

Instytut Fizyki Jądrowej
im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

www.ifj.edu.pl/publ/hab

Kraków, Wrzesień 2016

**Efekty systematyczne w obserwacjach
promieni kosmicznych najwyższych energii –
wielokrotne rozpraszanie światła**

Jan Pękala

Rozprawa habilitacyjna

Wydano nakładem Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
Kraków 2016

Recenzent: prof. dr hab. Henryk Wilczyński

ISBN 978-83-63542-60-3

Spis treści

1	Promienie kosmiczne najwyższych energii	3
1.1	Propagacja cząstek najwyższych energii – efekt GZK	3
1.2	Przypuszczalne źródła promieni kosmicznych najwyższych energii	5
1.3	Widmo promieni kosmicznych najwyższych energii	10
1.4	Skład promieni kosmicznych najwyższych energii	14
1.5	Kierunki przylotu promieni kosmicznych	21
2	Metody obserwacji promieni kosmicznych o najwyższych energiach	26
2.1	Wielkie pęki atmosferyczne	26
2.2	Detektory naziemne	28
2.3	Detektory fluorescencyjne	32
2.4	Hybrydowa detekcja wielkich pęków atmosferycznych – Obserwatorium Pierre Auger	37
2.5	Detekcja emisji radiowej i mikrofalowej wielkich pęków atmosferycznych	43
3	Monitoring atmosferyczny na terenie Obserwatorium Pierre Auger	46
3.1	Pomiary stanu molekularnej części atmosfery	47
3.2	Pomiary rozkładów aerozoli	50
3.3	Wykrywanie chmur	58
4	Źródła niepewności systematycznych w obserwacji promieni kosmicznych metodą fluorescencyjną	61
5	Wielokrotne rozpraszanie światła	69
5.1	Procesy rozpraszania światła w atmosferze	71
6	Wielokrotne rozpraszanie światła w obserwacjach wielkich pęków atmosferycznych	75
6.1	Sposób wykonania symulacji	75
6.2	Wyniki symulacji światła wielokrotnie rozproszonego	80
6.3	Analiza efektu wielokrotnego rozpraszania w różnych warunkach	87
6.4	Parametryzacja wkładu światła rozproszonego	92
6.5	Porównanie z innymi wynikami	98
7	Punktowe źródła światła	102
7.1	Wyniki symulacji	107
7.2	Parametryzacja rozkładu światła wielokrotnie rozproszonego	110
7.3	Studium symetrii obrazu światła rozproszonego	115

8	Symulacje światła rozproszonego przy obserwacjach wiązki laserowej	125
8.1	Wyniki symulacji i parametryzacja	127
9	Dotychczasowe zastosowania parametryzacji wkładu wielokrotnego rozpraszania	133
9.1	Rekonstrukcja własności wielkich pęków	133
9.2	Znaczenie zjawiska wielokrotnego rozpraszania światła	134
9.3	Symulacje detekcji wielkich pęków	136
10	Podsumowanie	140
	Literatura	143

1 Promienie kosmiczne najwyższych energii

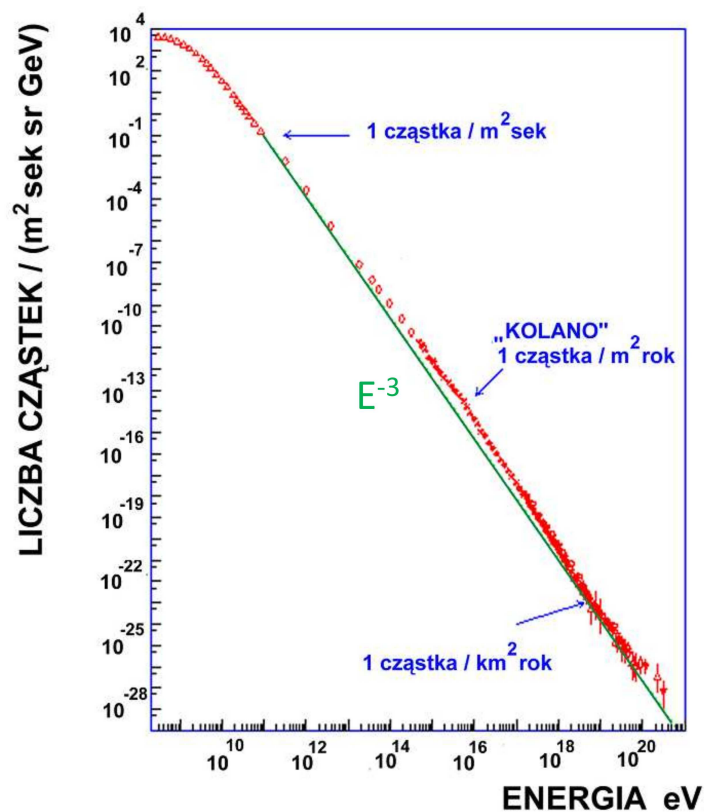
Od chwili odkrycia podczas lotu balonowego przez Victora Hessa, promienie kosmiczne nieustannie są przedmiotem badań. Liczne eksperymenty zostały przeprowadzone dla zbadania tych cząstek przybywających do Ziemi z głębi kosmosu. Eksperymenty te z jednej strony poszerzały wiedzę o promieniach kosmicznych, z drugiej zaś, odkrywając część tajemnicy, otwierały pole do dalszych badań. Dziś, po ponad stuleciu od odkrycia, pochodzenie i własności promieni kosmicznych, szczególnie najwyższych energii, ciągle stanowią jedną z największych zagadek astrofizyki.

Zakres energii cząstek promieniowania kosmicznego docierającego do Ziemi obejmuje wiele rzędów wielkości: od najniższych energii, rzędu 10^7 eV, aż do najwyższych dotychczas zaobserwowanych, przekraczających 10^{20} eV. Ze wzrostem energii cząstek obserwujemy potężowy spadek ich strumienia (rys. 1), co czyni obserwacje promieniowania kosmicznego o najwyższych energiach szczególnie trudnym.

Dzięki atmosferze powierzchnia Ziemi jest chroniona przed ciągłym bombardowaniem wysokoenergetycznymi cząstkami - oznacza to jednak, że bezpośrednia obserwacja promieniowania kosmicznego wymaga wyniesienia detektorów ponad gęste warstwy atmosfery, przy użyciu balonów lub satelitów. Dzięki takim właśnie eksperymentom własności promieniowania kosmicznego, takie jak skład i wielkość strumienia, zostały określone z dużą dokładnością przy niższych energiach. Jednak ograniczone rozmiary i czas działania detektorów jakie mogą być wyniesione ponad atmosferę, w połączeniu z malejącym strumieniem cząstek, narzucają granice możliwości badań takimi metodami do energii poniżej $\sim 10^{15}$ eV. Detekcja promieniowania kosmicznego o wyższych energiach możliwa jest natomiast pośrednio, poprzez obserwacje kaskad cząstek wtórnych, czyli tak zwanych wielkich pęków atmosferycznych, wywoływanych przez cząstki pierwotne.

1.1 Propagacja cząstek najwyższych energii – efekt GZK

Przy poszukiwaniu źródeł promieniowania kosmicznego najwyższych energii należy uwzględnić ograniczenie odległości, jaką cząstki te mogą przebyć. Po odkryciu relikowego promieniowania tła okazało się że zasięg cząstek o najwyższych obserwowanych energiach jest ograniczony [1, 2]. Powyżej energii 5×10^{19} eV będą zachodziły oddziaływania z fotonami tła mikrofalowego. Jeśli cząstką tą będzie proton, zachodzić będą procesy fotoprodukcji cząstek: $p\gamma \rightarrow p\pi^0$, $p\gamma \rightarrow n\pi^+$, $p\gamma \rightarrow pe^-e^+$. W każdym takim oddziaływaniu proton będzie tracił część swojej energii. Protony o skrajnie wysokich energiach mogą przebyć co najwyżej kilkadziesiąt megaparseków, zanim ich energia spadnie poniżej progu na fotoprodukcję (rys. 2). Oczekuje się, że te oddziaływania spowodują słumie-



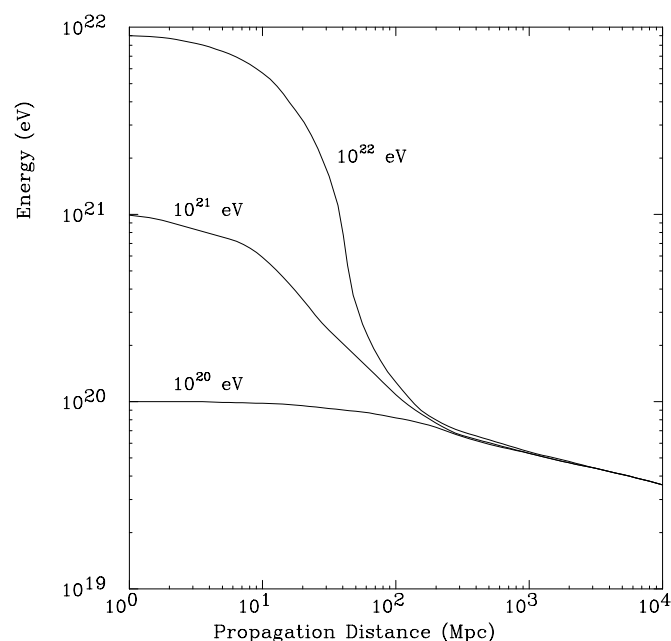
Rysunek 1: Widmo promieni kosmicznych docierających do Ziemi. Podane na wykresie wartości są strumieniami zsumowanymi w całym zakresie energii powyżej wskazanych wartości.

nie strumienia cząstek o najwyższych energiach, nazywany obcięciem Greisena-Zacepina-Kuzmina (GZK).

Również w przypadku gdy cząstkami promieniowania kosmicznego są cięższe jądra, przewidywane są straty energii w oddziaływaniu z tłem mikrofalowym. W tym przypadku najistotniejsze są procesy fotodezintegracji, w których pierwotne jądro (a wraz z nim energia) jest dzielone na części, oraz produkcji par e^-e^+ .

Pewne modele pochodzenia promieni kosmicznych najwyższych energii przewidują znaczny udział fotonów. Także w tym przypadku zasięg będzie ograniczony, głównie przez kreację par e^-e^+ w oddziaływaniu z fotonami tła mikrofalowego lub radiowego.

Wszystkie procesy prowadzące do strat energii przez cząstki powyżej progu GZK powodują, że do Ziemi mogą dotrzeć tylko te cząstki, które pochodzą ze źródeł stosunkowo bliskich w skali kosmologicznej. Wszystkie źródła odległe

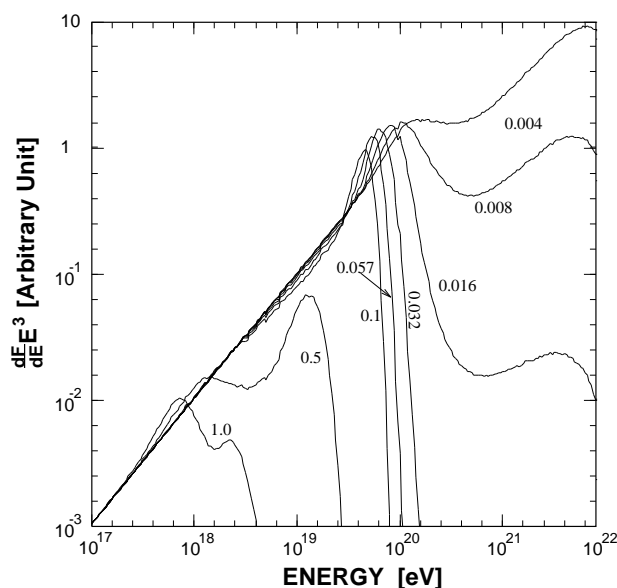


Rysunek 2: Energie protonów o różnych energiach początkowych w funkcji odległości od ich źródła. Energia maleje w wyniku oddziaływania z fotonami tła mikrofalowego [3].

bardziej niż kilkadziesiąt megaparseków będą dla nas niewidoczne w zakresie energii 10^{20} eV i wyższych. Oczekiwane jest silne tłumienie strumienia cząstek powyżej energii progowej, co w widmie obserwowanych na Ziemi cząstek będzie widoczne w postaci tzw. obcięcia GZK (rys. 3).

1.2 Przypuszczalne źródła promieni kosmicznych najwyższych energii

Od chwili odkrycia wysokoenergetycznych cząstek przybywających do Ziemi z przestrzeni kosmicznej trwają prace teoretyczne, mające na celu wytłumaczenie pochodzenia promieniowania kosmicznego. Powszechnie uznawany mechanizm przyspieszania cząstek został zaproponowany przez Fermiego [5]. Jeśli w pewnym obszarze przestrzeni międzygwiazdowej znajdują się poruszające się obłoki plazmy, którym towarzyszy niejednorodne pole magnetyczne, cząstki naładowane będą losowo trafiać na takie zwierciadła magnetyczne i odbijać się od nich. Prawdopodobieństwo zderzenia czołowego, w którym cząstka zyskuje energię, jest większe niż zderzenia z obłokiem od tyłu. W takim stochastycznym procesie, na drodze wielokrotnych zderzeń, cząstki będą zyskiwać energię. Warunkiem jest



Rysunek 3: Przewidywane obserwowane widma promieni kosmicznych pochodzących ze źródeł położonych w różnych odległościach. Założono emisję cząstek z widmem E^{-2} . Przesunięcia ku czerwieni źródeł (zaznaczone na wykresie) pokrywają zakres od 0.004 do 1, co odpowiada odległościom od około 2 Mpc do 3 Gpc. [4].

mała gęstość ośrodka – dostatecznie niska, aby uniknąć znaczących strat energii w zderzeniach cząstek. Można pokazać że średnia zmiana energii cząstki ΔE jest proporcjonalna do energii cząstki E oraz kwadratu prędkości zwierciadeł magnetycznych β^2 . Przyspieszanie takie nazywane jest procesem Fermiego drugiego rzędu. Bardziej efektywne przyspieszanie cząstek zachodzi w obecności fal uderzeniowych [6]. W takich obszarach, przy obecności niejednorodnych pól magnetycznych, cząstki będą zyskiwać energię przy każdym odbiciu, a średni zysk energii będzie proporcjonalny do szybkości fali uderzeniowej β . Cząstki pozostają uwięzione magnetycznie, ale istnieje szansa, że uciekną z obszaru przyspieszania – oznacza to że w miarę osiągnięcia coraz wyższych energii, cząstek będzie coraz mniej, a strumień cząstek obserwowany na zewnątrz będzie miał widmo potęgowe.

Przyspieszanie cząstek w każdym obiekcie ma pewne granice. Będzie ono zachodziło tak długo jak cząstka pozostanie magnetycznie uwięziona w obszarze gdzie zachodzi przyspieszanie. Ze wzrostem energii cząstki rośnie również jej promień Larmora – jeśli stanie się on większy od rozmiarów obszaru przyspieszania cząstka ucieknie. Oznacza to, że dla obiektu o określonych rozmiarach

L i natężeniu występującego tam pola magnetycznego B istnieje górna granica energii E_{max} , do której cząstka o określonym ładunku Ze może zostać przyspieszona: $E_{max} \approx \beta c \cdot Ze \cdot B \cdot L$. Maksymalna energia może być dodatkowo ograniczona, jeśli warunki sprzyjające przyspieszaniu cząstek będą trwały zbyt krótko, a w przypadku silnych pól magnetycznych istotne mogą stać się straty poprzez promieniowanie synchrotronowe.

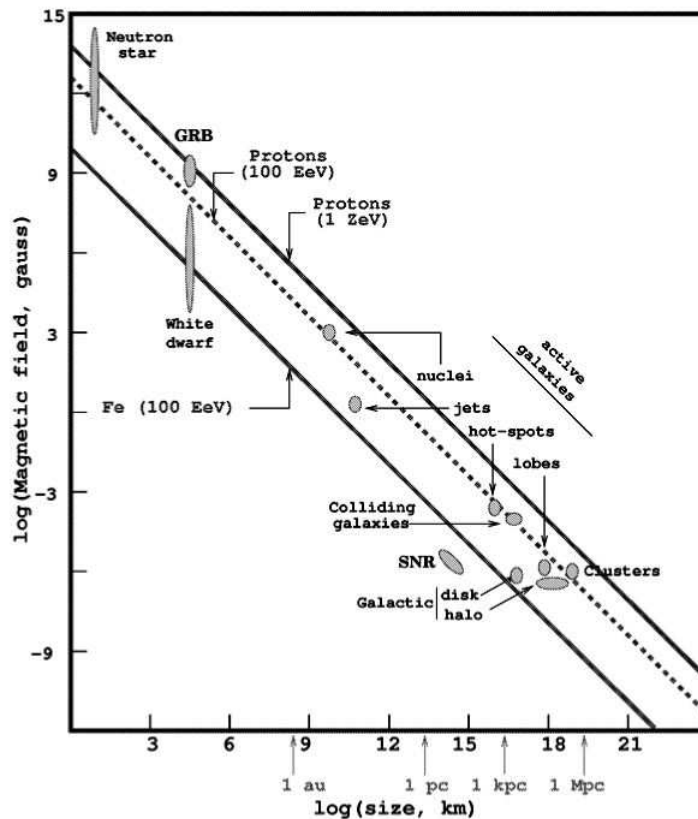
Poza długotrwałymi procesami przyspieszania cząstek poprzez odbicia cząstek, rozważane są sytuacje, w których bardzo wysokie energie nadawane są cząstkom naładowanym w krótkich przejściach przez obszary o dużych różnicach potencjału elektrycznego. Rozważania zjawisk zachodzących w obszarach o silnym, zmiennym polu magnetycznym, np. w pobliżu wirujących gwiazd neutronowych lub czarnych dziur, zaowocowały scenariuszami przyspieszania promieni kosmicznych najwyższych energii.

Pozostałości po supernowych są powszechnie uznawane za źródła promieni kosmicznych. Jednak na podstawie wiedzy o warunkach w nich panujących oraz rozmiarów jakie mogą osiągnąć ocenia się, że cząstki mogą być tam przyspieszane najwyżej do energii rzędu 10^{15} eV. Promieniowanie kosmiczne wyższych energii wymaga innych wyjaśnień. Nie ma obecnie pewności, czy istnieją obiekty astrofizyczne będące w stanie przyspieszyć cząstki do energii ponad 10^{20} eV, jednak pewne klasy obiektów są wskazywane jako potencjalne źródła promieni kosmicznych najwyższych obserwowanych energii (rys. 4).

Galaktyki aktywne. Obiecującymi kandydatami na źródła promieni kosmicznych najwyższych energii są aktywne obszary radiogalaktyk [8]. Uważa się że mogą to być olbrzymie fale uderzeniowe powstające, gdy dzęty materii wyrzuconej z centrum galaktyki zderzają się z ośrodkiem międzygalaktycznym. Rozmiary takich obszarów są szacowane na kilka kiloparseków, można się również spodziewać występowania w nich silnych pól magnetycznych.

Również same dzęty materii mogą stanowić źródło promieni kosmicznych. Na ich bocznych granicach, na styku z ośrodkiem międzygalaktycznym, występują duże gradienty prędkości, oraz niejednorodności pola magnetycznego, co stwarza warunki do przyspieszania cząstek [9, 10]

Rozważana była również możliwość przyspieszania cząstek w jądrach aktywnych galaktyk. Znajdujące się tam supermasywne czarne dziury akreują wielkie ilości materii, a towarzyszące temu procesy mogłyby nadawać cząstkom znaczne energie. Niestety, intensywne promieniowanie obecne w tych obszarach prowadziłoby do dużych strat energii cząstek. Bardziej sprzyjające warunki będą natomiast panowały w galaktykach, które mają już poza sobą fazę wysokiej aktywności ("martwe kwazary"). W centrach takich galaktyk powinny znajdować się wi-



Rysunek 4: Wykres przedstawiający rozmiary obiektów astrofizycznych, które mogą przyspieszać cząstki do bardzo wysokich energii, i ich charakterystyczne pola magnetyczne. Ukośne linie przedstawiają dolne granice parametrów wystarczających do przyspieszenia protonu i jądra żelaza do energii $100 \text{ EeV} = 10^{20} \text{ eV}$, oraz protonu do $1 \text{ ZeV} = 10^{21} \text{ eV}$.

rujące czarne dziury. Akrecja materii zachodzi bardzo powoli, ale być może jest wystarczająca do wytworzenia wokół czarnej dziury magnetosfery wystarczającej do przyspieszania cząstek do skrajnie wysokich energii [11].

Zderzenia galaktyk. W zdarzeniach takich dochodzi do przepływu materii na wielkich obszarach. Mogą one tworzyć fale uderzeniowe, na których cząstki mogłyby być przyspieszane do bardzo wysokich energii [12].

Gromady galaktyk. W ośrodku międzygalaktycznym pole magnetyczne jest bardzo słabe, jednak znacznie większe rozmiary, w połączeniu z możliwością powstawania rozległych fal uderzeniowych w przepływach materii, być może

stwarzają warunki wystarczające do przyspieszania cząstek do najwyższych energii [13]. Rozmiary obszaru przyspieszania nie mogą być jednak dowolnie duże, bo oddziaływania odpowiedzialne za efekt GZK będą ograniczać maksymalną energię.

Gwiazdy neutronowe. Szybko wirujące magnetosfery tych gwiazd generują wielkie różnice potencjału, które mogą przyspieszać cząstki naładowane. Młode, bardzo szybko wirujące gwiazdy neutronowe mogą być źródłem ultrarelatywistycznego wiatru, w którym cząstki naładowane być może uzyskują skrajnie wysokie energie [14]. Istnieje również możliwość, że podwójne układy gwiazd neutronowych mogłyby stwarzać warunki umożliwiające przyspieszanie cząstek do najwyższych energii [15].

Błyski gamma. Zjawiska te wiąże się z ultrarelatywistycznymi falami uderzeniowymi, być może powstającymi w wyniku wybuchu szybko wirujących gwiazd. Takie zdarzenia mogłyby produkować promienie kosmiczne najwyższych energii [16, 17], choć niektóre analizy wskazują że maksymalna energia możliwa do uzyskania w takim zjawisku nie jest wystarczająca do wytłumaczenia pochodzenia najbardziej energetycznych cząstek [15, 18].

Wymienione powyżej obiekty produkują promieniowanie kosmiczne poprzez przyspieszanie cząstek o niższych energiach początkowych, dlatego te scenariusze pochodzenia cząstek o najwyższych energiach są nazywane modelami “bottom-up”. Odrębną klasą postulowanych wyjaśnień stanowią tzw. modele “top-down”, zakładające istnienie pewnych egzotycznych obiektów, pozostałych po wczesnych fazach rozwoju Wszechświata. Obiekty te mogłyby rozpadać się, a jeśli energia uwolniona w tym procesie byłaby wystarczająco duża, końcowe produkty tych rozpadów mogłyby mieć energie rzędu 10^{20} eV lub wyższe.

