
- [62] Böttcher, M., Dermer, C.D. 2005 ApJ 634, 81
- [63] Bulgarelli, A. i inni 2012 A&A 538, 63
- [64] Cerutti, B. i inni 2009 A&A 507, 1217
- [65] Cesarsky, C.J., Montmerle, T. 1983 Space Sci. Rev. 36, 173
- [66] Chadwick, P.M. i inni 1995 APh 4, 99
- [67] Chardin, G., Gerbier, G. 1989 A&A 210, 52
- [68] Chernyakova, M. i inni 2006 MNRAS 372, 1585

- [69] Coppi, P.S., Aharonian, F.A. 1997 ApJ 487, 9
- [70] Corbet, R.H.D. i inni 2011 The Astronomer's Telegram 3221, 1
- [71] Daminieli, A., Hillier, D.J., Corcoran, M.F. i inni 2008 MNRAS 384, 1649
- [72] Davidson, K., Humphreys, R.M. 1997 ARA&A 35, 1
- [73] Del Monte, E. i inni 2010 A&A 520, 67
- [74] Dubus, G. 2006 A&A 451, 9
- [75] Dubus, G. 2006b A&A 456, 801
- [76] Dubus, G. 2013 A&A 21, 64D
- [77] Dubus, G. 2015 CRPhy 16, 661D
- [78] Eichler, D., Usov, V. 1993 ApJ 402, 271
- [79] Elsner, R.F., Lamb, F.K. 1977 ApJ 215, 897
- [80] Farnier, C. i inni 2011a A&A 526, 57
- [81] Farnier, C., Walter, R. 2011 Memorie della Societa Astronomica Italiana 82, 796
- [82] Fermi, E. 1949 Phys. Rev. 75, 1169
- [83] Funk, S., Hinton, J.A., CTA Consortium 2013 APh 43, 348
- [84] Giovannelli, F. 2009 Chin. J. Astron. Astrophys. 8, 237
- [85] Giovannelli, F., Bednarek, W., Karakuła, S. 1996 J.Phys. G 22, 1223
- [86] Gregory, P.C., Taylor, A.R. 1978 Nature 272, 704
- [87] Grindley, J.E., Heinke, C., Edmonds, P.D., Murray, S.S. 2001 Science 292, 2290
- [88] Hadasch, D., Torres, D.F., Tanaka, T. i inni 2012 ApJ 749, 54
- [89] Harrison, F.A., Ray, P.S., Leahy, D.A., Waltman, E.B., Pooley, G.G. 2000 ApJ 528, 454
- [90] Hartman, R.C., Bertsch, D.L., Bloom, S.D. i inni 1999 ApJS 123, 79
- [91] Hayashi, S. i inni 2009 APh 32, 112
- [92] Hillier, D.J., Davidson, K., Ishibashi, K., Gull, T. 2001 ApJ 553, 837

- [93] Ikhsanov, N.R., Biermann, P.L. 2006 A&A 445, 305
- [94] de Jager, O.C., Meintjes, P.J. 1993 A&A 268L, 1D
- [95] Karakuła, S., Kociołek, G., Moskalenko, I.V., Tkaczyk, W. 1994 ApJS 92, 481
- [96] Karakuła, S., Tkaczyk, W. 1993 APh 1, 229
- [97] Kashi, A., Soker, N. 2010 ApJ, 723, 602
- [98] Kawachi, A. i inni 2004 ApJ 607, 949
- [99] Kirk, J.G., Ball, L., Skjaeraasen, O. 1999 Astroparticle Physics 10, 31
- [100] Kishishita, T., Tanaka, T., Uchiyama, Y., Takahashi, T. 2009 ApJ 697, L1
- [101] Kuijpers, J. i inni 1997 A&A 322, 242
- [102] Kusenko, A., Schissel, J., Stecker, F.W. 2006 APh 25, 242
- [103] Lamb, F.K., Pethick, C.J., Pines, D. 1973 ApJ 184, 271
- [104] Lang, M.J. i inni 1998 APh 9, 203
- [105] Leyder, J.-C., Walter, R., Rauw, G. 2008 A&A 477, L29
- [106] Leyder, J.-C., Walter, R., Rauw, G. 2010 A&A 524, 59
- [107] Levinson, A., Waxman, E. 2001 PRL 87, 171101
- [108] Lipari, P. 1993 APh 1, 195
- [109] Malzac, J. i inni 2008 A&A 492, 527
- [110] Maraschi, L., Treves, A. 1981 MNRAS 194, 1
- [111] Martin, J.C., Davidson, K., Humphreys, R.M., Mehner, A. 2010 AJ 139, 2056
- [112] Martin, P. & Dubus, G. 2013 A&A 551, A37
- [113] de Martino, D. 1999, MmSAI 70, 547
- [114] Mehner, A., Davidson, K., Ferland, G.J., Humphreys, R.M. 2010 ApJ 710, 729
- [115] Meintjes, P.J. i inni 1992 ApJ 401, 325
- [116] Meintjes, P.J. i inni 1994 ApJ 434, 292
- [117] Meintjes, P.J., de Jager, O.C. 2000 MNRAS 311, 611