Superciężkie cząstki reliktowe. Modele kosmologiczne przewidują obecność dużych ilości ciemnej materii we Wszechświecie. Istnieje możliwość że część tej materii stanowią superciężkie (o masach ponad 10^{21} eV) cząstki o długim czasie rozpadu, porównywalnym z wiekiem Wszechświata [19]. Cząstki takie mogłyby rozpadać się na leptony i kwarki, co mogłoby dać początek promieniowaniu kosmicznemu o energiach przekraczających 10^{20} eV. W strumieniu tych cząstek, obok hadronów, należałoby oczekiwać znacznego udziału fotonów.

Defekty topologiczne. Innymi kandydatami na źródła promieni kosmicznych najwyższych energii są defekty topologiczne, pozostałe po przejściach fazowych we wczesnym Wszechświecie [20]. Zaproponowano szereg modeli opisujących

naturę tych obiektów (monopole, kosmiczne struny i inne). Zapadanie się lub anihilacja tych obiektów mogłyby wyprodukować cząstki, z widmem sięgającym nawet energii wielkiej unifikacji ($\sim 10^{24}$ eV).

Inne modele pochodzenia promieni kosmicznych najwyższych energii obchodzą ograniczenia związane z efektem GZK poprzez założenie, że cząstki te nie są nukleonami ani fotonami. Na przykład w modelach supersymetrycznych możliwe jest istnienie stabilnych masywnych hadronów [21]. Takie cząstki byłyby w stanie przebywać długie drogi bez strat energii, a więc położenia źródeł promieni kosmicznych obserwowanych na Ziemi nie byłyby ograniczone horyzontem efektu GZK.

Także neutrino mogą przebywać duże odległości bez strat energii. Neutrino skrajnie wysokich energii mogą oddziaływać z neutrinami tła, a powstałe w ten sposób bozony Z^0 produkowałyby obserwowane cząstki. Przy takim scenariuszu produkcji promieniowania kosmicznego również spodziewany jest duży udział fotonów w obserwowanym strumieniu.

Dla uniknięcia ograniczeń efektu GZK zaproponowane zostało łamanie niezmienniczości Lorentza [22, 23]. Efekt ten mógłby być niemierzalnie mały przy energiach dostępnych w ziemskich eksperymentach, ale wpływałby na kinematykę cząstek o najwyższych energiach. W takiej sytuacji oddziaływanie z fotonami tła uległoby stłumieniu, a cząstki takie jak hadrony mogłyby przybywać z odległych źródeł bez strat energii.

Różne modele pochodzenia promieni kosmicznych najwyższych energii różnią się przewidywaniami własności obserwowanego strumienia cząstek, takich jak widmo i skład. Do weryfikacji tych modeli i wybrania tego który najlepiej opisuje rzeczywistość, konieczne jest zgromadzenie jak najpełniejszej wiedzy o cząstkach przybywających do Ziemi.

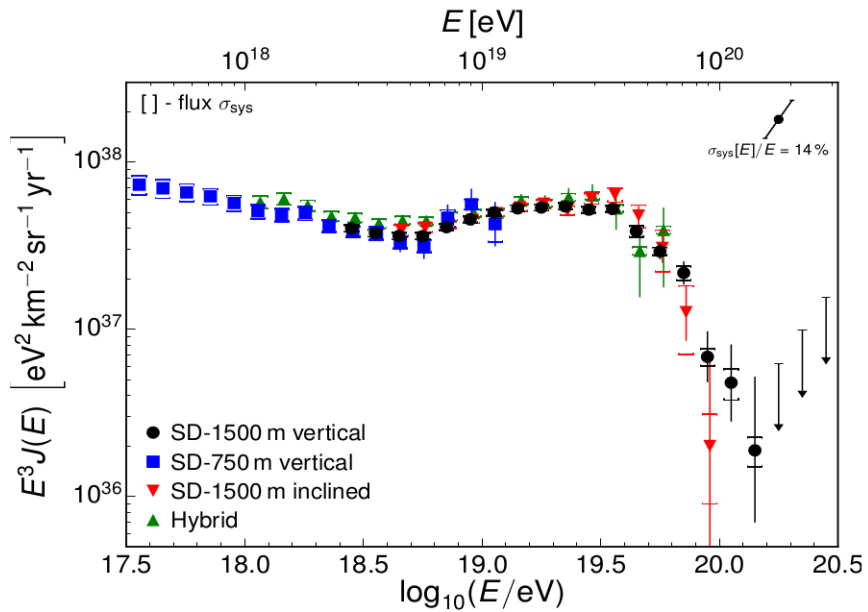
1.3 Widmo promieni kosmicznych najwyższych energii

Określenie widma obserwowanego strumienia cząstek jest jednym z najważniejszych zadań każdego eksperymentu poświęconego badaniom promieni kosmicznych. Przy ultra-wysokich energiach, powyżej $\sim 10^{18}$ eV, przy których strumień jest niezwykle mały (rzędu jednej cząstki na km^2 na rok), zadanie to wymaga długich obserwacji, przy użyciu detektorów pokrywających duże obszary. Możliwa jest tylko pośrednia detekcja poprzez obserwację wielkich pęków atmosferycznych. Do poprawnej interpretacji pomiarów konieczne jest dokładne zrozumienie zjawisk zachodzących w atmosferze po przylocie cząstki pierwotnej.

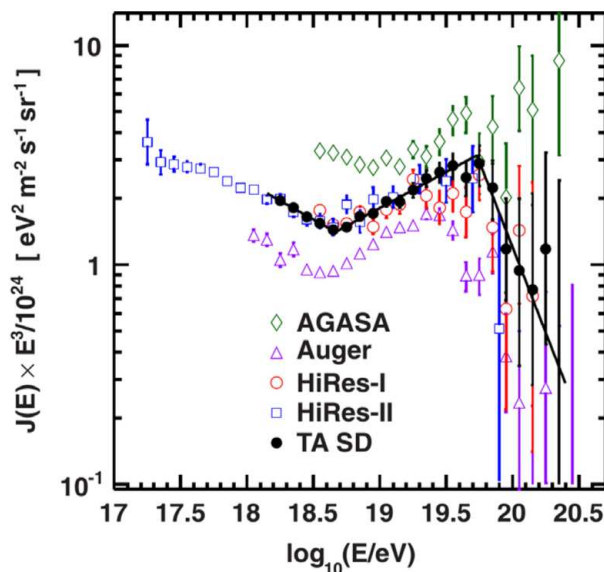
W ciągu ostatnich kilkudziesięciu lat przeprowadzono liczne eksperymenty poświęcone badaniu promieni kosmicznych najwyższych energii. Najbardziej

warte odnotowania są: Volcano Ranch [24], Haverah Park [25], SUGAR [26], Yakutsk [27], Fly's Eye [28], HiRes [29], AGASA [30], Pierre Auger Observatory [31], Telescope Array [32]. Kolejne eksperymenty poszerzały naszą wiedzę o promieniach kosmicznych, jak również rozwijały coraz doskonalsze techniki obserwacji. Porównania wyników różnych eksperymentów, przeprowadzanych przy użyciu różnych technik, pozwalały uzyskać bardziej wiarygodne wyniki. Wystąpienie znaczących różnic (jak w przypadku stosunkowo niedawnej niezgodności między eksperymentami HiRes i AGASA w ocenie występowania obciążenia GZK [33]) zmuszało do starannej rewizji metod obserwacji i analizy danych, co skutkowało poprawą dokładności wyników.

W ostatnich latach wiodącym eksperymentem, mającym na celu badanie promieni kosmicznych najwyższych energii jest Obserwatorium Pierre Auger. Dzięki największej z dotychczas zbudowanych sieci detektorów udało się zgromadzić najbogatszy zbiór obserwacji. Zastosowanie różnych rodzajów detektorów do równoczesnej detekcji promieni kosmicznych przy użyciu różnych technik pozwala uzyskać wyjątkową dokładność wyników. Widmo promieni kosmicznych uzyskane na podstawie tych pomiarów pokazane jest na rys. 5.



Rysunek 5: Widmo promieni kosmicznych najwyższych energii uzyskane z pomiarów Obserwatorium Pierre Auger [34]. Różne punkty odpowiadają różnym metodom obserwacji i analizy danych. U góry wykresu zaznaczono wielkość błędów systematycznych, pionowe kreski odpowiadają niepewnościom statystycznym.



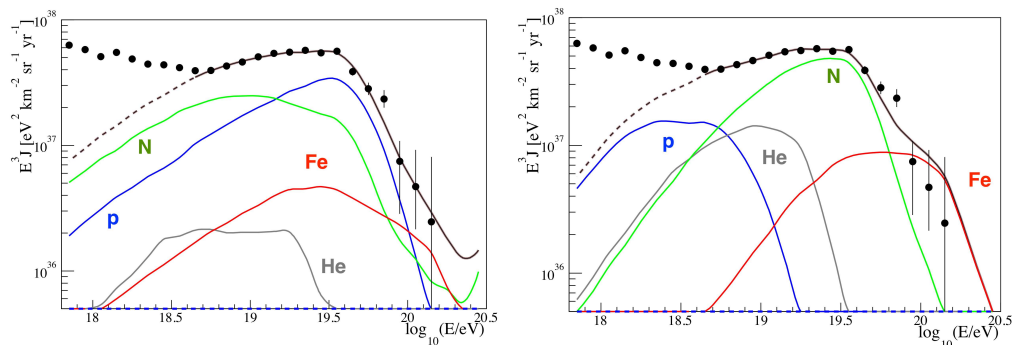
Rysunek 6: Widma uzyskane w największych eksperymentach badających promienie kosmiczne najwyższych energii [36].

W widmie łatwo można zauważyć pewne cechy charakterystyczne. Duże nachylenie widma $\propto E^{3.3}$ przy niższych energiach, przy około 5×10^{18} eV ustępuje twardszemu widmu $\propto E^{2.6}$. Załamanie to, nazywane “kostką” wydaje się być świadectwem przejścia między dwoma różnymi mechanizmami przyspieszania promieni kosmicznych, być może między źródłami z naszej Galaktyki i pozagalaktycznymi (podobne załamanie w przeciwnym kierunku, “kolano”, znajduje się przy energiach rzędu 10^{15} eV, odpowiadających kresowi możliwości przyspieszania w pozostałościach po supernowych).

Przy najwyższych energiach wyraźnie widoczny jest spadek strumienia cząstek: powyżej energii $\simeq 2.5 \times 10^{19}$ eV zsumowany strumień jest już o połowę mniejszy niż wynikałoby z przedłużenia widma potęgowego [34]. Jest to zjawisko przewidywane na podstawie efektu GZK, a obecne wyniki pozwalają już na testowanie przewidywań konkretnych modeli rozmieszczenia źródeł. I tak model zakładający jednorodny rozkład źródeł emitujących protony przewiduje spadek strumienia o połowę przy energii $\simeq 5.3 \times 10^{19}$ [35]. Przewidywanie to różni się od wartości obserwowanej o 3.4σ . Może to oznaczać że założenie jednorodności źródeł nie jest właściwe – jeśli źródła promieni kosmicznych skrajnie wysokich energii są rzadkie, losowy ich rozkład w naszym sąsiedztwie może mieć znaczny wpływ na widmo cząstek obserwowanych na Ziemi.

Telescope Array jest obecnie drugim ważnym eksperymentem poświęconym

badaniu promieni kosmicznych najwyższych energii, również wykorzystującym zalety równoczesnej rejestracji wielkich pęków detektorami różnych rodzajów. Widmo uzyskane na podstawie obserwacji dotychczasowej jego pracy jest przedstawione na rys. 6, razem z widmami uzyskanymi w Obserwatorium Pierre Auger, oraz w starszych eksperymentach HiRes i AGASA. Zauważalne są zarówno podobieństwa jak i różnice. Kształty widm są bardzo podobne: indeksy widmowe oraz energie, przy których ulegają zmianom, mają zbliżone wartości (wyjątkiem są rezultaty eksperymentu AGASA, które nie wykazują obcięcia strumienia przy najwyższych energiach). Przy tej zgodności kształtów wyraźnie widoczna jest różnica obliczonych strumieni cząstek. Rozbieżności te mogą wynikać z systematycznych niepewności pomiarów. Nawet dla najdokładniejszej techniki pomiarów, poprzez obserwację światła fluorescencyjnego wywołanego przez wielkie pęki, szacowana niepewność wynosi kilkanaście procent. Należy pamiętać, że wykresy przedstawiają strumień cząstek pomnożony przez E^3 , więc niedokładność pomiaru energii przekłada się również na niepewność położenia punktów w osi pionowej. Dokładniejsza analiza pokazała, że przesunięcia skali energii w najważniejszych eksperymentach o czynniki rzędu 10% wystarczy do uzgodnienia ich wyników [37].



Rysunek 7: Zmierzone widmo promieni kosmicznych najwyższych energii oraz przewidywania modelowe wkładu cząstek o różnych masach do całkowitego strumienia. Po lewej model uwzględniający znaczny efekt procesów GZK i fotodezintegracji, po prawej widmo kształtowane głównie własnościami źródeł [38].

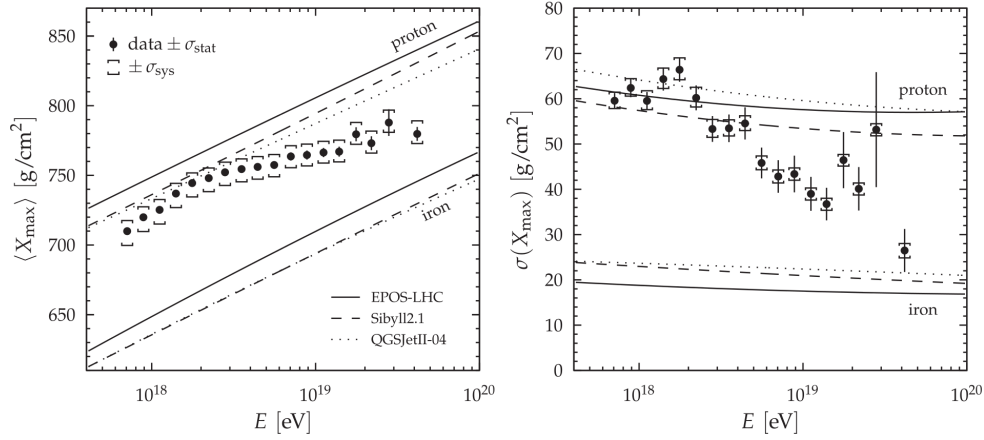
Zmierzony kształt widma jest wprawdzie zgodny z przewidywaniami efektu GZK, jednak okazuje się że może być również wytłumaczony własnościami samych źródeł promieni kosmicznych. Wszystkie astrofizyczne akceleratory cząstek, odpowiednio do ich rozmiarów i pól magnetycznych, mają górną granicę energii do jakich mogą przyspieszyć cząstki. Jeśli energia rzędu 10^{20} eV okazałaby się granicą przyspieszania dla nawet najpotężniejszych źródeł, obserwowane

obcięcie widma będzie obecne nawet bez udziału efektu GZK. I tak, jest możliwe znalezienie modelu w którym rozkład źródeł jest taki, że procesy GZK i fotodezintegracji cięższych jąder ma znaczący wpływ na kształt widma. Na rys. 7 po lewej pokazane jest dopasowanie modelu do obserwowanego widma, oraz przewidywane wkłady do całkowitego strumienia od cząstek o różnych masach: od protonów do jąder żelaza. Równocześnie możliwe jest zbudowanie takiego modelu źródeł promieni kosmicznych, w którym opisanie obserwowanego widma zasadniczo nie wymaga występowania efektu GZK. Na rys. 7 po prawej przedstawione są przewidywania takiego modelu, z zaznaczonymi wkładami od cząstek o różnych masach – każdej z tych grup cząstek odpowiada maksymalna możliwa do uzyskania energia, proporcjonalna do ładunku jądra. Przy obecnej wiedzy o promieniach kosmicznych najwyższej energii nie jesteśmy w stanie jednoznacznie rozstrzygnąć, który model najlepiej odpowiada rzeczywistym źródłom promieni kosmicznych najwyższych energii.

1.4 Skład promieni kosmicznych najwyższych energii

Poznanie składu promieni kosmicznych najwyższych energii pomogłoby rozwiązać zagadkę ich pochodzenia. W sytuacji przedstawionej powyżej, gdy różne modele przewidują bardzo podobny kształt widma (rys. 7), dodatkowa informacja o składzie promieni kosmicznych pozwoliłaby rozstrzygnąć który z nich lepiej opisuje rzeczywiste źródła.

W przypadku obserwacji promieni kosmicznych najwyższych energii, gdy cząstki pierwotne ulegają zniszczeniu w pierwszych oddziaływaniach w górnych warstwach atmosfery, a obserwowane są tylko wtórne wielkie pęki atmosferyczne, ustalenie jakiego rodzaju cząstki przybywają do Ziemi jest zadaniem szczególnie trudnym. Konieczna jest szczegółowa analiza procesu rozwoju wielkich pęków. Jednym z najistotniejszych efektów, pozwalających określać masy cząstek pierwotnych, są różnice w położeniach maksimum rozwoju wielkich pęków X_{max} [39]. X_{max} opisuje długość drogi przebytej w atmosferze (w g/cm^2), jaka jest potrzebna aby liczba cząstek w wielkim pęku osiągnęła maksimum. Dla cząstek pierwotnych o tej samej energii, średnia głębokość X_{max} jest mniejsza dla cząstek cięższych, a różnice położenia maksimum są proporcjonalne do logarytmu liczby masowej jądra A . Jeśli jądro atomowe o energii E potraktujemy jako zbiór nukleonów o energii E/A (energia wiązania jest zaniedbywalnie mała), to możemy się spodziewać że lekkie cząstki (np. protony) będą musiały przejść dłuższy łańcuch oddziaływań aby kaskada wtórna osiągnęła liczebność taką, jaka będzie osiągnięta już w pierwszych oddziaływaniach cząstek bardziej masywnych. Również element losowy pierwszych oddziaływań będzie bardziej znaczący w przypadku oddziaływań pojedynczych cząstek niż większych zbiorów nukleonów. Można więc oczekiwać większych fluktuacji rozwoju wielkich pęków zainicjowanych

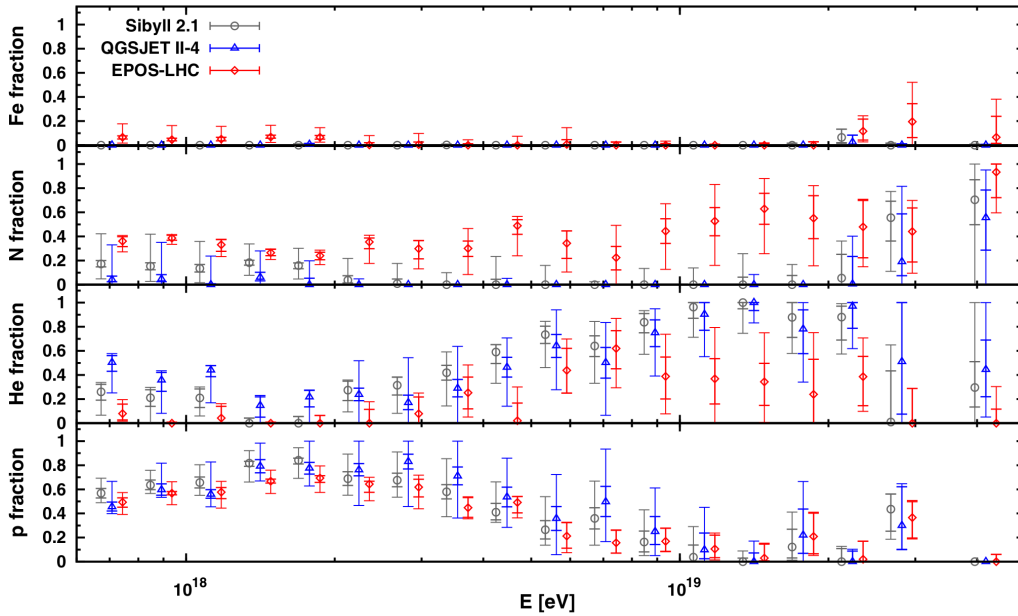


Rysunek 8: Średnie wartości X_{max} i dyspersje ich rozkładów zmierzone w Obserwatorium Pierre Auger, porównane z przewidywaniami modeli dla protonów i jąder żelaza. Klamry wskazują niepewności systematyczne [40].

przez protony. Rozkłady X_{max} (średnie wartości i ich dyspersje) są standardowymi parametrami używanymi do analizy składu promieni kosmicznych.

Wyniki pomiarów położenia maksimum rozwoju wielkich pęków uzyskane w Obserwatorium Pierre Auger przedstawione są na rys. 8. Zaznaczone są również oczekiwane wartości tych parametrów dla protonów i jąder żelaza, obliczone na podstawie symulacji wielkich pęków z uwzględnieniem aktualnych wersji modeli oddziaływań jądrowych: EPOS-LHC [41], QGSJet II-4 [42] oraz Sibyll 2.1 [43]. Wyniki obserwacji sugerują zmianę składu promieni kosmicznych przy ultra-wysokich energiach. Poniżej energii około 2×10^{18} eV wydają się przeważać cząstki lekkie, przy wyższych energiach stopniowo ustępujące jądrom cięższym.

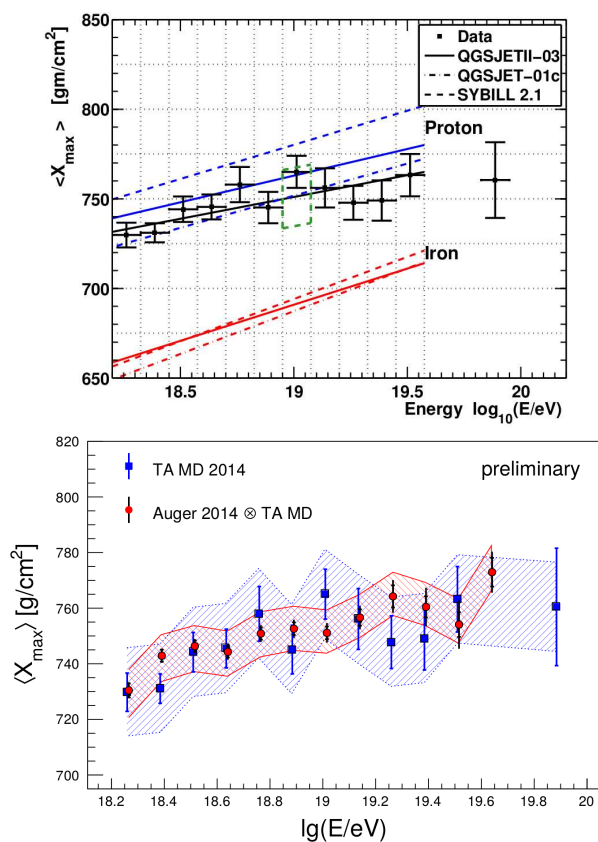
Bardziej szczegółowa analiza obserwowanych głębokości maksimum X_{max} [44], uwzględniająca pełne rozkłady a nie tylko średnie i dyspersje, pozwala uzyskać więcej informacji o składzie obserwowanych promieni kosmicznych. Opierając się na różnych modelach oddziaływań jądrowych, przy pomocy symulacji komputerowych obliczone zostały oczekiwane rozkłady X_{max} dla różnych rodzajów i energii cząstek pierwotnych. Do pokrycia najbardziej prawdopodobnego zakresu mas wybrane zostały protony oraz jądra helu, azotu i żelaza. Tak uzyskane rozkłady X_{max} zostały porównane do wartości rzeczywiście zmierzonych, a poprzez zmianę cząstkowego udziału jąder o różnych masach określone zostały proporcje dające najlepszą zgodność z obserwacjami. Uzyskane w ten sposób wkłady od poszczególnych rodzajów cząstek zaprezentowane są na rys. 9. Wyniki analizy wskazują na bardzo mały udział jąder żelaza w całym zbadanym zakresie energii. Widoczna jest wyraźna zmiana wkładu protonów w analizowanym prze-



Rysunek 9: Najlepsze dopasowania udziału protonów, jąder helu, azotu i żelaza w promieniach kosmicznych najwyższych energii uzyskane przez porównanie obserwowanych rozkładów X_{max} z wynikami symulacji [44].

dziale energii: przy energiach około 10^{18} eV jest dominujący, przy wyższych energiach maleje, powyżej 10^{19} eV spada prawie do zera, przy najwyższych energiach wkład ten wydaje się znowu stawać się istotny. Miejsce protonów zajmują przy wyższych energiach jądra cięższe, choć przewidywania oparte na różnych modelach oddziaływań jądrowych różnią się dość znacznie między sobą. Przechodzenie od jąder lżejszych do cięższych ze wzrostem energii cząstek jest zgodne z przewidywanymi energiami maksymalnymi osiąganymi w procesie przyspieszania cząstek. W obiekcie o określonych rozmiarach i polu magnetycznym cząstki mogą uzyskiwać energię do wartości maksymalnej, proporcjonalnej do ładunku cząstki, można więc oczekiwać że ze wzrostem energii obserwowanych cząstek wkłady od lekkich jąder będą sukcesywnie zanikać, przesuując skład promieni kosmicznych ku większym masom.

Badanie składu promieni kosmicznych obserwowanych w eksperymencie Telescope Array jest również oparte na pomiarach głębokości maksimum rozwoju X_{max} . Wyniki tych prac, w porównaniu z przewidywaniami modeli, przedstawione są na górnym wykresie rys. 10. Wyniki wydają się wskazywać na lekki skład w całym obserwowanym zakresie energii, zgodny z przewidywaniami modeli dla protonów. Należy jednak zauważyć, że różne modele, służące jako po-



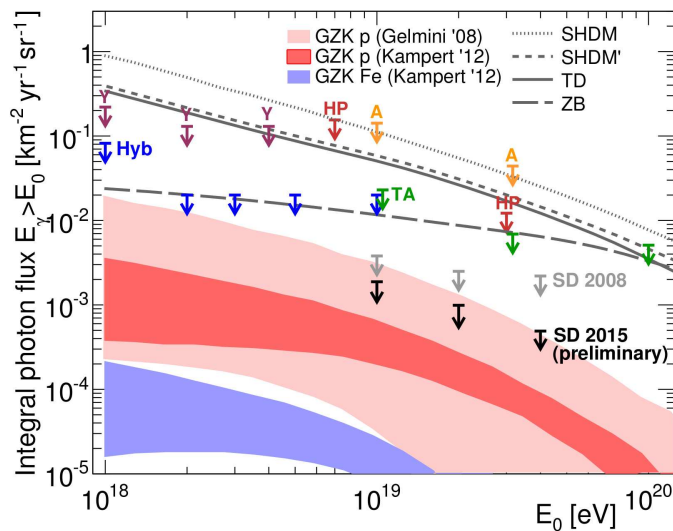
Rysunek 10: Na górze: średnie położenia X_{max} zmierzone przez Telescope Array, porównane z przewidywaniami modeli dla protonów i jąder żelaza; niepewności systematyczne oznaczone zielonym równoległobokiem [45].

Na dole: porównanie wyników pomiarów X_{max} uzyskanych w Obserwatorium Pierre Auger i Telescope Array, uwzględniające efekty aparaturowe [46].

ziom odniesienia, zostały użyte w analizach Obserwatorium Pierre Auger i Telescope Array. Bezpośrednie porównanie wyników uzyskanych przez oba eksperymenty jest utrudnione przez różnice w metodach analizy danych. Aby usunąć te różnice, wykonana została wspólna analiza, w której wyniki uzyskane w Obserwatorium Pierre Auger zostały przełożone za pomocą symulacji na oczekiwane obserwacje detektorów Telescope Array [46]. Wynik tej pracy przedstawiony jest na dole rys. 10 – interpretacja obserwacji obu eksperymentów pokazuje brak niezgodności.

Przy badaniu składu promieni kosmicznych najwyższych energii nie można ograniczać się tylko do jąder atomowych, chociaż dotychczasowe obserwacje sta-

nowią silny dowód na to, że właśnie takie cząstki obserwujemy. Szereg modeli teoretycznych przewiduje udział innych cząstek, jak np. fotonów lub neutrin, wśród promieni kosmicznych najwyższych energii. W szczególności cała klasa tzw. modeli “top-down”, opisujących powstawanie promieni kosmicznych wskutek np. rozpadów egzotycznych cząstek, przewiduje wysoki, kilkudziesięcioprocentowy udział fotonów i neutrin w strumieniu cząstek najwyższych energii. Również oddziaływania związane z efektem GZK powinny produkować fotony i neutrina. Wykrycie lub określenie górnej granicy udziału tych cząstek w obserwowanym strumieniu promieni kosmicznych jest zasadniczą informacją, konieczną przy weryfikacji tych modeli.



Rysunek 11: Górne limity strumienia fotonów najwyższych energii uzyskane na podstawie danych z Obserwatorium Pierre Auger (Hyb, SD) [47, 48], Telescope Array (TA) [49], Yakutsk (Y) [50], Haverah Park (HP) [51] i AGASA (A) [52]. Linie obrazują przewidywania wybranych modeli “top-down”, kolorowe pola – przewidywania na podstawie efektu GZK.

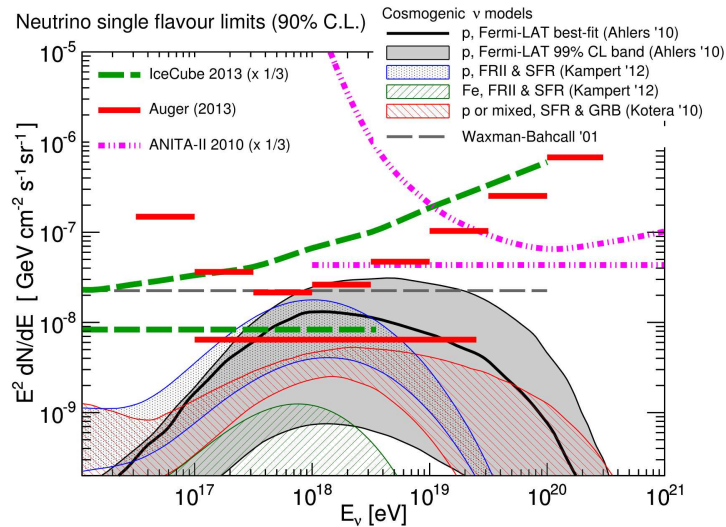
Nie ma możliwości bezpośredniego zbadania cząstek promieni kosmicznych najwyższych energii przybywających do Ziemi, konieczna jest więc znowu staranna analiza zjawiska powstawania i rozwoju wielkich pęków atmosferycznych. W przypadku fotonów spodziewać się można, że stosunkowo mała część energii zostanie przekazana hadronom i mionom, a sam rozwój wielkiego pędu zostanie wydłużony przez niską krotność oddziaływań elektromagnetycznych. Należy zatem oczekiwać mniejszej liczby mionów w wielkim pęku oraz statystycznie większej głębokości X_{max} , niż dla wielkich pęków zapoczątkowanych przez ha-

drony o tych samych energiach. Przy najwyższych energiach, efekt Landaua-Pomieranczuka-Migdała dodatkowo obniża prawdopodobieństwo oddziaływania, zwiększając średnią głębokość X_{max} . Z drugiej strony w ziemskim polu magnetycznym możliwa jest konwersja fotonu w parę elektron-pozyton, co przyspieszy rozwój wielkiego pęku [53]. Symulacje komputerowe z uwzględnieniem tych zjawisk pozwalają na porównanie własności wielkich pęków wywołanych przez fotony i hadrony.

Losowe fluktuacje wywołują znaczne różnice pomiędzy wielkimi pękami wywołanymi nawet przez takie same cząstki pierwotne, co powoduje znaczne pokrywanie się rozkładów własności pęków wywołanych przez fotony i hadrony. Praktycznie uniemożliwia to identyfikację cząstki pierwotnej w przypadku pojedynczych wielkich pęków, ale różnice średnich wartości pozwalają na statystyczną analizę danych. W Obserwatorium Pierre Auger kilka obserwacji, których średnie oczekiwane wartości są różne dla wielkich pęków wywołanych przez fotony i hadrony, jest używanych w analizach: głębokość maksimum X_{max} , dopasowanie profilu podłużnego do funkcji Greisena [54], rozkład poprzeczny cząstek na powierzchni, struktura czasowa sygnału w detektorach naziemnych. Analiza wielu zmiennych pozwala zwiększyć możliwość rozdzielenia wielkich pęków wywołanych przez fotony i hadrony [55]. W eksperymencie Telescope Array głównym wskaźnikiem jest krzywizna czoła wielkiego pęku, a analiza obejmuje porównanie obserwacji z wynikami symulacji Monte Carlo zakładających różne cząstki pierwotne [49].

Dotychczasowe wyniki obserwacji okazują się być zgodne z brakiem fotonów wśród promieni kosmicznych najwyższych energii. Określone zostały górne ograniczenia na strumień fotonów (rys. 11), które są znacznie niższe od przewidywań modeli "top-down". Dalsze obserwacje promieni kosmicznych umożliwią być może obserwację fotonów pochodzących z procesów związanych z efektem GZK.

Dane zebrane przez eksperymenty dedykowane obserwacjom promieni kosmicznych mogą być użyte również do poszukiwania dowodów na obecność neutrin wśród cząstek najwyższych energii. Niezwykle niski przekrój czynny powoduje, że oddziaływania neutrin zachodzą bardzo rzadko, jednak wielkość obszaru pokrytego detektorami w największych eksperymentach, w połączeniu z długim czasem trwania obserwacji, dają możliwość zmierzenia strumienia neutrin na poziomie przewidywanym przez modele produkcji promieni kosmicznych. Mały przekrój czynny oddziaływania neutrin oznacza, że do pierwszego oddziaływania, początkującego rozwój wielkiego pęku atmosferycznego, może dojść w dowolnym miejscu. W przypadku cząstek pierwotnych, takich jak jądra atomowe lub fotony, wielkie pęki zaczynają się rozwijać stosunkowo wysoko w atmosfere-



Rysunek 12: Górne ograniczenia na strumień neutrin najwyższych energii uzyskane w eksperymentach Obserwatorium Pierre Auger [47], IceCube [56] i ANITA [57], porównane z przewidywaniami modeli opartych na efekcie GZK.

rze. Dla cząstek przylatujących z kierunków nisko nad horyzontem oznacza to, że wielki pęk docierający do powierzchni Ziemi będzie na zaawansowanym etapie rozwoju. Najbardziej charakterystyczną cechą tego etapu jest zanik części elektromagnetycznej (elektrony, pozytony, fotony) wielkiego pęku, dominujący wkład pochodzi od mionów. W przypadku neutrin, jeśli do pierwszego oddziaływania zajdzie po przejściu dłuższej drogi w atmosferze, nachylone wielkie pęki mogą dotrzeć do powierzchni jeszcze we wczesnej fazie rozwoju. Różnice we własnościach wielkich pęków obserwowanych w takich warunkach są wystarczająco duże, aby możliwe było odróżnienie tych wywołanych przez neutrina. Dodatkowym sposobem wykrycia neutrin jest obserwacja wielkich pęków rozwijających się pod niewielkim kątem w górę. W przypadku neutrin taonowych przelatujących płytko pod powierzchnią Ziemi może dojść do oddziaływania. Powstały w ten sposób lepton τ ma szansę wydostać się ponad powierzchnię, a jego rozpad w atmosferze zapoczątkuje rozwój wielkiego pęku.

Dane Obserwatorium Pierre Auger zostały przeanalizowane w poszukiwaniu takich, charakterystycznych dla neutrin, wielkich pęków – okazało się że nie zostały jak dotąd zaobserwowane. Górne granice na strumień neutrin uzyskane w tych badaniach pokazane są na rys. 12. Limity te bliskie są przewidywaniom modeli teoretycznych, a kontynuacja obserwacji – zarówno w przypadku gdy dojdzie do zarejestrowania neutrin, jak i przy dalszym braku – umożliwi ściślejszą weryfikację modeli, zbliżając nas do rozwiązania zagadki pochodzenia promieni

kosmicznych najwyższych energii.

1.5 Kierunki przylotu promieni kosmicznych

Jedną z informacji rejestrowanych przy obserwacji promieni kosmicznych jest kierunek przylotu cząstki pierwotnej. Zebrane dotąd informacje wskazują na to, że przeważająca część tych cząstek jest obdarzona ładunkiem, będą więc na swojej drodze ulegać odchyleniom w polach magnetycznych, w Galaktyce lub poza nią. Przy niższych energiach odchylenia te będą bardzo duże, nie pozwalające na prześledzenie trasy cząstki. Jednak przy najwyższych energiach, powyżej 10^{19} eV, odchylenia protonu powinny ograniczyć się do kilku stopni. Dla cząstek o większych ładunkach odchylenia będą proporcjonalnie większe. Ponieważ efekt GZK ogranicza zasięg cząstek o najwyższych energiach, ich źródeł należy szukać w obiektach w odległości najwyżej kilkudziesięciu megaparseków.

Obiecującymi kandydatami na źródła promieni kosmicznych o najwyższych energiach są galaktyki aktywne, więc jednym z przeprowadzanych testów jest badanie korelacji między kierunkami przychodzenia cząstek a rozkładem skatalogowanych aktywnych galaktyk na niebie. Analiza danych zbieranych w Obserwatorium Pierre Auger wykazała początkowo wysoką korelację z obiektami z katalogu Véron-Cetty Véron galaktyk aktywnych [58]. 61% promieni kosmicznych o energiach powyżej 5.7×10^{19} eV przybywało z kierunków oddalonych nie więcej niż 3.1° od galaktyk z zestawu obiektów w odległościach do 75 Mpc [59]. Dane zbierane po przeprowadzeniu tej analizy nie potwierdziły tak wysokiego stopnia korelacji: 28% promieni kosmicznych ma kierunki przylotu pokrywające się z położeniami galaktyk, dwa odchylenia standardowe od poziomu losowej zgodności przewidywanej przy izotropowym rozkładzie kierunków [60]. Analiza przy tych samych wartościach granicznej energii cząstek i kąta korelacji została powtórzona przy użyciu danych zebranych przez Telescope Array – wykazała ona również słabe odchylenie od rozkładu losowego: 11 z 25 zaobserwowanych cząstek koreluje z obiektami katalogowymi, przy 5.9 oczekiwanych losowo, co zdarza się w 2% przypadkowych rozkładów [61].

Analizy korelacji kierunków przychodzenia promieni kosmicznych z położeniami możliwych źródeł zostały wykonane również dla innych katalogów obiektów astrofizycznych: katalogu galaktyk 2MRS [62], katalogu Swift-BAT aktywnych galaktyk obserwowanych w paśmie promieniowania rentgenowskiego [63] oraz katalogu radiogalaktyk [64]. Przebadane zostały korelacje dla następujących warunków: dolna granica energii promieni kosmicznych od 4×10^{19} eV do 8×10^{19} eV, skala kątowa korelacji od 1° do 30° , maksymalna odległość źródeł od 10 Mpc do 200 Mpc. Każda kombinacja tych warunków daje w wyniku pewną liczbę skorelowanych kierunków przylotu cząstki i obiektu z katalogu. Wartości korelacji uzyskane z danych obserwacyjnych porównywane są następnie z sy-

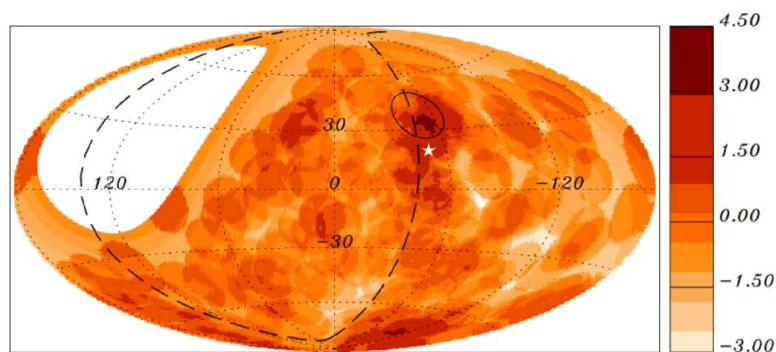
mulacjami zakładającymi izotropowy rozkład kierunków przylotu promieni kosmicznych. Analiza ujawniała, że prawdopodobieństwo uzyskania takiej samej lub wyższej korelacji przy losowym rozkładzie kierunków obserwowanych cząstek wynosi co najmniej kilka procent – brak więc jest mocnych dowodów na korelacje ze źródłami [60].

Powyższa analiza uwzględniała wszystkie obiekty z danego katalogu w wybranych odległościach od Ziemi. Możliwa jest jednak również selekcja potencjalnych źródeł pod kątem energii jaką emitują – być może tylko najjaśniejsze obiekty są w stanie przyspieszać cząstki do najwyższych obserwowanych energii. Przy takim dodatkowym ograniczeniu najwyższa korelacja promieni kosmicznych o energiach powyżej $5.8 \times 10^{19} \text{eV}$ zachodzi z obiektami z katalogu Swift-BAT w odległości do 130 Mpc i o jasności co najmniej 10^{44}erg/s , przy kącie korelacji 18° . Przy tych warunkach zachodzi korelacja kierunków 62 promieni kosmicznych z galaktykami, przy czym przy rozkładzie izotropowym spodziewane jest pokrywanie się 32.8 kierunków, a prawdopodobieństwo losowego zajścia tak wysokiej korelacji wynosi $\sim 1.3\%$ [60].

Obiektem szczególnie przyciągającym uwagę jest Centaur A – najbliższa (4 Mpc) galaktyka aktywna wydaje się być dobrym kandydatem na źródło obserwowanych promieni kosmicznych najwyższych energii. W prawie tym samym kierunku, dalej (50 Mpc), znajduje się również duża gromada galaktyk. Przebadana zatem została korelacja kierunków przylotu promieni kosmicznych z położeniem Cen A. Przy dolnym ograniczeniu na energię cząstek $5.8 \times 10^{19} \text{eV}$ w kącie 15° znajduje się 14 promieni kosmicznych, przy oczekiwanych 4.5 przy rozkładzie izotropowym. Prawdopodobieństwo wystąpienia takiej korelacji losowo wynosi $\sim 1.4\%$ [60].

Rozkład kierunków przychodzenia promieni kosmicznych można również badać niezależnie od domniemywanych położenia źródeł. Na zbiorze danych zebranych w Obserwatorium Pierre Auger zostało przeprowadzone poszukiwanie lokalnych nadwyżek promieni kosmicznych na obserwowanym obszarze nieba. Przebadane zostały skale korelacji od 1° do 30° , dla promieni kosmicznych o energiach powyżej progu, zmienianego od $4 \times 10^{19} \text{eV}$ do $8 \times 10^{19} \text{eV}$. Wynik analizy wskazał obszar o największej nadwyżce (4.3σ) w porównaniu do rozkładu izotropowego. Znajduje się on blisko płaszczyzny supergalaktycznej i radiogalaktyki Centaur A (rys. 13). Aby zbadać istotność tego wyniku wykonano szereg symulacji zakładających rozkład izotropowy – 69% z nich zawierało nadwyżkę takiej lub większej wielkości, należy więc uznać że dane obserwacyjne są zgodne z rozkładem izotropowym.

Na północnej półkuli nieba, obserwowanej przez Telescope Array, na podstawie analizy grupowania kierunków, zidentyfikowano obszar skąd dociera większa liczba promieni kosmicznych. W obszarze o promieniu 20° wokół punktu o rektascencji 146.7° i deklinacji 43.2° (na obszarze gwiazdozbioru Wielkiej Niedź-



Rysunek 13: Mapa nieba przedstawiająca poziom istotności nadwyżki promieni kosmicznych o energiach powyżej 5.4×10^{19} eV, policzony w obszarach o promieniu 12° , w odniesieniu do rozkładu jednorodnego. Mapa narysowana we współrzędnych galaktycznych, płaszczyzna supergalaktyczna zaznaczona linią przerywaną, pozycja źródła Cen A - biała gwiazdka [60].

wiedzicy, w odległości około 50° od płaszczyzny Galaktyki i 20° od płaszczyzny supergalaktycznej) znaleziono największą nadwyżkę: 19 promieni kosmicznych, przy oczekiwanych losowo 4.49. Znaczącość statystyczna tej nadwyżki wynosi 5.1σ , przy czym prawdopodobieństwo wystąpienia takiego efektu przez przypadek oszacowano na 3.7×10^{-4} [65]. W tym obszarze nieba nie udało się zidentyfikować kandydatów na źródło obserwowanej nadwyżki. Wskazany punkt znajduje się $\simeq 19^\circ$ od płaszczyzny supergalaktyki, w pobliżu gromady galaktyk w Wielkiej Niedźwiedzicy.

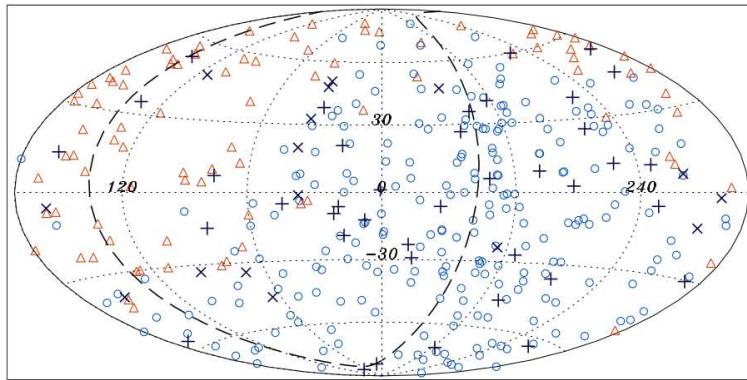
Zbadane zostało również grupowanie się obserwowanych kierunków przylotu cząstek. Dla kątów z zakresu od 1° do 30° policzone zostały pary cząstek przychodzących z odpowiednio bliskich kierunków. Porównanie z symulacjami losowych rozkładów pokazały, że autokorelacja kierunków promieni kosmicznych jest zgodna z rozkładem izotropowym [60].

Na półkuli północnej eksperyment AGASA zidentyfikował grupowanie się kierunków promieni kosmicznych o energiach powyżej 4×10^{19} na skali kątowej 2.5° [66]. Nowsze wyniki eksperymentu Telescope Array nie potwierdziły występowania tego zjawiska [61].