- [118] Mori, M. 2009 APh 31, 341
- [119] Mori, M. i inni 1997 ApJ 476, 842
- [120] Moskalenko, I. i inni 1993 MNRAS 260, 681
- [121] Motch, C. i inni 1997 A&A 323, 853
- [122] NASA's HEASARC: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/cvs/cvstext.html>
- [123] Nelson, T. i inni 2012 ApJ 748, 43
- [124] Nielsen, K.E. i inni 2007 ApJ 660, 669
- [125] Nishiyama, K. i inni 2010 Central Bureau Electronic Telegrams 2204, 2
- [126] Nolan, P.L. i inni 2012 ApJS 199, 31
- [127] Ohm, S., Hinton, J.A., Domainko, W. 2010 ApJ 718, 161
- [128] Ohm, S., Hinton, J.A., White, R. 2013 MNRAS 434, 2289
- [129] Orlando, S. & Drake, J. J. 2012 MNRAS 419, 2329
- [130] Orth, C.D., Buffington, A. 1976 ApJ 206, 312
- [131] Paredes, J.M., Martí, J., Ribó, M., Massi, M. 2000 Science 288, 2340
- [132] Parkin, E.R., Pittard, J.M., Corcoran, M.F., Hamaguchi, K. 2011 ApJ 726, 105
- [133] Patterson, J. 1994, PASP 106, 209
- [134] Pittard, J.M. 2009 MNRAS 396, 1743
- [135] Pittard, J.M., Corcoran, M.F. 2002 A&A 383, 636
- [136] Pittard, J.M., Dougherty, S.M. 2006 MNRAS 372, 801
- [137] Pollack, J.B., Shen, B.S. 1969 PRL 23, 1358
- [138] Pooley, D. i inni 2002 ApJ 569, 405
- [139] Protheore, R.J. 2004 APh 21, 415
- [140] Protheroe, R.J., Stanev, T. 1987 ApJ 322, 838
- [141] Puget, J.L., Stecker, F.W., Bredekamp, J.H. 1976 ApJ 205, 638
- [142] Rauw, G. i inni 2004 A&A 420, 9R

- [143] Razzaque, S., Jean, P., Mena, O. 2010 Phys.Rev.D 82, 123012
- [144] Reimer, A., Pohl, M., Reimer, O. 2006 ApJ 644, 1118
- [145] Reitberger, K., Reimer, A., Reimer, O., Takahashi, H. 2015 A&A 577A, 100R
- [146] Reitberger, K. i inni 2012 A&A 544, 98
- [147] Revnivitsev, M. i inni 2008 A&A 489, 1121
- [148] Romero, G.E. i inni 2003 A&A 410, 1
- [149] Romero, G.E. i inni 2005 ApJ 632, 1093
- [150] Sabatini, S. i inni 2010 ApJ 712, L10
- [151] Saito, T. i inni 2009 in Proc. 31st ICRC (arXiv:0907.1017)
- [152] Samorski, M., Stamm, W. 1983 ApJ 268L, 17S
- [153] Saz Parkinson, P.M. i inni 2010 ApJ 725, 571
- [154] Schlegel, E.M. i inni 1995 ApJ 439, 322
- [155] Sekiguchi, A. i inni 2009 PASJ 61, 629
- [156] Shakura, N.I., Sunyaev, R.A. 1973 A&A 24, 337
- [157] Sidro, N. i inni 2008 Proc. 30th ICRC (Merida), eds. Caballero R. i inni v. 2, p. 715
- [158] Sierpowska, A., Bednarek, W. 2005 MNRAS 356, 711
- [159] Sitarek, J. & Bednarek, W. 2012 Phys.Rev.D 86, 063011
- [160] Smith, N. i inni 2003 AJ 125, 1458
- [161] Smith, N., Gehrz, R.D., Krautter, J. 1998 AJ 116, 1332
- [162] Stecker, F.W. 1969 Phys.Rev. 180, 1264
- [163] Tavani, M. i inni 2009 Nature 462, 620
- [164] Tavani, M., Arons, J. 1997 ApJ 477, 439
- [165] Tavani, M. i inni 1998 ApJ 497, L89
- [166] Tavani, M., Liang, E. in Proc. Compton Gamma-Ray Observatory Symp. ed. M. Friedlander, N. Gehrels, D. Macomb (New York: AIP), No. 280, p. 428

- [167] Tavani, M., Sabatini, S., Pian, E. i inni 2009 ApJ 698, L142
- [168] Tkaczyk, W., Wdowczyk, J., Wolfendale, A.W. 1975 J.Phys.G 8, 1518
- [169] Torres, D.F., Domingo-Santamaria, E., Romero, G.F. 2004 ApJ 601, L75
- [170] Usov, V., Melrose, D.B. 1992 ApJ 395, 575
- [171] Verner, E., Bruhweiler, F. & Gull, T. 2005 ApJ 624, 973
- [172] Vestrand, W. T., Sreekumar, P., Mori, M. 1997 ApJ 483L, 49V
- [173] Viotti, R.F., Antonelli, L.A., Rossi, C., Rebecchi, S. 2004 A&A 420, 527
- [174] Völk, H.J., Forman, M. 1982 ApJ 253, 188
- [175] Walter, R., Farnier, C., Leyder, J.-C. 2011 A&A 526, 57
- [176] Waters, L.B.F.M. i inni 1988 A&A 198, 200
- [177] Wdowczyk, J., Wolfendale, A.W. 1987 J.Phys. G 13, 411
- [178] Weekes, T.C. 2003 Institute of Physics Publishing, Very High Energy Gamma-Ray Astronomy
- [179] White, R.L., Chen, W. 1995 IAUS 163, 438
- [180] Zdziarski, A.A. i inni 2011 MNRAS 421, 2956
- [181] Zdziarski, A.A. i inni 2012b MNRAS 421, 2956
- [182] Zdziarski, A.A., Stawarz, L., Pjanka, P., Sikora, M. 2014 MNRAS 440, 2238