Oprócz korelacji na małych odległościach kątowych przydatna jest analiza rozkładów wielkoskalowych, która mogłaby ujawnić występowanie globalnych uporządkowań kierunków promieni kosmicznych. Niejednorodności w rozkładzie materii w sąsiedztwie naszej Galaktyki lub propagacja cząstek w odpowiednio silnym polu magnetycznym mogą spowodować wielkoskalowe anizotropie w kierunkach promieni kosmicznych. Zbiór danych uzyskanych w Obserwa-

torium Pierre Auger posłużył do zbadania, czy w kierunkach przylotu cząstek można znaleźć taką anizotropię. Analizy przeprowadzone w różnych zakresach energii wykazały niewielkie przyczynki dipolowe: około jednocentowy wkład przy energiach $(1-2)\times 10^{18}\text{eV}$ oraz $\simeq 7\%$ dla energii powyżej $8\times 10^{18}\text{eV}$, z prawdopodobieństwem losowego wystąpienia takich sygnałów równym odpowiednio 1.5×10^{-4} oraz 6.4×10^{-5} . Co ciekawe, wyznaczone kierunki tych dipoli są różne: przy niższych energiach jest bliski położeniu centrum Galaktyki na niebie, przy wyższych wskazuje kierunek przeciwny. Może być to wskazówką, że zachodzi przejście od cząstek produkowanych w Galaktyce do pochodzących z dalszych obiektów [67].

Badanie promieni kosmicznych z jednego miejsca na Ziemi ogranicza obszar nieba jaki może być objęty obserwacją. Aby objąć całą sferę niebieską konieczne jest połączenie obserwacji przeprowadzanych zarówno z półkuli północnej jak i południowej. Istniejące duże eksperymenty, Obserwatorium Pierre Auger w Argentynie i Telescope Array w USA, umożliwiają przeprowadzenie takiej połączonej analizy. Przy uwzględnieniu różnic w ekspozycjach obu eksperymentów, dane o kierunkach przylotu cząstek o energiach powyżej 10^{19}eV zostały połączone, a następnie przeanalizowane w poszukiwaniu multipolowych odchyień od izotropii. Analiza potwierdziła występowanie słabego składnika dipolowego, nie ma natomiast dowodów na niejednorodności wyższych rzędów [68].



Rysunek 14: Mapa nieba we współrzędnych galaktycznych, pokazująca kierunki przylotu wysokoenergetycznych cząstek zarejestrowanych w eksperymentach IceCube (czarne krzyżyki), Obserwatorium Pierre Auger (niebieskie kółka) i Telescope Array (czerwone trójkąty) [69].

Jeszcze szersza analiza została wykonana we współpracy z obserwatorium neutrin IceCube. Poszukiwane były korelacje między kierunkami przychodzenia 318 cząstek o energiach powyżej $\simeq 5\times 10^{19}\text{eV}$, zarejestrowanymi w obu obserwa-

toriach promieni kosmicznych, a kierunkami 55 kandydatów na neutrina bardzo wysokich energii, zmierzonymi w detektorze IceCube (mapa kierunków na rys. 14). Policzone zostały pary korelujących cząstek w zależności od kąta między kierunkami. Największe odchylenie od rozkładu izotropowego, z prawdopodobieństwem losowego sygnału 5×10^{-4} , występuje przy kącie korelacji równym 22° , gdy obserwuje się 575 par przy 490.3 oczekiwanych losowo. Podwyższona korelacja występuje szczególnie w obszarach, które już wcześniej wyróżniły się w niezależnych badaniach nadwyżek promieni kosmicznych. Z pewnością analizy te muszą być kontynuowane – większa ilość zebranych danych pozwoli zweryfikować, czy obserwowane słabe anizotropie potwierdzą się przy wyższej statystyce, czy może okażą się losowymi fluktuacjami.

Nasza wiedza o własnościach promieni kosmicznych najwyższych energii poszerzyła się znacząco w ostatnich latach, głównie dzięki pracy Obserwatorium Pierre Auger. Zaobserwowane zostało wyraźnie tłumienie strumienia cząstek, zgodne z oczekiwanym obcięciem GZK. Analizy składu promieni kosmicznych pokazują przejście od protonów do cięższych jąder. Możliwe jest więc, że obserwujemy kres możliwości przyspieszania, a kształt widma wynika zarówno z własności źródeł, jak i efektów propagacji. Określone zostały górne limity na strumień fotonów i neutrin w promieniach kosmicznych. Pozwalają one wykluczyć większość modeli “top-down” pochodzenia cząstek o najwyższych energiach. Brak jednak dowodów na anizotropię kierunków przychodzenia promieni kosmicznych, jak również ich korelacji z położeniami obiektów astrofizycznych w których mogłoby zachodzić przyspieszanie cząstek. Dalsze obserwacje promieni kosmicznych, przy użyciu jeszcze lepszych detektorów, pozwolą zbliżyć nas do rozwiązania zagadki pochodzenia cząstek o najwyższych energiach.

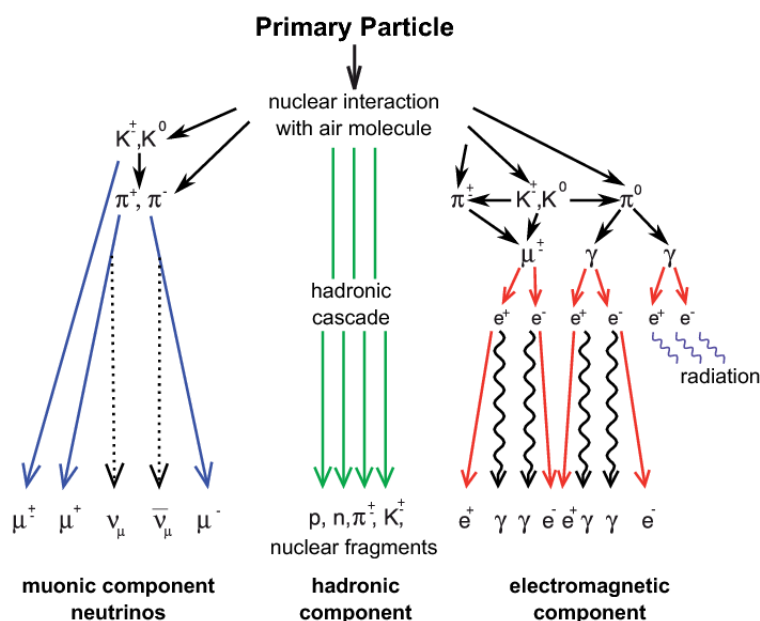
2 Metody obserwacji promieni kosmicznych o najwyższych energiach

Obserwacja cząstek pierwotnych promieni kosmicznych możliwa jest przy użyciu detektorów wyniesionych ponad gęste warstwy atmosfery, przy użyciu balonów lub satelitów. Przy energiach powyżej 10^{19} eV strumień spada do poziomu około jednej cząstki na kilometr kwadratowy na rok – niewykonalna więc jest bezpośrednia obserwacja tych cząstek. Wszystkie eksperymenty poświęcone badaniom promieni kosmicznych skrajnie wysokich energii wykorzystują w swojej pracy zjawisko wielkich pęków atmosferycznych.

2.1 Wielkie pęki atmosferyczne

Cząstki promieni kosmicznych najwyższych energii docierające do Ziemi najpierw napotykają na swojej drodze atmosferę. Na trasie poprzez całą grubość atmosfery, ilość powietrza ponad dziesięciokrotnie przekracza średnią drogę swobodną na oddziaływanie jądrowe protonu, nie ma więc szans na obserwacje cząstek pierwotnych z powierzchni Ziemi. Pierwsze oddziaływania zachodzą najczęściej już wysoko w atmosferze, a w ich wyniku produkowane są cząstki wtórne unoszące energię cząstki pierwotnej. Te cząstki wtórne będą inicjować kolejne reakcje z jądrami atomów w powietrzu, w których powstaną kolejne, coraz liczniejsze pokolenia cząstek. W wyniku łańcucha oddziaływań rozwinie się kaskada cząstek nazywana wielkim pękiem atmosferycznym.

W skład wielkich pęków wchodzi cząstki różnych rodzajów. W pierwszych oddziaływaniach jądrowych produkowane są głównie hadrony. Wśród nich znajdują się liczne mezony (π , K) które ulegają rozpadom. W efekcie tych rozpadów powstają miony, elektrony/pozytony oraz wysokoenergetyczne fotony (rys. 15). W wyniku szeregu kolejnych oddziaływań większość energii cząstki pierwotnej przejdzie do tzw. części elektromagnetycznej, czyli wszystkich e^\pm oraz fotonów wielkiego pęku. Wszystkie cząstki wielkiego pęku poruszają się z prędkościami bliskimi szybkości światła, utworzą więc stosunkowo cienki, stopniowo rozszerzający się dysk. Cząstki wielkiego pęku na swej drodze przez atmosferę tracą energię poprzez wzbudzenie i jonizację cząsteczek powietrza. W końcu elektrony, których energia spada poniżej energii krytycznej, ulegają wychwytowi i przestają należeć do wielkiego pęku. We wczesnych fazach rozwoju wielkiego pęku liczba cząstek rośnie, aż do momentu gdy produkcja cząstek w oddziaływaniach zrównuje się ze stratami – wielki pęk osiąga wtedy maksimum swojego rozwoju. Dla promieni kosmicznych najwyższych energii wielkie pęki osiągają wtedy wielkość rzędu 10^{10} - 10^{11} cząstek. Po przekroczeniu maksimum liczba cząstek w wielkim pęku stopniowo spada. W późnych fazach rozwoju, w miarę wygasania części



Rysunek 15: Schematyczne przedstawienie rozwoju wielkiego pęku atmosferycznego. Cząstka pierwotna zapoczątkowuje w oddziaływaniu jądrowym kaskadę hadronową, cząstki wtórne ulegają rozpadom tworząc część elektromagnetyczną (γ, e^\pm) oraz mionową wielkiego pęku.

elektromagnetycznej, coraz bardziej znacząca staje się składowa słabo oddziałujących mionów.

W przypadku promieni kosmicznych bardzo nachylonych, przychodzących z kierunków nisko nad horyzontem, droga w atmosferze jest znacznie dłuższa i może się zdarzyć, że wielki pęk rozwinie się i zaniknie jeszcze w powietrzu. Jednak w pozostałych przypadkach, w szerokim zakresie kątów nachylenia, wielki pęk osiągnie powierzchnię Ziemi. Do powierzchni dotrą liczne cząstki wtórne, głównie γ, e^\pm oraz μ^\pm , pokrywające znaczne obszary, nawet kilkudziesięciu kilometrów kwadratowych. Cząstki te mogą być rejestrowane przy pomocy detektorów rozstawionych na gruncie, pokrywających odpowiednio duże obszary.

Rozwój wielkiego pęku na jego drodze przez atmosferę opisuje jego profil podłużny. Profil ten określa liczbę cząstek N wchodzących w skład wielkiego pęku w danej chwili, w funkcji drogi pokonanej w atmosferze. Do określenia przebytej drogi najlepszą miarą jest ilość materii przez jaką przeszły cząstki wielkiego pęku, podawana w g/cm^2 . Do opisu profilu podłużnego rozwoju wielkich pęków

powszechnie jest używana parametryzacja Gaissera-Hillasa [39]:

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{(X_{\max} - X_0)/\lambda} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right), \quad (1)$$

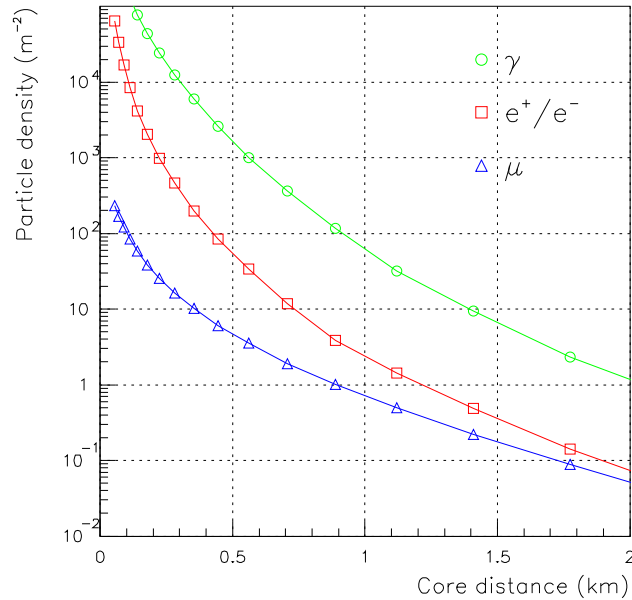
gdzie N_{\max} jest liczbą cząstek w maksimum rozwoju wielkiego pędu, X_0 - głębokością atmosferyczną pierwszego oddziaływania, X_{\max} - głębokością maksimum wielkiego pędu, λ - charakterystyczną drogą oddziaływań w powietrzu.

Znaczna część energii cząstek wielkiego pędu ulega rozproszeniu na drodze wzbudzeń i jonizacji cząsteczek powietrza. Dla detekcji wielkich pędów najbardziej istotne są wzbudzenia molekuł azotu, powodujące fluorescencyjną emisję światła. W wyniku tych procesów około 5×10^{-5} energii wielkiego pędu zostaje przekształcone w światło w zakresie bliskiego ultrafioletu. Światło to w korzystnych warunkach (ciemną nocą, przy dobrej przejrzystości powietrza) może być rejestrowane przy użyciu optycznych detektorów. Liczba fotonów fluorescencyjnych, emitowanych izotropowo, jest proporcjonalna do liczby cząstek naładowanych obecnych w wielkim pędzie na danym etapie rozwoju. Dzięki tym własnościom światło fluorescencyjne dostarcza informacji o wielkości wielkiego pędu w różnych miejscach jego drogi przez atmosferę, a zmierzenie natężenia tego światła na odpowiednio długim odcinku jest wystarczające do wyznaczenia profilu podłużnego wielkiego pędu.

Cząstki naładowane wielkiego pędu poruszają się z prędkościami większymi od szybkości światła w powietrzu, są więc również źródłem emisji czerenkowskiej. Emisja ta jest silnie skupiona wokół kierunku osi wielkiego pędu. Cząstki naładowane i fotony mają zbliżone szybkości, pozostają więc w swoim pobliżu. W miarę przebywania drogi, równoległe z rozwojem wielkiego pędu następuje wzmocnienie towarzyszącej wiązki fotonów czerenkowskich. Fotony te ulegają rozpraszaniu w powietrzu, a ich wkład musi być uwzględniony przy obserwacjach światła fluorescencyjnego wywołanego przez wielkie pęki atmosferyczne.

2.2 Detektory naziemne

Wielkie pęki atmosferyczne przybywające do powierzchni Ziemi składają się z wielkiej liczby cząstek – najliczniejsze są fotony, elektrony/pozytony, miony (rys. 16). Cząstki poruszają się z prawie takimi samymi szybkościami, więc przybywają w ciągu krótkiego odcinka czasu, rzędu mikrosekundy. Wielokrotne oddziaływania w trakcie rozwoju w atmosferze powodują, że powierzchnia czołowa wielkiego pędu przybiera kształt wypukłego dysku. Kształt ten można w przybliżeniu opisać odcinkiem sfery, o promieniu krzywizny około 10 km. Gęstość cząstek jest najwyższa w centrum, blisko osi wielkiego pędu, i szybko spada z odległością, jednak nawet w odległościach większych niż kilometr od centrum może

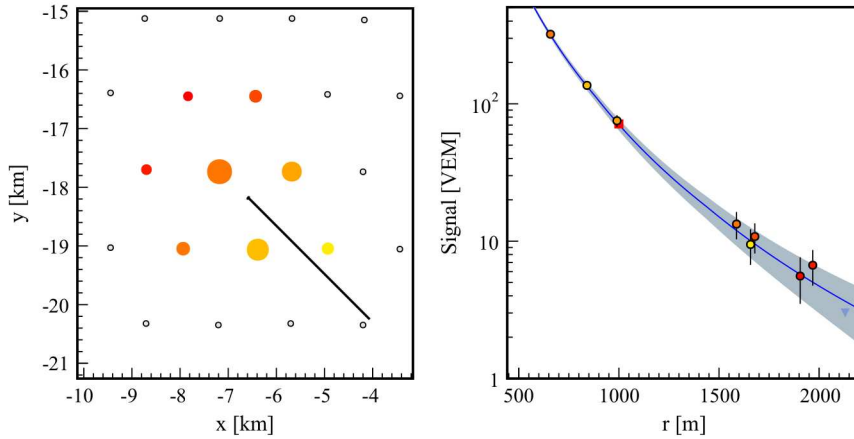


Rysunek 16: Wyniki symulacji pokazujące rozkład poprzeczny cząstek wielkiego pęku, wywołanego przez proton o energii 10^{19} eV. Powierzchniowa gęstość cząstek na poziomie gruntu jest przedstawiona w funkcji odległości od osi wielkiego pęku [70].

być większa niż 1 cząstka/m². Cząstki te mogą być rejestrowane za pomocą detektorów naziemnych. Siecią takich detektorów pokrywa się duże obszary dla zwiększenia szans na zaobserwowanie wielkich pęków wywołanych przez najrzadsze cząstki. Do detekcji promieni kosmicznych najwyższych energii wystarczające są sieci detektorów odległych od siebie o ~ 1 km – wielkie pęki padające na tym terenie spowodują zarejestrowanie sygnału w co najmniej kilku detektorach. Technika naziemnej detekcji wielkich pęków była i jest powszechnie używana, w takich ważnych eksperymentach jak: Volcano Ranch, Haverah Park, SUGAR, Yakutsk, AGASA, Pierre Auger Observatory, Telescope Array. Jako detektorów cząstek użyto w tych eksperymentach detektorów scyntylacyjnych lub wodnych detektorów czerenkowskich, o powierzchniach rzędu kilku metrów kwadratowych.

Detektory naziemne dostarczają informacji o natężeniu strumienia cząstek oraz chwili ich nadejścia – na tej podstawie trzeba określić własności cząstki pierwotnej. Pierwszą rzeczą którą należy ustalić jest geometria zaobserwowanego wielkiego pęku. Czas przybycia cząstek do poszczególnych detektorów określony jest kierunkiem przylotu cząstki pierwotnej: dla pionowych sygnał pojawi się we wszystkich stacjach prawie jednocześnie, przy nachylonych wielkich pękach de-

tektory będą wyzwalane stopniowo, w kolejności odpowiadającej azymutowi kierunku cząstki pierwotnej. Front wielkiego pęku ma kształt, w przybliżeniu, odcinka sfery i porusza się z prędkością światła. Przy takim założeniu wykonywane jest dopasowywanie kierunku przylotu (kąąt zenitalny i azymut), aby uzyskać najlepszą zgodność ze zmierzonymi czasami wyzwiania detektorów. Gęstość cząstek spada z odległością od centrum, więc siła sygnału w poszczególnych detektorach pozwala dodatkowo uściślić położenie osi wielkiego pęku.



Rysunek 17: Obserwacja wielkiego pęku atmosferycznego o energii około $3 \times 10^{19} \text{eV}$ w detektorze naziemnym Obserwatorium Pierre Auger. Po lewej mapa z zaznaczonymi detektorami które zmierzyły sygnał, kolory odpowiadają czasom nadejścia cząstek (jaśniejsze – wcześniej). Po prawej wielkość zmierzonego sygnału w funkcji odległości od osi wielkiego pęku. Sygnał podany w jednostkach równoważnych pionowym mionom (VEM) [31].

Po określeniu geometrii obserwowanego zdarzenia, możliwe jest obliczenie wielkości sygnału $S(r)$ w funkcji odległości od osi wielkiego pęku. W ten sposób określony zostaje rozkład poprzeczny cząstek w wielkim pęku. Kształt tego rozkładu został określony w pomiarach eksperymentalnych i na podstawie symulacji wielkich pęków metodami Monte Carlo. Najczęściej do opisu rozkładu poprzecznego używana jest funkcja Nishimury-Kamaty-Greisen (NKG) [71, 72]:

$$\rho(r) = \frac{N(X)}{r_M^2} \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4.5} \times \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)}, \quad (2)$$

gdzie $\rho(r)$ jest gęstością powierzchniową cząstek w odległości r od osi wielkiego pęku, r_M jest promieniem Molière'a opisującym skalę rozkładu poprzecznego cząstek, s jest wiekiem wielkiego pęku, będącym funkcją głębokości przebytej w

atmosferze: $s = 3X/(X + 2X_{max})$. Funkcja takiej postaci jest dopasowywana do zmierzonego rozkładu sygnałów $S(r)$ zmierzonych w detektorach. Uzyskuje się w ten sposób estymator rozmiaru wielkiego pędu – jest on wybierany jako ta wartość $S(r_{opt})$, która podlega najmniejszym zmianom w wyniku losowych fluktuacji indywidualnych wielkich pędów o takich samych energiach. Promień r_{opt} przy którym jest określany estymator zależy tak od charakterystyki rozkładu cząstek wielkich pędów, jak i własności samych detektorów. W Obserwatorium Pierre Auger, gdzie detektory są rozmieszczone w regularnej sieci trójkątnej co 1.5 km, optymalną wartością jest $S(1000)$ [31]. Dla sieci detektorów Telescope Array, rozmieszczonych w odległościach 1.2 km od siebie, przyjętym estymatorem energii wielkiego pędu jest $S(800)$ [32]; dla detektorów eksperymentu AGASA, o rozstawie ~ 1 km, było to $S(600)$ [30].

Liczba cząstek w wielkim pędu zależy od drogi jaką przebył on w atmosferze, co oznacza że wielkie pęki o tych samych energiach, ale różnych kątach zenitalnych do powierzchni Ziemi dotrą ze znacząco różnymi gęstościami powierzchniowymi cząstek. Wartości estymatorów energii wielkich pędów muszą zostać skorygowane dla uwzględnienia tego efektu. Można to zrobić zakładając izotropowość strumienia promieni kosmicznych względem kąta zenitalnego. Po zaobserwowaniu odpowiednio dużej liczby wielkich pędów można pogrupować je według kąta zenitalnego, dzieląc obszar nieba na fragmenty o tej samej wielkości kąta bryłowego. Widmo cząstek z różnych części nieba powinno być takie samo, co pozwala porównać $S(r_{opt})$ dla wielkich pędów o tych samych energiach i różnych nachyleniach [73]. Poznanie zależności $S(r_{opt})$ od kąta zenitalnego umożliwia przeliczenie indywidualnych wartości $S(r_{opt})$ do takich, które zostałyby zmierzone jeśli wielki pęd byłby obserwowany pod wybranym kątem odniesienia. W eksperymencie AGASA estymator energii przeliczany był do wartości odpowiadającej kierunkowi pionowemu: $S_0(600)$. W Obserwatorium Pierre Auger za odniesienie służy średni kąt zenitalny obserwacji wielkich pędów równy 38° , do którego przeliczane są wartości $S(1000)$ aby uzyskać estymator energii S_{38} .

W eksperymencie AGASA, nie dysponującym dodatkową informacją z detektorów innych niż naziemne, $S(600)$ było używane do bezpośredniego obliczenia energii wielkich pędów: $E = 2.21 \times 10^{17} \times S(600)^{1.03} \text{eV}$ [74]. Jeśli możliwa jest równoczesna obserwacja, przynajmniej części, wielkich pędów przy użyciu detektorów naziemnych i optycznych (Obserwatorium Pierre Auger, Telescope Array), precyzyjny pomiar energii poprzez pomiar światła fluorescencyjnego wielkiego pędu umożliwi poprawienie dokładności wyników uzyskiwanych za pomocą detektorów naziemnych.

Nie tylko depozyt energii cząstek wielkiego pędu w poszczególnych detektorach jest przedmiotem analizy. Bada się również skład cząstek padających na Ziemię, w szczególności liczebność i rozkład mionów, jak również profil nara-

stania sygnału w czasie. Możliwość wydobycia tych informacji określona jest własnościami użytych detektorów; jeśli są dostępne pozwalają uściślić własności obserwowanych wielkich pęków atmosferycznych.

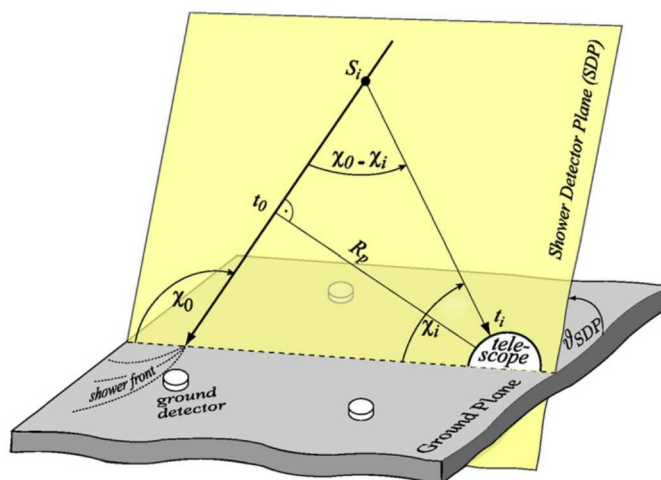
2.3 Detektory fluorescencyjne

Inną wypróbowaną metodą detekcji wielkich pęków atmosferycznych jest obserwacja światła fluorescencyjnego wzbudzanego w powietrzu przez cząstki naładowane pęku. Dotychczas technika ta była używana w eksperymentach Fly's Eye, HiRes, Obserwatorium Pierre Auger oraz Telescope Array. Także planowany projekt JEM-EUSO przewiduje detekcję wielkich pęków atmosferycznych przy pomocy teleskopu optycznego wyniesionego na orbitę wokółziemską [75].

Sygnał światła fluorescencyjnego produkowany przez wielki pęk, obserwowany z odległości kilku-kilkudziesięciu kilometrów, jest bardzo słaby. Tylko w czasie ciemnych, bezksiężycowych nocy, przy dobrej przejrzystości powietrza tło rozproszonego światła jest wystarczająco niskie dla pracy detektora. Do zbierania jak największego sygnału stosuje się zwierciadła ogniskujące światło na fotopowielaczach, które są używane jako elementy światłoczułe detektorów. Dla zmniejszenia tła stosuje się filtry przepuszczające światło tylko w bliskim ultrafiolecie, czyli w zakresie emisji fluorescencyjnej.

Dla poprawnej interpretacji pomiarów wielkich pęków wykonywanych przy użyciu detektorów optycznych zasadnicze znaczenie ma wiedza o warunkach atmosferycznych panujących podczas obserwacji. Emisja i propagacja światła, jak również sama obserwacja, zależą od takich czynników jak: rozkład masy powietrza (gęstość w zależności od wysokości nad gruntem), ilość i rozkład aerozoli, obecność chmur. Dlatego niezbędną częścią detektora fluorescencyjnego, poza samymi teleskopami rejestrującymi światło, są urządzenia monitorujące stan atmosfery w obserwowanym obszarze.

Wielki pęk atmosferyczny, poruszający się z prędkością światła, przechodzi przez pole widzenia teleskopu w bardzo krótkim czasie. Potrzebna jest więc bardzo dobra rozdzielczość czasowa prowadzonych obserwacji, rzędu 100 ns. Dla uzyskania jak największej ekspozycji, jak również aby obserwować wielkie pęki na jak najdłuższym odcinku ich drogi, pole widzenia detektorów powinno być jak największe. Zastosowanie zwierciadeł sferycznych umożliwia obserwację dużych obszarów nieba (do 30°) w jednym teleskopie. Zestaw fotopowielaczy w płaszczyźnie ogniskowej rejestruje światło z poszczególnych punktów w polu widzenia. W dotąd zbudowanych detektorach pojedynczym fotopowielaczom odpowiada fragment nieba o rozmiarach od 1° do 5° . Taka rozdzielczość kątowa okazuje się wystarczająca do określenia geometrii (położenie, nachylenie) obserwowanych wielkich pęków, a zbieranie światła w "pikselach" o dużych rozmiarach poprawia czułość detektora.

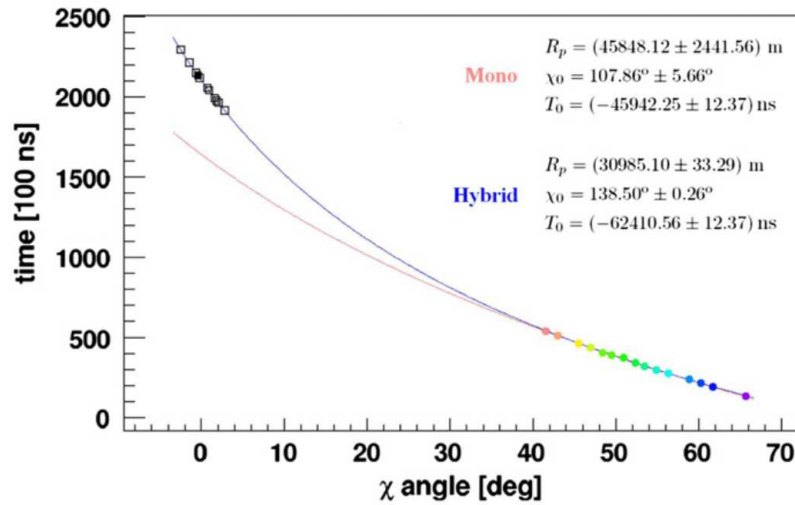


Rysunek 18: Schemat geometrii obserwacji wielkiego pęku atmosferycznego. Najistotniejsze elementy które należy wyznaczyć to: położenie płaszczyzny zawierającej oś wielkiego pęku i detektor (SDP), nachylenie wielkiego pęku w tej płaszczyźnie χ_0 , odległość wielkiego pęku od detektora R_p . Do ich określenia używana jest informacja o kącie, pod jakim wielki pęk jest obserwowany w detektorze χ_i , jak również czasie zarejestrowania poszczególnych sygnałów t_i .

Światło fluorescencyjne przybywające do detektora dostarcza informacji wystarczającej do określenia liczby cząstek w wielkim pęku na obserwowanym odcinku jego trasy przez atmosferę. Pierwszym krokiem rekonstrukcji własności wielkiego pęku jest obliczenie geometrii zjawiska (rys. 18). Znalezione są kierunki na niebie, z których został zarejestrowany sygnał. Na tej podstawie można z dużą dokładnością ($< 1^\circ$) wyznaczyć płaszczyznę zawierającą oś wielkiego pęku i detektor (shower-detector plane, SDP). W tej płaszczyźnie parametr R_p opisuje najmniejszą odległość wielkiego pęku od detektora, która dzieli je w chwili t_0 , a kąt χ_0 jest nachyleniem osi pęku w płaszczyźnie SDP.

Wielki pęk porusza się w linii prostej z prędkością światła, więc czasy przyścia sygnałów z poszczególnych kierunków będą spełniały zależność: $t_i = t_0 + (R_p/c) \tan(\chi_0/2 - \chi_i/2)$. Przez dopasowanie tej funkcji do danych można wyznaczyć położenie wielkiego pęku w płaszczyźnie SDP. Jednak jeśli wielki pęk jest bardzo odległy, lub zaobserwowany został tylko jego krótki fragment, wyznaczone parametry obarczone są znacznym błędem. Pomocna w takiej sytuacji może być dodatkowa informacja z detektora naziemnego: czas przyścia wielkiego pęku do powierzchni Ziemi, zmierzony w niezależny sposób, poprawia jakość dopasowania czasowego (rys. 19).

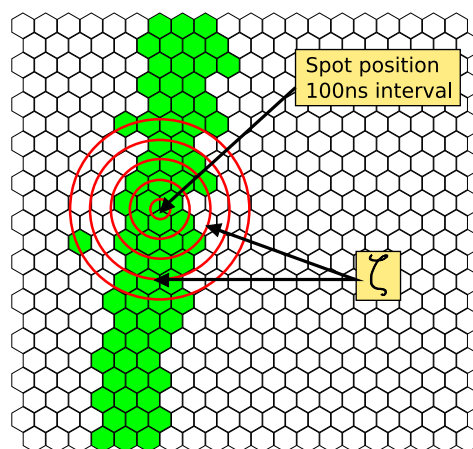
Po ustaleniu geometrii wielkiego pęku, możliwe jest precyzyjne określenie



Rysunek 19: Zależność między obserwowanym położeniem wielkiego pęku (kąt χ w płaszczyźnie SDP) a czasem obserwacji t . Dane uzyskane przy użyciu detektora fluorescencyjnego zaznaczone kolorowymi punktami, dane z detektorów naziemnych – czarne kwadraty. Dopasowanie czasowe, określające położenie osi wielkiego pęku, jest dużo dokładniejsze jeśli można wykorzystać dane z różnych detektorów (Hybrid) niż dopasowanie uzyskane tylko z danych detektora fluorescencyjnego (Mono) [76].

sygnału zmierzonego przez detektor w poszczególnych przedziałach czasowych. Dla poszczególnych chwil określona jest pozycja wielkiego pęku na niebie. Wokół tych pozycji sumowane są sygnały z pikseli znajdujących się wewnątrz okręgu o promieniu ζ (rys. 20). Testowane są różne wartości kąta ζ , a wybierany jest taki ζ_{opt} , dla którego stosunek sygnału do szumu jest największy. Procedura ta obcina niewielką część sygnału, pochodzącą z obszarów najbardziej odległych od centrum wielkiego pęku. Z osobnych analiz znany jest rozkład poprzeczny cząstek w wielkim pęku, możliwa jest więc korekcja zmierzonego sygnału pozwalająca uwzględnić tę część, która nie jest rejestrowana [77].

Na podstawie zmierzonego sygnału określana jest intensywność emisji światła we wszystkich obserwowanych punktach. Konieczne jest ściśle uwzględnienie właściwości samego detektora, takich jak: wydajności fotopowielaczy, powierzchnia i współczynnik odbicia zwierciadeł teleskopu, przepuszczalność filtrów. Wielkość zarejestrowanego sygnału może dzięki temu zostać przeliczona na ilość światła padającego na aperturę teleskopu. Przy ustalonej odległości, można obliczyć ilość fotonów emitowanych w obserwowanym obszarze. W obliczeniu tym uwzględnia się rozpraszanie światła w atmosferze, na jego drodze do detek-

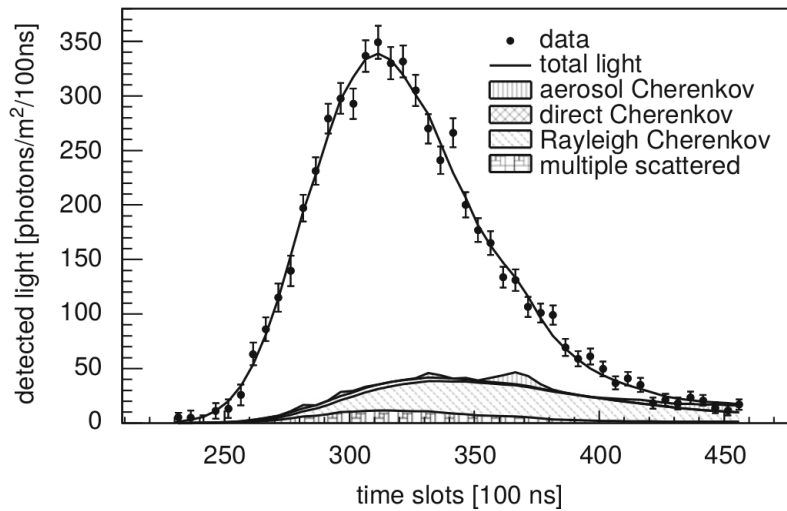


Rysunek 20: Schemat obserwacji wielkiego pęku w detektorze fluorescencyjnym. Przejście wielkiego pęku w polu widzenia wyzwała sygnał w szeregu fotopowielaczy (zaznaczone na zielono). Całkowity sygnał w kolejnych przedziałach czasowych obserwacji jest sumą wkładów mieszczących się w takim kącie ζ , który optymalizuje stosunek sygnału do szumu.

tora.

Fluorescencja nie jest jedynym źródłem światła obserwowanego w detektorach. Cząstki wielkich pęków wytwarzają również światło czerenkowskie. Światło to jest emitowane głównie w kierunkach bliskich osi wielkiego pęku, więc w większości obserwacji jego wkład jest mały. Możliwe jest jednak, że oś wielkiego pęku przechodzi blisko detektora – w takich sytuacjach rejestrowane światło czerenkowskie może być silniejsze niż pochodzące z fluorescencji, co utrudnia, a nawet uniemożliwia, poprawną analizę danych. Niezależnie od geometrii zjawiska, istotna część obserwowanego światła pochodzi z rozprożeń. Fotony czerenkowskie, w dużej liczbie towarzyszące wielkiemu pękowi, ulegają na swojej drodze rozproszeniom na molekułach i aerozolu. W ten sposób z bliskiego otoczenia bieżącego położenia wielkiego pęku do detektora trafi dodatkowe światło. Ilość światła czerenkowskiego towarzyszącego wielkiemu pękowi rośnie w miarę rozwoju pęku, a więc zależy od wszystkich wcześniejszych faz tego rozwoju, a nie tylko od aktualnej liczby cząstek naładowanych. Obserwowany wkład od światła czerenkowskiego, zarówno bezpośredniego jak i rozproszonego, należy oddzielić od fluorescencji aby poprawnie obliczyć liczbę cząstek wielkiego pęku.

Światło, zarówno fluorescencyjne jak i czerenkowskie, niezależnie od początkowego kierunku emisji, może ulec jednemu lub więcej rozproszeniom, w wyniku których trafi do detektora. Ten dodatkowy wkład, również zależący od historii rozwoju wielkiego pęku, musi zostać uwzględniony przy analizie danych obser-

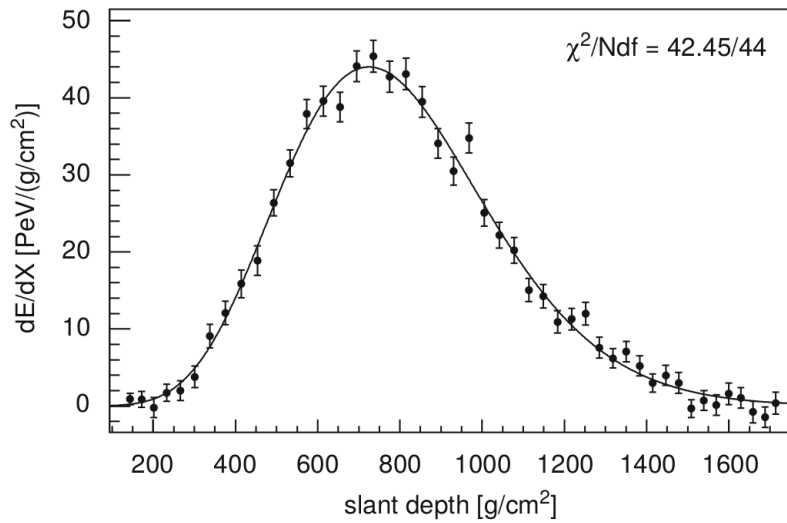


Rysunek 21: Przykład pomiaru światła z wielkiego pęku atmosferycznego. Intensywność światła podana na aperturze teleskopu. Cieniowane pola obrazują wkład od światła rozproszonego oraz bezpośredniego światła czerenkowskiego [76].

wacyjnych. Określenie wielkości tego wkładu jest przedmiotem dalszych części niniejszej pracy.

Nie ma możliwości rozdzielania różnych składowych obserwowanego światła w sygnale mierzonym w samym detektorze. Określenie poszczególnych wkładów możliwe jest na drodze analiz i symulacji procesów zachodzących w czasie rozwoju wielkich pęków atmosferycznych. Na podstawie tych prac opisana została zależność wielkości wkładów od światła fluorescencyjnego i czerenkowskiego. Przy użyciu tych relacji możliwe jest obliczenie wkładów różnych mechanizmów do obserwowanego sygnału [78] (rys. 21).

Z dedykowanych pomiarów eksperymentalnych znana jest wydajność produkcji światła fluorescencyjnego, czyli liczba fotonów emitowanych po przejściu określonej drogi przez cząstkę naładowaną. Na tej podstawie można przeliczyć obserwowany strumień światła na liczbę cząstek w wielkim pęku, jak również depozyt energii tych cząstek wzdłuż obserwowanego odcinka drogi w atmosferze (rys 22). Energia wielkiego pęku jest sumą depozytów energii wzdłuż całej jego trasy. Dla uwzględnienia tych części, które znajdują się poza polem widzenia detektorów, jak również energii cząstek docierających do powierzchni Ziemi, wykonuje się dopasowywanie funkcji Gaissera-Hillasa (1) do zmierzonego profilu podłużnego. Całka tej funkcji stanowi kalorymetryczną energię wielkiego pęku. Do obliczenia energii całkowitej potrzebne jest jeszcze uwzględnienie tzw. “niewidocznej energii”. Nazywa się tak tą część energii cząstki pierwotnej, która jest



Rysunek 22: Profil depozytu energii w funkcji głębokości atmosferycznej, liczonej wzdłuż trasy wielkiego pęku. Wartości obliczone na podstawie pomiaru światła z wielkiego pęku (rys. 21), linia pokazuje dopasowany profil Gaissera-Hillasa. Zrekonstruowana energia wielkiego pęku $3.2 \pm 0.2 \times 10^{19}$ eV [76].

unoszona przez neutrino i wysokoenergetyczne miony oraz hadrony. Wielkość tej poprawki, określona na podstawie symulacji Monte Carlo [79], jest rzędu 10%.

Do poprawnego wyznaczenia strumienia promieni kosmicznych konieczne jest ściśle określenie ekspozycji detektorów. Obszar detekcji zmienia się z energią wielkich pęków: pęki o wyższych energiach powodują silniejszą emisję fluorescencyjną, która może zostać zarejestrowana z większej odległości. Na ekspozycję mają również wpływ czynniki środowiskowe, takie jak poziom tła od rozproszonego światła lub warunki atmosferyczne. Do poprawnego uwzględnienia tych efektów wykonuje się szczegółowe symulacje Monte Carlo [80]. W trakcie pracy detektorów zbierane są informacje o warunkach panujących na obserwowanym obszarze, jak również o stanie samego detektora. Na podstawie tych danych, zbiór obserwacji wielkich pęków można przełożyć na widmo promieni kosmicznych przybywających do Ziemi.

2.4 Hybrydowa detekcja wielkich pęków atmosferycznych – Obserwatorium Pierre Auger

Różne metody obserwacji wielkich pęków mają swoje silniejsze i słabsze strony. Sieć detektorów naziemnych, pracujących całą dobę, w każdych warunkach, precyzyjnie mierzy rozkład poprzeczny cząstek, możliwa jest również przybliżona

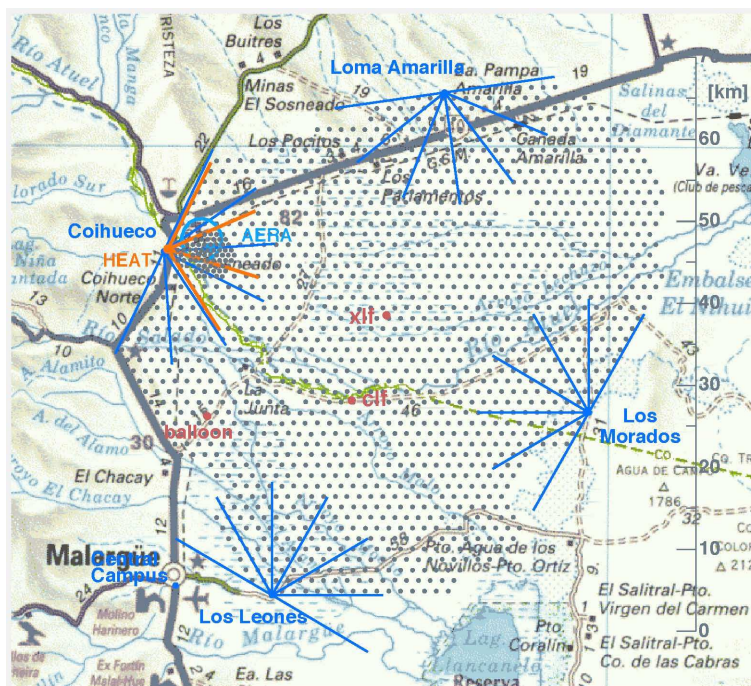
identyfikacja składowych mierzonego sygnału (mionowa, elektromagnetyczna). Detektory są rozmieszczone na powierzchni gruntu, możliwy jest więc pomiar tylko jednego przekroju wielkiego pędu. Analiza danych obserwacyjnych silnie zależy od modeli i symulacji rozwoju wielkich pędów. Detektory fluorescencyjne rejestrują światło pochodzące z długich odcinków podłużnych profili rozwoju. Pomiar ten umożliwia bardzo dokładne, kalorymetryczne określenie energii wielkich pędów, a przez obserwację położenia maksimum rozwoju X_{max} dostarcza informacji o składzie promieni kosmicznych. Detektory optyczne mogą działać tylko w czasie nocy, w dobrych warunkach, co ogranicza ich średni czas pracy do kilkunastu procent.

Połączenie zalet różnych metod jest możliwe przy detekcji “hybrydowej” – wielkie pęki są rejestrowane równocześnie przez sieć detektorów naziemnych, jak i teleskopy optyczne. Różne techniki obserwacji dostarczają dopełniających się informacji, pozwalając uzyskać pełniejszy obraz zjawiska, co umożliwia precyzyjniejsze określenie własności cząstek pierwotnych promieniowania kosmicznego. Obserwacje tych samych wielkich pędów różnymi technikami dostarczają niezależnych danych, które umożliwiają również wzajemne testowanie komplementarnych metod detekcji i udoskonalanie sposobów analizy danych. Pomysł wykorzystania tych zalet detekcji hybrydowej był podstawą dla projektu i budowy Obserwatorium Pierre Auger (układ ten powtórzony został w eksperymencie Telescope Array).

Obserwatorium Pierre Auger jest największym z dotychczas zrealizowanych eksperymentów, poświęconych badaniom promieni kosmicznych o najwyższych energiach. Zostało zbudowane w Argentynie, na płaskowyżu u podnóża Andów, w miejscu zapewniającym korzystne warunki atmosferyczne oraz możliwość obserwacji, słabo uprzednio zbadanej, południowej części nieba. Sieć 1660 detektorów naziemnych pokrywa powierzchnię $\simeq 3000 \text{ km}^2$, a niebo ponad tym obszarem jest obserwowane przez 27 teleskopów detektora fluorescencyjnego (rys. 23).

Detektory naziemne rozmieszczone są w regularnej, trójkątnej sieci, w odległościach 1.5 km od siebie. Rozkład ten zapewnia 100% detekcji wielkich pędów o energiach $\gtrsim 3 \times 10^{18} \text{ eV}$. Do badania promieni kosmicznych poniżej tej granicy, na fragmencie powierzchni Obserwatorium ($\simeq 23 \text{ km}^2$) umieszczono dodatkowe detektory, tak aby rozstaw sieci wynosił 750 m. Użyte zostały wodne detektory czerenkowskie, czułe zarówno na elektromagnetyczną jak i mionową składową wielkich pędów (rys. 24). Dla poprawienia zdolności rozdzielania tych składowych, zaplanowano rozbudowę detektorów naziemnych [81]. Każda stacja zostanie dodatkowo wyposażona w detektor scyntylacyjny. Odpowiedzi tych detektorów na sygnały mionowy i elektromagnetyczny różnią się od charakterystyk detektorów wodnych – równoczesny pomiar sygnału dwiema niezależnymi metodami umożliwi precyzyjne określenie wielkości tych składowych.

Oprócz tego, na wspomnianym obszarze o gęstszym rozmieszczeniu detekto-

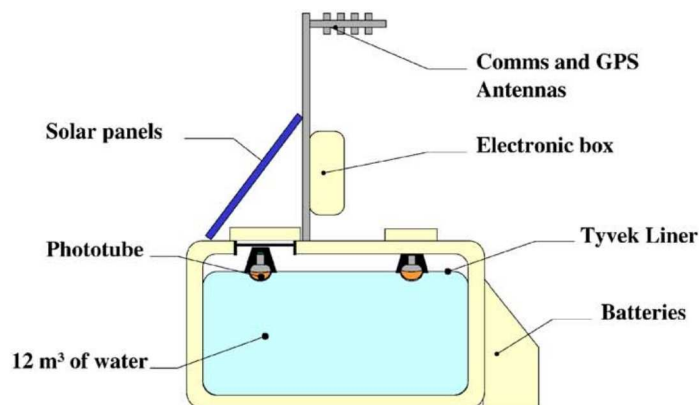


Rysunek 23: Mapa Obserwatorium Pierre Auger. Kropki odpowiadają położeniom detektorów naziemnych. Pola widzenia detektorów fluorescencyjnych zaznaczone niebieskimi i czerwonymi liniami.

rów, budowana jest sieć AMIGA, obejmująca niezależne detektory mionowe [82]. Są to detektory scyntylacyjne zakopane pod powierzchnią ziemi, na głębokości $\simeq 2.3$ m, co zapewnia eliminację składowej elektromagnetycznej wielkich pęków ze strumienia cząstek które do nich docierają.

Na brzegu obszaru pokrytego detektorami naziemnymi, w czterech punktach postawione zostały budynki mieszczące teleskopy optyczne [76]. Jeden teleskop ma pole widzenia $30^\circ \times 30^\circ$, każdy z nich wycelowany jest w inny rejon nieba ponad horyzontem (dolna granica $\simeq 2^\circ$ nad horyzontem). W każdym budynku umieszczono 6 teleskopów, które polem widzenia obejmują łącznie 180° kąta azymutalnego (rys. 23). Rozmieszczenie to pozwala obserwować niebo ponad całą powierzchnią pokrytą siecią detektorów naziemnych. Wielkie pęki o najwyższych energiach mogą zostać zarejestrowane w dwóch lub więcej stanowiskach detektorów fluorescencyjnych – pozwala to dokładniej określić własności samego zjawiska, ale również daje możliwość testowania poprawności metod obserwacji i analizy danych.

Po zachodniej stronie Obserwatorium, blisko obszaru o większym zagęszczeniu detektorów naziemnych, dodatkowo umieszczone zostały trzy teleskopy obejmujące

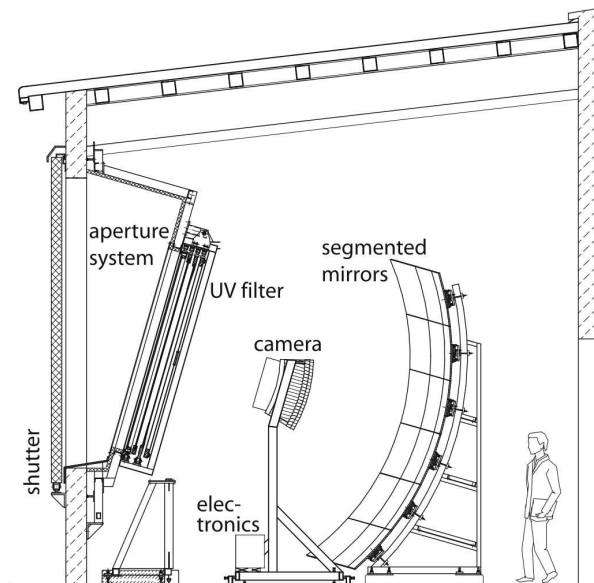


Rysunek 24: Schemat budowy detektora naziemnego Obserwatorium Pierre Auger. Główną część stanowi zbiornik, wyłożony materiałem odbijającym światło. Wypełniony jest on 12 tonami wody, w której cząstki naładowane wywołują promieniowanie czerenkowskie, rejestrowane przez trzy fotopowielacze umieszczone u góry. Energia dostarczana jest przez ogniwa słoneczne. Synchronizacja obserwacji odbywa się za pomocą systemu GPS, komunikacja – na drodze radiowej.

mujące polem widzenia część nieba znajdującą się wyżej ($30^\circ - 60^\circ$) nad horyzontem – są one pomocne przy obserwacjach wielkich pęków o niższych energiach, które rozwijają się wyżej w atmosferze.

Światło przedostaje się do teleskopu przez aperturę o promieniu 1.1 m. Przechodzi przy tym przez filtr przepuszczający światło w zakresie $\approx 300-400$ nm, czyli pasmo ultrafioletu w którym zachodzi emisja fluorescencyjna. Filtr eliminuje znaczną część tła, poprawiając stosunek sygnału do szumu, jak również chroni teleskop przed zanieczyszczeniami z zewnątrz. Światło pada na zwierciadło (o powierzchni ≈ 13 m²), które skupia je na kamerze 440 fotopowielaczy (22 rzędy w 20 kolumnach). Każdy fotopowielacz rejestruje sygnał z sześciokątowego fragmentu nieba o rozmiarach $\approx 1.5^\circ$. W ciągu dnia i podczas złej pogody zewnętrzne żaluzje są zamykane dla ochrony teleskopów (rys. 25).

Jakość i użyteczność pomiarów wykonywanych przez detektor fluorescencyjny zależą od dokładności, z jaką sygnały rejestrowane w fotopowielaczach są przeliczane na strumień światła padającego na aperturę teleskopu. Stosunek tych wielkości zależy od szeregu czynników: przepuszczalności filtra, współczynnika odbicia zwierciadła, zdolności zbierania światła w pikselach, wydajności i wzmocnień fotopowielaczy i układu elektronicznego, konwersji do sygnału cyfrowego. Możliwe jest oddzielne badanie i uwzględnianie wszystkich tych efektów, dokładnych wyników może również dostarczyć całościowa kalibracja detektorów: pomiar sygnału wyjściowego wywoływanego przez źródło światła o znanym na-



Rysunek 25: Schemat teleskopu fluorescencyjnego Obserwatorium Pierre Auger. Światło jest ogniskowane przez sferyczne, segmentowane zwierciadło na kamerę fotopowielaczy. Do układu optycznego należy również filtr przepuszczający światło UV oraz pierścień korygujący aberracje zwierciadła. Zewnętrzne zasłony chronią detektor w ciągu dnia i przy złej pogodzie.

tężeniu.

W Obserwatorium Pierre Auger całkowita kalibracja detektorów fluorescencyjnych wykonywana jest przy użyciu tzw. “bębna” [83]. Jest to walec o średnicy 2.5 m (wystarczającej do przekrycia apertury teleskopu), wyłożony materiałem odbijającym światło, pokryty membraną przepuszczającą i rozpraszającą światło. Wewnątrz znajduje się źródło (LED), generujące impulsy w zakresie UV. Czołowa powierzchnia takiego urządzenia emituje, z dużą dokładnością, jednorodne i izotropowe światło. Natężenie tego światła można precyzyjnie zmierzyć w warunkach laboratoryjnych, co pozwala wykonać kalibrację detektorów w terenie. Przy użyciu źródła ksenonowego i zestawu filtrów został również zbadany sygnał zmierzony w fotopowielaczach w zależności od długości fali.

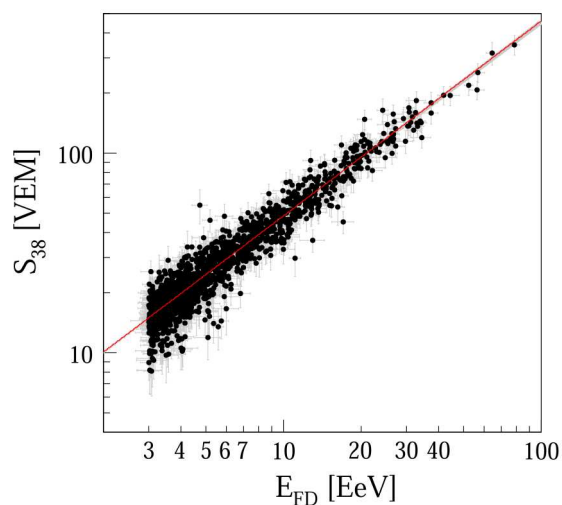
Inną metodą kalibracji detektorów jest wykorzystanie mobilnego lasera, emitującego światło w polu widzenia teleskopów. Impulsy światła, o zmierzonym niezależnie natężeniu, były emitowane w atmosferę, gdzie część fotonów ulegała rozproszeniu i trafiała do detektorów. Dla zminimalizowania niepewności związanych z rozpraszaniem atmosferycznym, źródło umieszczane było w odległości $\simeq 4$ km od detektorów.

Poza okresowo przeprowadzanymi pomiarami przy użyciu zewnętrznych źródeł światła, w ciągu całego czasu pracy detektorów monitorowana jest względna kalibracja, za pomocą instalacji wewnętrznych. Impulsy są rozprawdane światłowodami do kilku punktów w każdym teleskopie: ze środka zwierciadła są kierowane na kamerę fotopowielaczy, z brzegu kamery na zwierciadło, oraz z wewnętrznej apertury są kierowane na zamknięte zasłony, wyłożone materiałem odbijającym światło. Pomiary sygnałów mierzonych przy oświetlaniu detektorów z tych punktów pozwalają kontrolować stabilność pracy urządzeń [76].

Oprócz własności samych detektorów, używanych do rejestracji światła pochodzącego od wielkich pęków, do prawidłowej interpretacji pomiarów konieczna jest znajomość warunków atmosferycznych w czasie prowadzenia obserwacji. Określić trzeba takie własności jak pionowy profil gęstości powietrza, rozkład aerozoli lub obecność chmur. W tym celu Obserwatorium zostało wyposażone w szereg urządzeń monitorujących stan atmosfery, które zostaną opisane w dalszej części.

Równoczesna obserwacja wielkich pęków różnymi metodami daje możliwość uzyskania dokładniejszych wyników, niż byłoby to możliwe przy użyciu takich samych detektorów, ale działających oddzielnie. Dla wyników uzyskiwanych przez detektory fluorescencyjne bardzo cenna jest informacja o czasie zarejestrowania wielkiego pęku w detektorze naziemnym. W najczęstszym przypadku, gdy dostępne są obserwacje tylko z jednej stacji, ta dodatkowa informacja znacząco poprawia precyzję wyznaczenia geometrii (rys. 19), co przekłada się na dokładność wszystkich kolejnych obliczeń.

Hybrydowa obserwacja ma szczególne znaczenie przy określaniu energii wielkich pęków. Obliczenie energii na podstawie samych obserwacji z detektorów naziemnych w znacznym stopniu opiera się na symulacjach zjawisk zachodzących w czasie rozwoju wielkich pęków. Konieczne jest zastosowanie modeli oddziaływań jądrowych, które zostały opracowane na podstawie eksperymentów przeprowadzonych przy energiach znacznie niższych od tych niesionych przez badane cząstki pierwotne promieniowania kosmicznego. Przy pomiarach wykonywanych przy użyciu detektorów fluorescencyjnych nie jest konieczne używanie złożonych modeli. Zmierzone światło można przeliczyć na depozyt energii wzdłuż dużej części podłużnego profilu rozwoju wielkiego pęku. Kształt tego profilu został ustalony na podstawie obserwacji (1), co pozwala określić rozmiar wielkiego pęku na odcinkach nie obserwowanych, a scałkowanie go daje energię cząstki pierwotnej. Detektory fluorescencyjne zbierają dane tylko podczas ułamka czasu pracy detektorów naziemnych, ale rezultaty te mogą zostać wykorzystane do kalibracji skali energii. Starannie dobrana próbka wielkich pęków obserwowanych w dobrych warunkach jest używana do określenia korelacji między estymatorem

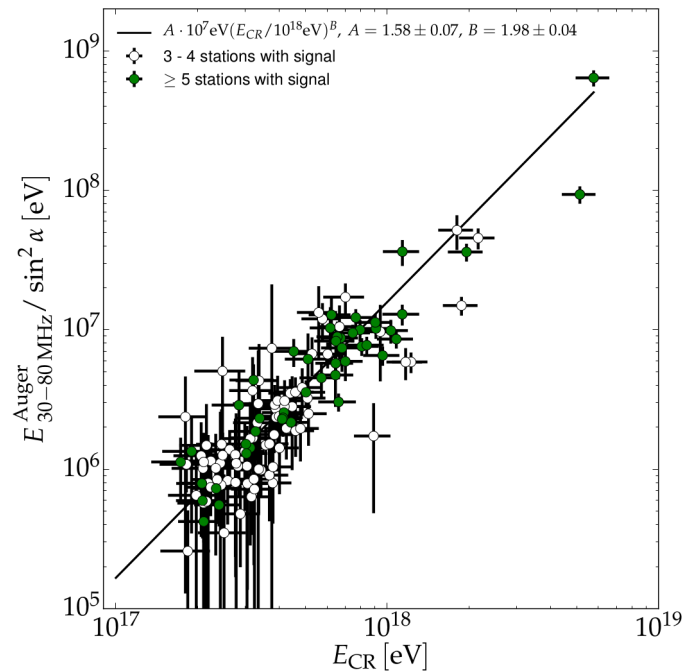


Rysunek 26: Korelacja między wartościami estymatora energii S_{38} , uzyskanymi z obserwacji detektorów naziemnych, a energią tych samych wielkich pęków zmierzoną w detektorach fluorescencyjnych [31].

energii, określonym na podstawie pomiarów detektorów naziemnych, a energią zmierzoną przez detektory fluorescencyjne (rys. 26). Zależność ta służy następnie do obliczania energii wielkich pęków obserwowanych tylko przez detektory powierzchniowe.

2.5 Detekcja emisji radiowej i mikrofalowej wielkich pęków atmosferycznych

Wielkie pęki atmosferyczne, składające się z licznych cząstek naładowanych, są również źródłem fal radiowych, w zakresie częstotliwości kilo- i megahercowych. Ładunki poruszające się w polu magnetycznym Ziemi ulegają odchyleniu i emitują fale elektromagnetyczne [84]. Innym źródłem emisji wielkiego pęku jest zmienny w czasie nadmiar ładunku (efekt Askariana) [85]. Oczekuje się, że emisja radiowa będzie koherentna i silnie skupiona wokół osi wielkiego pęku. Sygnał radiowy niesie informację o całkowitej energii wielkiego pęku, jest również czuły na położenie maksimum rozwoju X_{max} [86]. Wielkość emisji radiowej zależy od kąta między osią wielkiego pęku a wektorem pola magnetycznego, możliwość detekcji będzie więc silnie zależała od kierunku przylotu cząstki pierwotnej. Obserwacja radiowa może być prowadzona w każdych warunkach, utrudniona jest ona jednak przez wysokie tło, pochodzenia zarówno naturalnego jak i sztucznego. Prace nad detekcją radiową wielkich pęków prowadzone były od kilkudziesięciu



Rysunek 27: Korelacja między całkowitą energią wielkich pęków, zmierzona przy pomocy sieci detektorów naziemnych, a energią wyemitowaną w zakresie 30-80 MHz, określoną na podstawie pomiarów radiowych [92].

lat [87], ale dopiero niedawno dostępność odpowiedniej elektroniki i postęp w symulacjach wielkich pęków doprowadziły do szerszego zainteresowania tą techniką [88–90].

W chwili obecnej najlepsze warunki do badania tej techniki detekcji ma Auger Engineering Radio Array (AERA), sieć ponad stu anten radiowych rozmieszczonych na terenie Obserwatorium Pierre Auger [91]. Mierzą one sygnały radiowe w zakresie od 30 do 80 MHz. Siła sygnału zmierzonego w poszczególnych stacjach służy do określenia rozkładu emisji radiowej, który po scałkowaniu umożliwia obliczenie energii wyemitowanej w tym zakresie częstotliwości. Dostępne są niezależne pomiary energii całkowitej tych samych wielkich pęków, obserwowanych niezależnie w innych detektorach Obserwatorium, możliwa jest więc kalibracja uzyskanych wyników (rys. 27). Analiza zebranych obserwacji pokazała, że w obserwowanym paśmie wielki pęk o energii 10^{18} eV wyemituje $(15.8 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 6.7(\text{syst.}))$ MeV. Wartość ta zostanie osiągnięta gdy wielki pęk będzie rozwijał się w kierunku prostopadłym do wektora pola magnetycznego, które ma wielkość 0.24 G na obszarze Obserwatorium; dla innych kierunków sygnał będzie odpowiednio niższy. Sygnał radiowy okazał się być proporcjonalny do kwadratu ener-

gii wielkiego pęku, co jest zgodne z przewidywaniami emisji koherentnej [92].

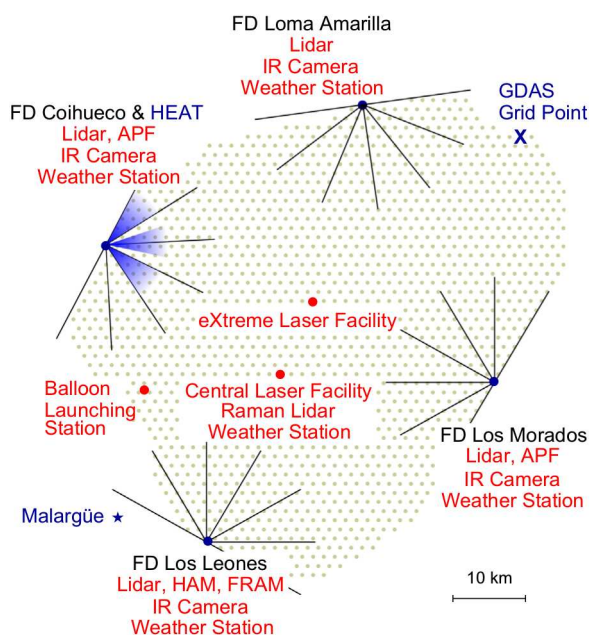
Radiowa metoda obserwacji wielkich pęków ciągle jest na etapie badania jej możliwości i szukania rozwiązań technicznych pozwalających na jak najdokładniejsze pomiary. Dotychczasowe wyniki pozwalają mieć nadzieję, że uda się opracować wydajną i tanią technikę detekcji promieni kosmicznych najwyższych energii.

Niedawne pomiary laboratoryjne na wiązce testowej [93] dały podstawę przypuszczeniom, że powinno być możliwe użycie promieniowania mikrofalowego do wykrywania wielkich pęków atmosferycznych. Emisja zmierzona w eksperymencie została zinterpretowana jako promieniowanie hamowania, produkowane przy rozpraszaniu niskoenergetycznych elektronów w rzadkiej plazmie, powstałej po przejściu wiązki. Promieniowanie takie powinno być izotropowe, i pokrywać szeroki zakres częstotliwości. Obserwacje w zakresie kilku GHz byłyby ułatwione przez bardzo niski poziom tła przy tych częstotliwościach, jak również doskonałą przejrzystość powietrza, praktycznie niezależną od warunków atmosferycznych. Sprawdzone układy odbiorników w tych pasmach, używane do odbioru przekazu z satelitów, są łatwo dostępne.

W ramach kilku eksperymentów zbudowane zostały detektory badające możliwość obserwacji promieniowania mikrofalowego wielkich pęków atmosferycznych. Udało się dzięki nim zarejestrować sygnały w zakresie 3-4 GHz [94, 95]. Eksperyment CROME dostarczył największej ilości obserwacji (ponad 30 zarejestrowanych sygnałów wielkich pęków), umożliwiając dokładniejsze określenie własności emisji mikrofalowej. Dzięki położeniu na terenie objętym siecią detektorów wielkich pęków KASCADE-Grande, możliwe było niezależne wykrywanie i określanie właściwości wielkich pęków przecinających pole widzenia anten mikrofalowych. Bardzo krótkie (kilka ns) sygnały zostały zarejestrowane w sytuacjach, gdy wielki pęk był obserwowany pod małym kątem w stosunku do jego osi. Nie zaobserwowano natomiast sygnałów od wielkich pęków przechodzących przez pole widzenia, ale obserwowanych pod większymi kątami względem ich osi – emisja mikrofalowa nie jest więc izotropowa. Analiza zebranych danych wskazuje na to, że mechanizmy odpowiedzialne za emisję radiową w zakresie MHz mogą wytłumaczyć obserwowany sygnał w paśmie GHz: ze wzrostem częstotliwości emisja jest wprawdzie tłumiona, jednak w kierunkach bliskich osi wielkiego pęku, zbliżonych do kąta Czerenkowa ($\sim 1^\circ$ na wysokości kilku kilometrów), sygnał ulega kompresji czasowej i wzmocnieniu. Wyniki eksperymentu pokazały, że możliwa jest detekcja promieniowania mikrofalowego wielkich pęków, ale z powodu bardzo małego kąta bryłowego emisji może być trudno zastosować tę technikę w praktyce.

3 Monitoring atmosferyczny na terenie Obserwatorium Pierre Auger

Obserwacja wielkich pęków poprzez pomiar światła fluorescencyjnego wykorzystuje całą atmosferę jako kalorymetr, w którym zjawisko rozwija się, a zmierzony w detektorach sygnał jest proporcjonalny do energii zdeponowanej wzdłuż jego trasy. Rozwój wielkiego pęku następuje w miarę przebywania przez cząstki kolejnych warstw materii, co oznacza że kształt profilu podłużnego zależy od gęstości powietrza na różnych wysokościach. W szczególności zmianom może ulegać wiek wielkiego pęku na poziomie gruntu, co będzie miało wpływ również na pomiary przy użyciu detektorów powierzchniowych. Emisja fluorescencyjna silnie zależy od lokalnych warunków, takich jak temperatura, ciśnienie i wilgotność powietrza. Światło dociera do detektorów po przebyciu pewnej drogi w atmosferze, a więc do prawidłowej interpretacji obserwacji konieczne jest uwzględnienie wszystkich efektów związanych z rozpraszaniem światła w powietrzu.



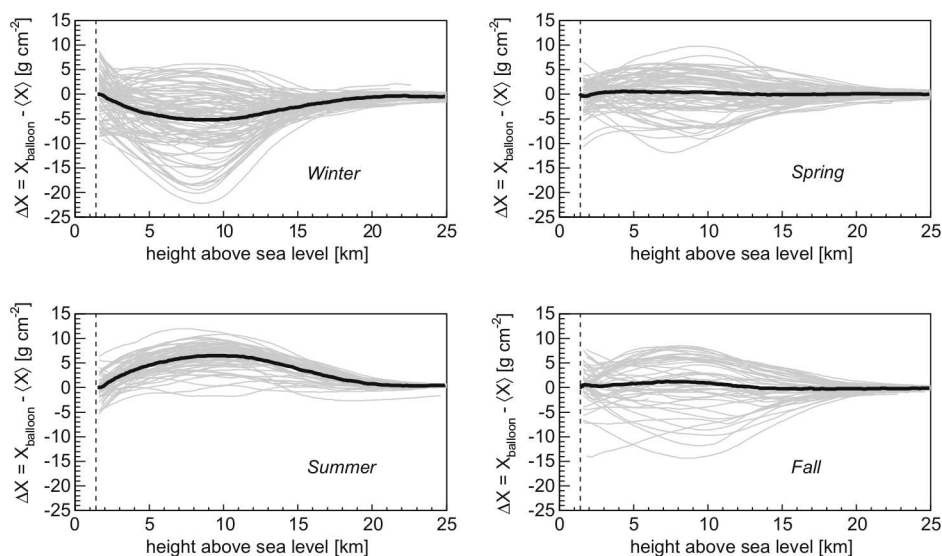
Rysunek 28: Schematyczna mapa Obserwatorium Pierre Auger. Zaznaczono położenie czterech stanowisk detektorów fluorescencyjnych (FD), przy których znajdują się również urządzenia monitorujące stan atmosfery. W centralnej części Obserwatorium, w dwóch miejscach, działają laserowe narzędzia do pomiarów atmosferycznych. Oznaczono także miejsce wypuszczania balonów meteorologicznych [31].

Do prawidłowej interpretacji danych obserwacyjnych niezbędne jest szczegółowe zbadanie sposobów, w jaki atmosfera wpływa na detekcję wielkich pęków, jak również wiedza o warunkach panujących podczas obserwacji. Nie można przy tym ograniczyć się do modeli opisujących średni stan atmosfery: obserwowany zakres zmienności warunków przekłada się na znaczące różnice przy analizie danych eksperymentalnych, konieczne jest więc uwzględnienie rzeczywistych warunków panujących podczas pracy detektorów. Niezbędne zatem jest ciągłe monitorowanie stanu atmosfery. Obserwatorium Pierre Auger dysponuje bardzo rozbudowanym zestawem urządzeń, omówionych poniżej, przeznaczonych właśnie do pomiarów własności atmosfery istotnych dla detekcji wielkich pęków atmosferycznych (rys. 28). Także eksperyment Telescope Array dysponuje narzędziami do pomiaru warunków na obszarze objętym obserwacjami [97]. Poza pomiarami uzyskanymi za pomocą tych dedykowanych narzędzi, wykorzystywać można dane dostępne dzięki niezależnym obserwacjom (np. satelitarnym) i analizom stanu atmosfery. Połączenie danych ze wszystkich tych źródeł umożliwia określić warunki atmosferyczne w czasie pracy detektorów, co pozwala ograniczyć niepewności końcowych wyników analizy.

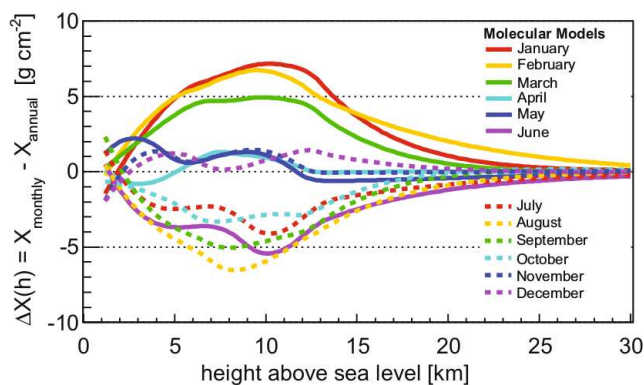
3.1 Pomiary stanu molekularnej części atmosfery

Dla poprawnego określenia podłużnego profilu rozwoju wielkiego pędu zasadnicze znaczenie ma wiedza o rozkładzie gęstości powietrza. Dostępne są modele atmosfery, jak np. powszechnie stosowany, również w analizie obserwacji wielkich pęków, model US Standard Atmosphere [98]. Wahania rzeczywistych profili gęstości okazują się jednak być znaczące, np. różnice zrekonstruowanej głębokości maksimum X_{max} spowodowane zastosowaniem niewłaściwego modelu atmosfery są porównywalne z różnicami X_{max} przewidywanymi dla wielkich pęków wywołanych przez protony i jądra żelaza [99].

Precyzyjne pomiary warunków atmosferycznych były wykonywane w Obserwatorium Pierre Auger przy użyciu radiosond unoszonych przez balony. Czujniki urządzenia mierzyły ciśnienie, temperaturę i względną wilgotność co 20 m, do średniej wysokości 25 km, co pokrywa obszar istotny przy obserwacjach detektorów fluorescencyjnych. Na podstawie tych pomiarów obliczana jest zależność gęstości powietrza od wysokości, a dzięki połączeniu danych z przewidywaniami modeli dla dużych wysokości, gdzie zmienność jest mała, możliwe jest uzyskanie całego profilu głębokości atmosferycznej $X(h)$. Wyniki pomiarów przedstawione są na rys. 29. Profil $X(h)$ wykazuje znaczącą zmienność, zależną od wysokości. Dienne fluktuacje osiągają $\simeq 5 \text{ g/cm}^2$ na poziomie gruntu, rosnąc do nawet $\simeq 15 \text{ g/cm}^2$ na wysokościach 6 - 12 km. Jeszcze większa zmienność występuje przy dłuższych okresach czasu – różnice między zimą a latem mogą osiągać 20 - 30 g/cm^2 .



Rysunek 29: Wyniki pomiarów profili gęstości atmosfery przy użyciu radiosond. Dane z poszczególnych lotów są przedstawione jako odchylenia od średniego profilu głębokości atmosferycznej, uzyskanego ze wszystkich pomiarów. Wyniki pogrupowane według pory roku, ciemne linie oznaczają średnie dla pór roku [99].



Rysunek 30: Miesięczne modele atmosferyczne. Przedstawione są różnice głębokości atmosferycznej względem średniej rocznej [99].

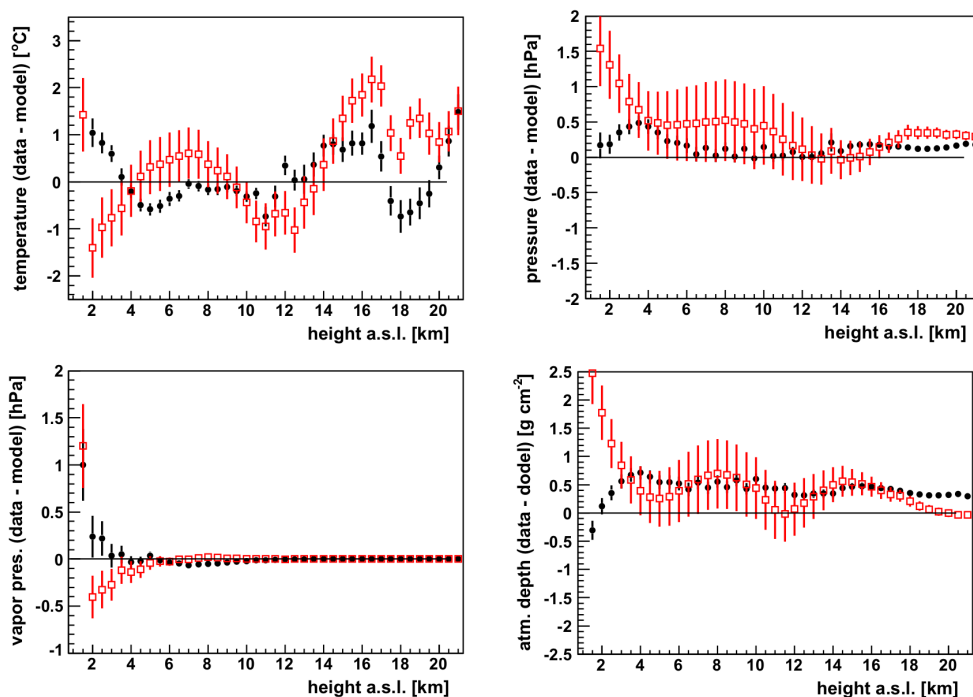
Pomiary przy użyciu balonów dostarczają bardzo dokładnych informacji o zmianach stanu atmosfery, w miejscu gdzie prowadzone są obserwacje wielkich pęków. Wykonywanie takich pomiarów każdej nocy jest jednak trudne i kosztowne. Przy ograniczonej liczbie lotów balonów, warto wykonywać je wtedy, kiedy ich rezultaty byłyby szczególnie przydatne. Doprowadziło to do tzw. pro-

gramu “Balloon-the-Shower” – zarejestrowanie wielkiego pęku o dużej energii ($\gtrsim 2 \times 10^{19}$ eV) w detektorze fluorescencyjnym służy jako sygnał do startu balonu [100]. Aby uzyskać profile atmosferyczne dla okresów, w których nie wykonywano pomiarów, dostępne dane zostały użyte do opracowania miesięcznych modeli atmosfery (rys. 30). Dzięki temu uwzględnione zostają różnice sezonowe, niemożliwe jest jednak opisanie zmian, również znaczących, które mogą zachodzić w skali dni.

Informację o warunkach atmosferycznych można również uzyskać ze światowych zasobów danych meteorologicznych. Global Data Assimilation System (GDAS) [101] jest modelem atmosfery obejmującym całą Ziemię. W jego ramach tworzona jest prognoza stanu atmosfery, a przewidywania modelowe są na bieżąco korygowane w oparciu o pomiary meteorologiczne ze wszystkich dostępnych źródeł: stacji naziemnych, radiosond, satelitów i in. Warunki atmosferyczne są wyznaczone dla sieci punktów na Ziemi co jeden stopień długości i szerokości geograficznej (punkt najkorzystniejszy dla potrzeb Obserwatorium Pierre Auger zaznaczono na rys. 28). Dostępne są wartości temperatury, ciśnienia i względnej wilgotności na gruncie oraz na 23 poziomach ciśnienia atmosferycznego, które pokrywają zakres wysokości do $\simeq 26$ km. Zestawy danych są określane dla kolejnych przedziałów czasowych o długości 3 godzin.

Porównanie przewidywań modeli z wynikami pomiarów balonowych przedstawiono na rys. 31. Zestaw pomiarów pochodzi z okresu po opracowaniu modeli miesięcznych, i na tej niezależnej próbce widać że przewidywania tych modeli są obciążone dużą niepewnością i mogą znacząco odbiegać od wyników pomiarów. Dane z modelu GDAS okazują się lepiej oddawać warunki panujące podczas pomiarów. Z uwagi na dokładność opisu stanu atmosfery oraz łatwy dostęp, model GDAS został włączony do standardowej analizy danych Obserwatorium Pierre Auger.

Dla poprawnego uwzględnienia stanu atmosfery konieczne jest określenie, czy jest ona jednorodna na obszarze całego Obserwatorium. Sprawdzenie tego dla pionowych profili byłoby bardzo trudne, wymagałoby kilku pomiarów radiosondami, przy użyciu balonów wypuszczanych równocześnie z różnych miejsc. Można jednak dość łatwo mierzyć warunki w różnych punktach na poziomie gruntu, i tych danych użyć do oszacowania jednorodności horyzontalnej. Przy wszystkich stanowiskach detektorów fluorescencyjnych, jak również w centrum Obserwatorium (rys. 28) znajdują się stacje pogodowe, rejestrujące co 5 minut temperaturę, ciśnienie, względną wilgotność i szybkość wiatru. Pomiary z tych miejsc, odległych od siebie o kilkadziesiąt kilometrów, okazują się być bardzo zbliżone [99]. Na podstawie tych obserwacji uznano, że w wystarczająco dobrym przybliżeniu atmosfera jest jednorodna na całym obszarze Obserwatorium.

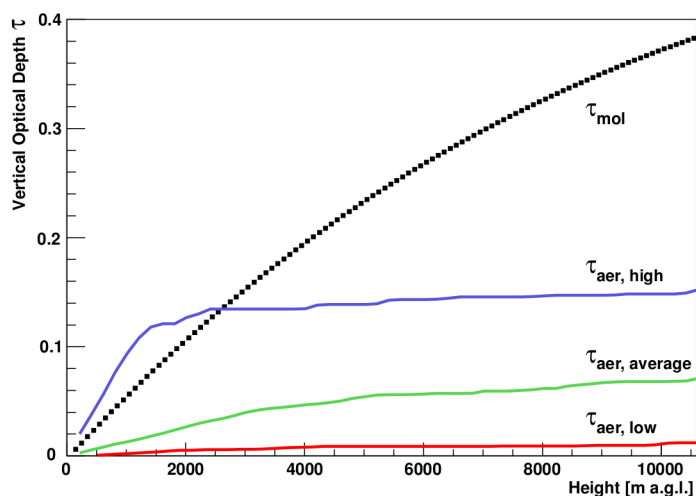


Rysunek 31: Porównanie wyników pomiarów balonowych z przewidywaniami modelu GDAS (czarne punkty), oraz z modelami miesięcznymi (czerwone kwadraty; porównanie obejmuje pomiary które nie zostały użyte do opracowania modeli) [102].

3.2 Pomiary rozkładów aerozoli

Przy rekonstrukcji danych zebranych przez detektory fluorescencyjne, zasadnicze znaczenie ma wiedza o przejrzystości powietrza podczas obserwacji. Pomiary profilu atmosfery molekularnej dostarczają części informacji, muszą być one uzupełnione o pomiary efektów związanych z aerozolami.

Porównanie wpływów obu tych składowych pokazane jest na rys. 32. Przedstawione są wartości głębokości optycznej mierzonej na odcinku od poziomu gruntu do określonej wysokości. Dla składowej molekularnej grubość ta narasta proporcjonalnie do gęstości powietrza na danej wysokości. Pionowy profil gęstości atmosfery molekularnej jest zbliżony do funkcji eksponencjalnej (o skali wysokości ≈ 7.6 km) i ulega względnie niewielkim wahaniom, więc wpływ na transmisję światła również będzie prawie stały w czasie. Z reguły molekularna składowa atmosfery powoduje większe osłabienie światła niż aerozole. Jednak, w przeciwieństwie do rozkładu masy w atmosferze, zawartość aerozoli może ulegać bardzo dużym wahaniom w czasie. Koncentracja cząstek zawieszonych w powie-



Rysunek 32: Wartości pionowej grubości optycznej w funkcji wysokości nad poziomem gruntu, przedstawione dla składowej molekularnej (czarne punkty) i dla różnych koncentracji aerozoli (kolorowe linie) [103].

trzu może wahać się od wartości niemierzalnie małych do bardzo dużych, przy których ekstynkcja na aerozolach ma dominujące znaczenie. Również pionowy rozkład aerozoli może ulegać znaczącym zmianom. Może występować warstwa przygruntowa, w której ruchy powietrza prowadzą do praktycznie jednorodnego rozkładu aerozoli. Powyżej, koncentracja aerozoli maleje, a spadek można opisać eksponentą o skali wysokości rzędu 1 km. Zmianie także może ulegać skład cząstek zawieszonych, co może wpływać na ekstynkcję światła. Zmienność aerozoli, i wpływ tej zmienności na obserwację wielkich pęków, wymaga zatem monitorowania stanu atmosfery w ciągu całego czasu pracy detektorów optycznych. W Obserwatorium Pierre Auger w tym właśnie celu rozmieszczono szereg specjalnych urządzeń.

Central Laser Facility (CLF). W środkowej części Obserwatorium umieszczone zostało źródło impulsów laserowych CLF, uzupełnione później o drugie stanowisko, nazywane eXtreme Laser Facility (XLF) – rys. 28 [103]. Są one obecnie podstawowym narzędziem do pomiarów przejrzystości powietrza, których wyniki są używane przy analizie danych obserwacyjnych. Urządzenia te emitują serie pionowych i nachylonych impulsów światła o długości fali 355 nm. Aby uniknąć asymetrii rozpraszania w różnych kierunkach światło jest depolaryzowane. Energia każdego impulsu wynosi 7 mJ, co odpowiada ilości światła emitowanego przez wielki pęk o energii rzędu 10^{20} eV. Fotony na swojej dro-

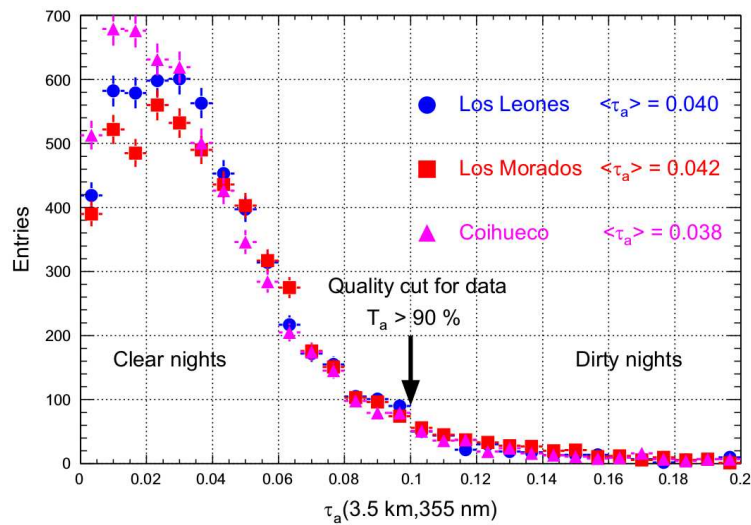
dze przez atmosferę ulegają rozproszeniom, część z nich jest rejestrowana przez detektory fluorescencyjne, znajdujące się w odległościach $\simeq 25\text{-}40$ km.

Do określenia profilu grubości optycznej warstwy aerozoli używa się średnich sygnałów, zmierzonych w czasie emisji serii 50 impulsów laserowych. Jedną z metod analizy jest porównanie obserwacji z przewidywaniami symulacji komputerowych. Zakładając różne możliwe ilości i rozkłady aerozoli, wykonuje się szereg symulacji i z ich wyników wybiera się te, które najlepiej zgadzają się z obserwacjami. Inna metoda opiera się na pomiarach wykonywanych przy bardzo dobrych warunkach atmosferycznych. Przy zaniedbywalnie małej koncentracji aerozoli rejestrowany sygnał jest silniejszy, jego profil można zweryfikować na podstawie symulacji zakładających tylko rozpraszanie na molekułach. Mała ilość aerozoli może być również potwierdzona niezależnie przez inne urządzenia. Pomiar wykonany w takich okresach służy jako poziom odniesienia określający rozpraszanie molekularne, co przez porównanie z wynikami pomiarów z innych nocy pozwala obliczyć osłabienie światła na aerozole. Metody te są używane do określenia profili aerozoli dla każdej godziny prowadzenia obserwacji [103].

Pole widzenia teleskopów fluorescencyjnych (dolna granica 1.8° nad horyzontem) nie obejmuje najniższego odcinka ($\simeq 1$ km) trasy wiązki laserowej. Całkowita ilość aerozoli w tej warstwie może być zmierzona na podstawie osłabienia światła rozproszonego docierającego do detektora, ale nie da się w ten sposób określić ich rozkładu. Dlatego w tym obszarze grubość optyczna aerozoli jest określana przez interpolację liniową, od zera na poziomie gruntu do wartości zmierzonej na dolnej granicy pola widzenia.

Wyniki pomiarów grubości optycznej aerozoli do wysokości 3.5 km nad ziemią są przedstawione na rys. 33. Obserwacje pochodzą z trzech stanowisk detektorów fluorescencyjnych. Widoczna jest przewaga korzystnych warunków, z małą koncentracją aerozoli. Przy rekonstrukcji danych, dla zapewnienia wysokiej jakości wyników, nakładane jest górne ograniczenie na zawartość aerozoli w powietrzu: osłabienie obserwowanego światła przez aerozole nie większe niż 10%, co odpowiada grubości optycznej $\simeq 0.1$ [99].

Wiązki laserowe są obserwowane równocześnie z czterech kierunków, można więc porównać wyniki tych pomiarów. Porównania takie przedstawione są na rys. 34. Można zauważyć różnice w ilościach aerozoli w różnych częściach obszaru Obserwatorium. Wyróżnia się przy tym stanowisko Coihueco, które jest położone $\simeq 200$ m powyżej pobliskiego terenu, podczas gdy pozostałe detektory fluorescencyjne ulokowane są na dużo mniejszych wzniesieniach. Dzięki takiemu położeniu zmierzone ilości aerozoli są znacząco mniejsze. Aby uwzględnić te systematyczne różnice, nie określa się jednego profilu aerozoli dla całego Obserwatorium, ale osobne dla czterech części, odpowiadających różnym stanowiskom detektorów fluorescencyjnych.

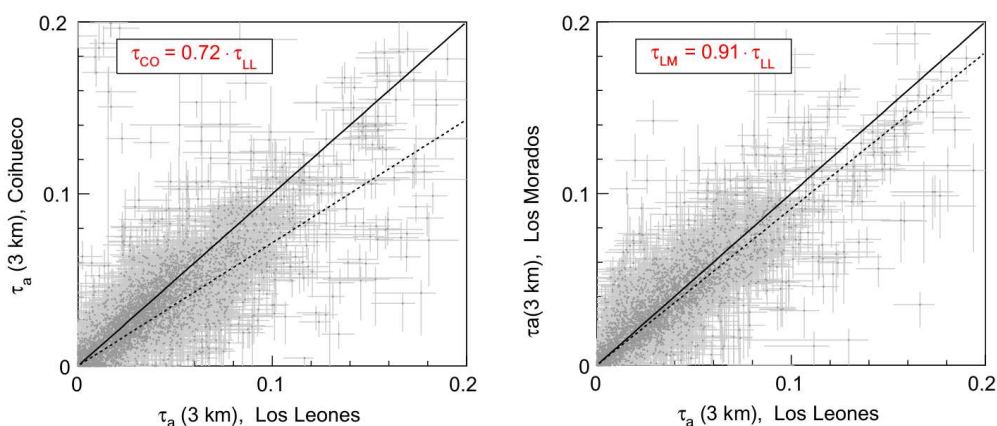


Rysunek 33: Grubość optyczna aerozoli do wysokości 3.5 km nad gruntem uzyskana z pomiarów przy użyciu CLF w latach 2004-2010. Zaznaczono górną granicę zawartości aerozoli akceptowalną przy analizie danych [31].

Lidar. Przy wszystkich czterech stanowiskach detektorów fluorescencyjnych zostały umieszczone lidary (LIght Detection And Ranging), które po wysłaniu impulsu laserowego mierzą natężenie światła odbitego wstecz w procesie elastycznego rozpraszania (tj. bez przesunięcia częstotliwości). Na ruchomej podstawie zamontowany jest laser, emitujący światło o długości fali 351 nm, oraz trzy paraboliczne zwierciadła o średnicy 80 cm, ogniskujące powracające światło na fotopowielaczach [104].

Urządzenia wysyłają impulsy, każdy o energii $\simeq 0.1$ mJ, z częstotliwością 333 Hz. Seriami 1000 impulsów wykonują pomiary w różnych kierunkach, w godzinowym cyklu skanując niebo. Aby nie zakłócać pracy detektorów fluorescencyjnych, pomiary nie są wykonywane w ich polu widzenia. Wyjątkiem od tej zasady jest tzw. procedura “Shoot-the-Shower” – po zarejestrowaniu szczególnie ciekawego wielkiego pęku (wysoka energia, detekcja hybrydowa lub stereo) lidar wykonuje pomiary w kierunkach, z których zaobserwowano sygnał.

Pomiary przy użyciu lidarów i CLF/XLF są niezależne, co pozwala porównywać ich wyniki i badać systematyczne niepewności obu metod. Porównanie przykładowych pomiarów profilu aerozoli przedstawione jest na rys. 35. Z reguły wyniki są zgodne w granicach błędu pomiaru. Jeśli jednak na obszarze Obserwatorium występuje znaczna niejednorodność rozkładu aerozoli, wyniki mogą różnić się znacząco, ponieważ urządzenia te wykonują pomiary w różnych miejscach.

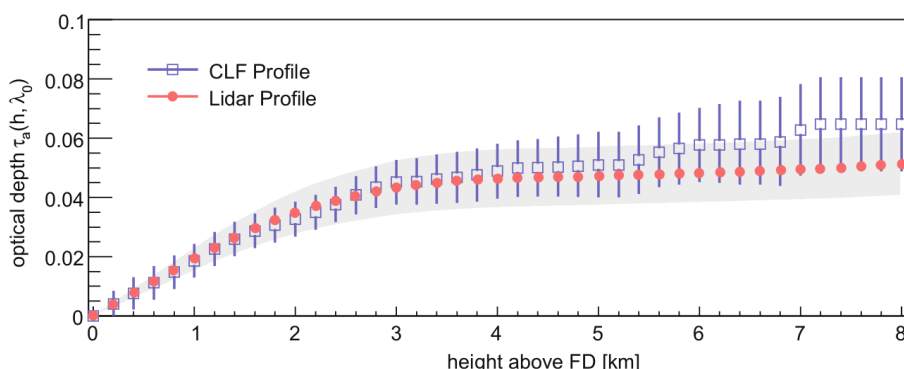


Rysunek 34: Porównanie grubości optycznej aerozoli do wysokości 3 km, zmierzonych w różnych detektorach fluorescencyjnych. Stanowiska Los Leones i Los Morados są bardzo podobne: małe wzniesienia na prawie tym samym poziomie, podczas gdy Coihueco położone jest znacznie wyżej [99].

Raman lidar. Oprócz czterech lidarów mierzących rozpraszanie elastyczne, na terenie Obserwatorium Pierre Auger pracuje jedno urządzenie wykorzystujące efekt Ramana. Wykorzystywany jest w nim laser emitujący impulsy światła o długości fali 355 nm. Rejestrowane jest, przy użyciu odpowiednich filtrów i fotopowielaczy, światło odbite w rozpraszaniu elastycznym o niezmięnionej długości fali, oraz dodatkowo w dwóch liniach powstających w wyniku rozpraszania ramanowskiego: 386.7 nm (molekuły azotu) i 407.5 nm (para wodna).

Przy pomiarach lidarem elastycznym aerozole mają wpływ zarówno na ilość światła rozpraszanego wstecz, jak też na osłabienie światła przy przejściu przez atmosferę. Oznacza to, że określenie koncentracji aerozoli wymaga wiedzy lub założeń co do ich własności optycznych. Przy obserwacji linii ramanowskich aerozole wpływają tylko na transmisję światła, co znacznie upraszcza określenie ich rozkładu. Utrudnieniem dla tych pomiarów jest natomiast mały przekrój czynny na rozpraszanie ramanowskie (kilka rzędów wielkości mniejszy niż rozpraszanie Rayleigha), co wymusza użycie silniejszych źródeł światła i dłuższe czasy zbierania danych.

Lidar ramanowski był początkowo testowany przy stanowisku detektorów fluorescencyjnych Los Leones. Po udoskonaleniach, w 2013 roku, został umieszczony przy CLF. Pomiary są wykonywane w kierunku pionowym, a jeden cykl trwa $\simeq 24$ min. Przykładowe wyniki pomiarów przedstawione są na rys. 36. Aby ograniczyć zakłócenia w akwizycji danych, pomiary są wykonywane przed rozpoczęciem i po zakończeniu pracy detektorów fluorescencyjnych. Dodatkowy



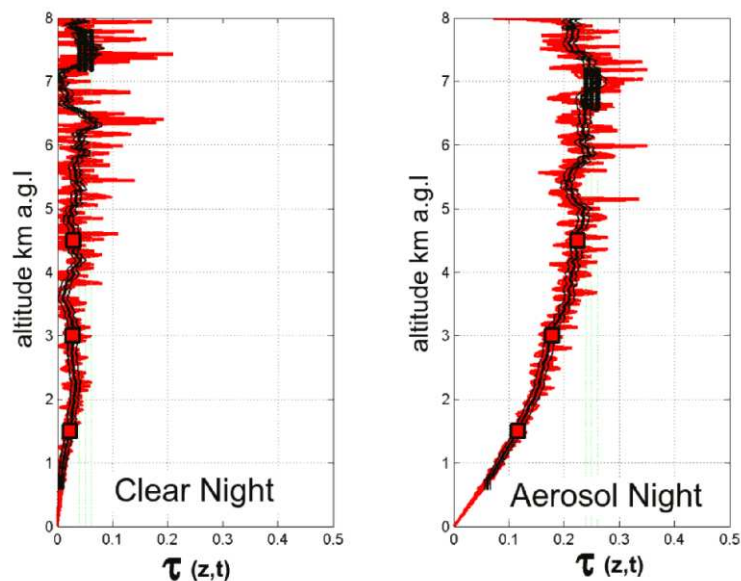
Rysunek 35: Porównanie przykładowych pomiarów profilu grubości optycznej aerozoli przy użyciu CLF i lidar [99].

miar w środku nocy wymaga wyłączenia teleskopów, które polem widzenia obejmują położenie wiązki lasera. Obecnie trwają prace weryfikujące wyniki uzyskane za pomocą lidar ramanowskiego. Porównanie ich z rezultatami pracy innych urządzeń pozwoli zwiększyć dokładność wyznaczenia profili aerozoli w atmosferze.

Aerosol Phase Function monitor (APF). Do obliczenia ilości światła rozproszonego rejestrowanego przez detektory niezbędne jest określenie zależności kątowej przekroju czynnego. Rozpraszanie na molekułach jest dobrze opisane modelem Rayleigha, natomiast zmienność własności aerozoli wymaga analiz popartych pomiarami, wykonywanymi na obszarze objętym obserwacjami. Temu służą dwa urządzenia APF, umieszczone w pobliżu (≈ 1 km) stanowisk detektorów fluorescencyjnych.

Główną częścią tych urządzeń są lampy ksenonowe, emitujące impulsy skupionego światła o długości fali 350 i 390 nm. Wiązki światła są skierowane poziomo, tak aby przechodzić przez jak największą część pola widzenia pobliskich detektorów fluorescencyjnych. Różne teleskopy obserwują wiązkę pod różnymi kątami, co pozwala zmierzyć rozpraszanie światła w zakresie od 30° do 150° . Sekwencje pomiarów są powtarzane co godzinę [106].

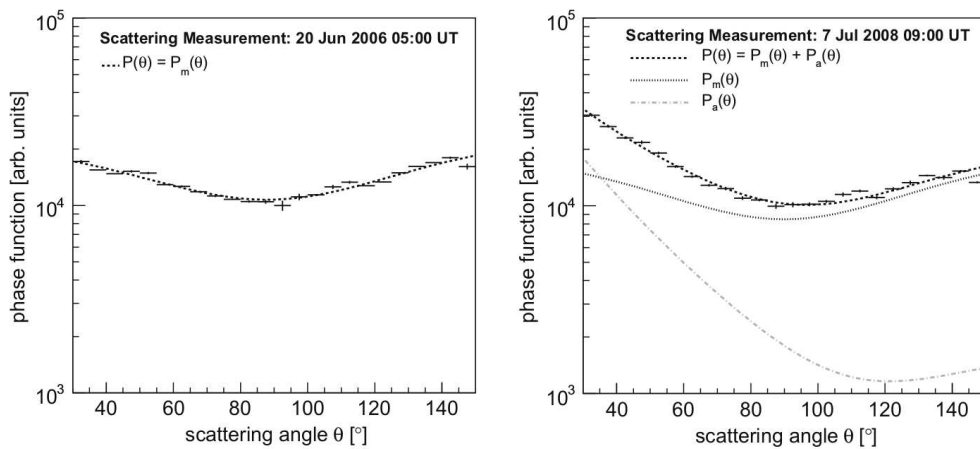
Przykładowe wyniki pomiarów przedstawione są na rys. 37. Przy czystej atmosferze obserwacje są zgodne z modelem Rayleigha. Przy znaczącej koncentracji aerozoli w powietrzu, ich efekt można określić poprzez dopasowanie zależności kątowych przewidywanych przez modele rozpraszania na molekułach i aerozolu (opisane w części 5.1).



Rysunek 36: Przykładowe pomiary grubości optycznej przy małej i dużej koncentracji aerozoli w atmosferze wykonane przy użyciu lidarów ramanowskich [105].

Horizontal Attenuation Monitor (HAM). Obiektem badań jest również zależność rozpraszania światła na aerozolach od długości fali. Do tego celu służą pomiary ekstynkcji światła na dużych odległościach. Przy jednym stanowisku detektorów fluorescencyjnych (Coihueco) znajduje się lampa wyładowcza, emitująca intensywne światło w szerokim paśmie, które jest rejestrowane przy pomocy matrycy CCD umieszczonej na innym stanowisku (Los Leones), w odległości 45 km. Do określenia zależności od długości fali, pomiary są prowadzone przy użyciu zestawu pięciu filtrów, obejmujących zakres od 350 do 550 nm. Po uwzględnieniu ekstynkcji światła na molekułach, sygnał zmierzony przy różnych filtrach służy do określenia własności aerozoli. Wyniki uzyskane przy pomocy tego narzędzia wskazują, że rozpraszanie na aerozolach słabo zależy od długości fali, co jest zgodne z przewidywaniami dla terenów pustynnych [99].

(F/ph)otometric Robotic Atmospheric Monitor (FRAM). Opisane powyżej urządzenia do badania zawartości aerozoli w powietrzu emitują światło, co potencjalnie może zakłócać pracę detektorów fluorescencyjnych. Konieczne jest ograniczenie obszaru, w którym prowadzone są pomiary, oraz staranna synchronizacja pracy urządzeń, aby możliwa była dokładna identyfikacja sygnałów wywołanych przez testowe wiązki światła. Możliwa jest jednak również pasywna obserwacja nieba, która może dostarczyć pewnych informacji o stanie atmosfery.

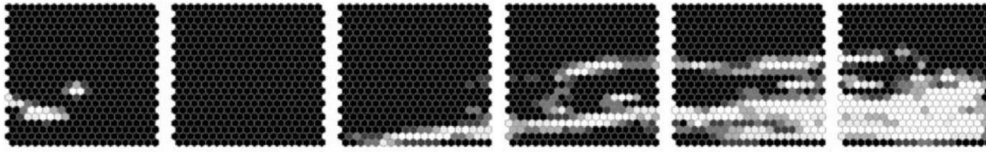


Rysunek 37: Przykładowe pomiary kątovej zależności rozpraszania światła. Przy małej koncentracji aerozoli (po lewej) zależność jest symetryczna, zgodnie z przewidywaniami modelu Rayleigha. Asymetria (po prawej) oznacza znaczący wkład od rozpraszania na aerozoluach [99].

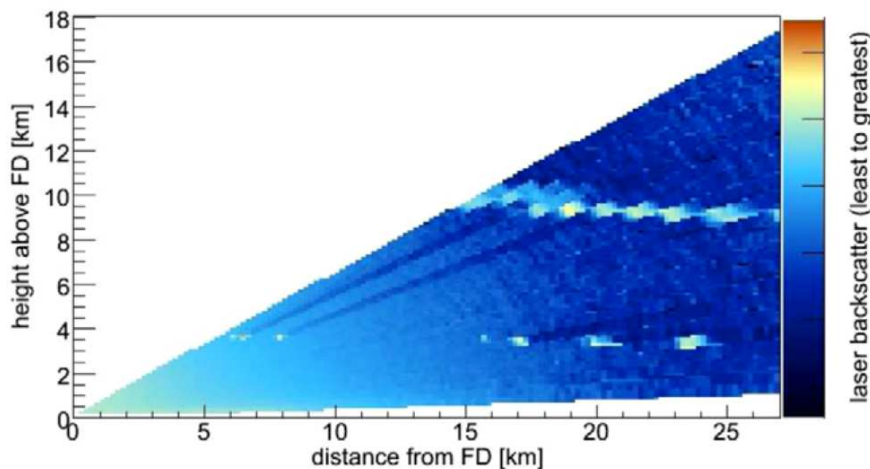
Obserwacje takie są prowadzone przy użyciu urządzenia FRAM [107]. Pomiary są wykonywane za pomocą teleskopu (średnica zwierciadła 30 cm) wyposażonego w fotometr oraz matrycę CCD, która poprzez porównanie obserwowanego fragmentu nieba z danymi katalogowymi pozwala precyzyjnie nakierować urządzenie. Na tej samej podstawie znajduje się również aparat wyposażony w teleobiektyw (300 mm $f/2.8$), o dużym polu widzenia $7^\circ \times 7^\circ$. Oba urządzenia są wyposażone w zestawy filtrów do obserwacji w świetle widzialnym i ultrafioletowym.

Godzinny cykl pracy urządzeń obejmuje pomiary jasności wybranego zestawu gwiazd. Przez porównanie wartości zmierzonej z katalogową możliwe jest określenie ekstynkcji atmosferycznej w momencie wykonywania obserwacji. Również obrazy uzyskiwane przy pomocy szerokokątnego aparatu (przy typowej ekspozycji 30 s) są poddawane analizom, w którym identyfikowane są poszczególne gwiazdy w polu widzenia, a ich jasności porównywane z wartościami katalogowymi.

Poza cyklicznym przeglądem nieba, FRAM bierze również udział w programie “Shoot-the-Shower”. Po zarejestrowaniu interesującego wielkiego pęku atmosferycznego, wzdłuż obserwowanej trasy jego przejścia przy pomocy szerokokątnego aparatu wykonywana jest seria zdjęć nieba, plus dodatkowe zdjęcie w kierunku, z którego przybyła cząstka inicjująca wielki pęk. Jeśli atmosfera jest horyzontalnie jednorodna, ekstynkcja atmosferyczna zmienia się monotonicznie z kątem zenitalnym kierunku obserwacji ($\propto 1/\cos\zeta$). Jeśli wzdłuż obserwowana-



Rysunek 38: Wynik obserwacji aparatów monitorujących zachmurzenie. Pomiary umożliwiają określenie w której części pola widzenia detektorów fluorescencyjnych znajdują się chmury [99].



Rysunek 39: Przykład obserwacji uzyskanej przy pomocy lidaru w trybie Shoot-the-Shower. Jasne obszary odpowiadają dużemu odbiciu światła lasera na chmurach [99].

nej trasy wielkiego pęku występują znaczące niejednorodności, będą one łatwe do zidentyfikowania po analizie fotometrycznej zdjęć gwiazd wykonanych przez FRAM. (Oprogramowanie sterujące urządzeniem w trybie Shoot-the-Shower powstało przy udziale autora.)

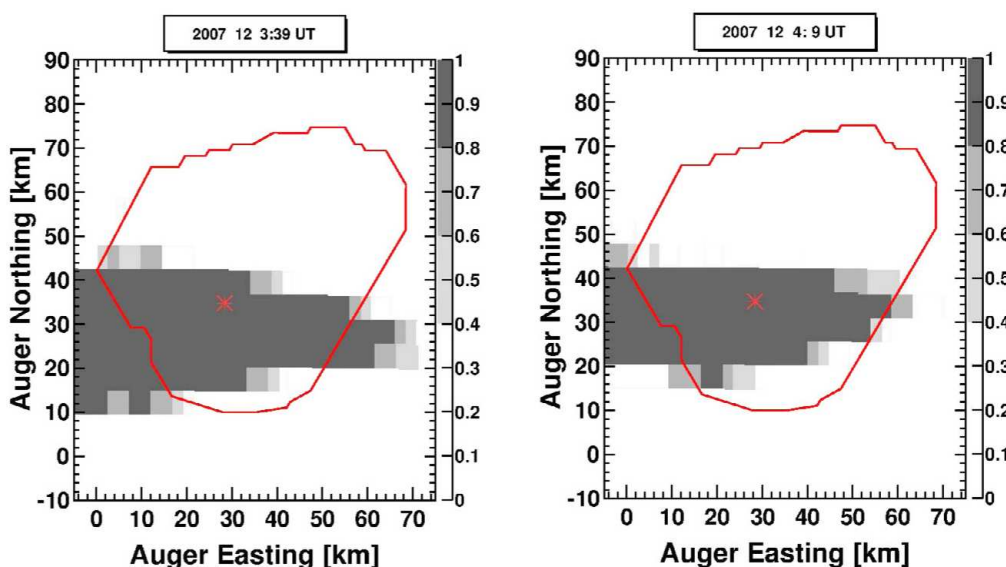
3.3 Wykrywanie chmur

Obecność chmur znacząco wpływa na obserwacje światła pochodzącego od wielkich pęków. Mogą one zablokować w różnym stopniu światło z pewnych części profilu podłużnego, ale również mogą się przyczynić do wzmocnienia rejestrowanego sygnału poprzez silniejsze rozpraszanie światła czerenkowskiego z wiązki towarzyszącej cząstkom naładowanym. Grubości i pułapy chmur mogą być bardzo różne, a precyzyjne określenie rozpraszania światła na nich jest praktycznie

niewykonalne. Dlatego z zasady obserwacje wykonane przy obecności chmur nie są wykorzystywane w analizie danych. Wymaga to ciągłego monitorowania zachmurzenia w poszczególnych częściach Obserwatorium.

Do pomiaru pokrywy chmur służą umieszczone na wszystkich budynkach detektorów fluorescencyjnych aparaty, czułe na podczerwień w zakresie 7-14 μm . Są one zamontowane na podstawach umożliwiających obserwacje całego nieba. Co 5 minut wykonywane są zdjęcia obszaru pola widzenia detektorów, a co 15 minut całego nieba. Różnica temperatury między chmurami a sąsiednimi częściami nieba pozwala na identyfikację obszarów zachmurzonych (rys. 38). Przy użyciu tych obserwacji nie jest możliwe określenie pułapu chmur, również przy całkowitym pokryciu nieba jednorodną warstwą chmur wyniki obróbki danych mogą być błędne, przydatne jest więc wykonywanie pomiarów innymi metodami.

Bardzo przydatne przy wykrywaniu i określaniu własności chmur są obserwacje prowadzone przez lidary. Optycznie grube chmury powodują znaczny wzrost ilości odbijanego światła, obszary te są łatwe do zidentyfikowania w wynikach pomiarów (rys. 39). Obserwacje rozpraszania światła laserowego emitowanego przez CLF i XLF pozwalają wykrywać chmury obecne ponad tymi stanowiskami. Również FRAM ma możliwość detekcji chmur osłabiających lub blokujących światło gwiazd.



Rysunek 40: Przykładowa mapa prawdopodobieństwa obecności chmur na obszarze Obserwatorium Pierre Auger uzyskana na podstawie danych satelitarnych. Czerwona linia przedstawia granice Obserwatorium, położenie stacji CLF zaznaczone czerwonym punktem [108].

Poza pomiarami wykonywanymi za pomocą tych narzędzi, dostępne są również obserwacje satelitarne. Za pomocą satelitów projektu GOES (Geostationary Operational Environmental Satellites) co 30 minut wykonywane są zdjęcia Ameryki Południowej w zakresie widzialnym oraz czterech pasmach podczerwieni z przedziału $3.9\text{-}13.3\ \mu\text{m}$. Na obszarze Obserwatorium Pierre Auger rozmiary pikseli wynoszą $2.4 \times 5.5\ \text{km}$. Z reguły chmury są zimniejsze niż powierzchnia Ziemi, więc temperatura jasnościowa może być dobrym wskaźnikiem obecności chmur. Wyniki obserwacji satelitarnych zostały porównane z pomiarami wykonywanymi przy użyciu CLF, co umożliwiło opracowanie map prawdopodobieństwa występowania chmur w okresach pracy detektorów [108] (rys. 40).

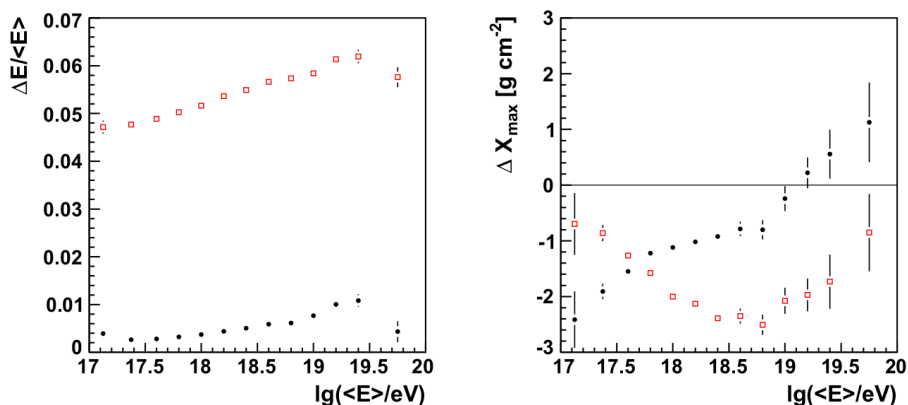
4 Źródła niepewności systematycznych w obserwacji promieni kosmicznych metodą fluorescencyjną

Przy obserwacji wielkich pęków atmosferycznych, a następnie w analizie uzyskanych danych, występuje wiele czynników mających wpływ na dokładność końcowych rezultatów. Wiedza o mechanizmach rozwoju wielkich pęków w znacznej mierze opiera się na modelowaniu ich w symulacjach komputerowych. Z uwagi na złożoność całego zjawiska nieuniknione są pewne uproszczenia, które mogą rzutować na wyniki analiz danych obserwacyjnych. Sam rozwój wielkich pęków zależy od warunków, w jakich zachodzi. W ten sposób stan atmosfery określa własności zjawiska, a niedokładność w określeniu tego stanu przekłada się na niepewność rezultatów analiz. Także sama obserwacja światła fluorescencyjnego zależy od warunków atmosferycznych, określających przejrzystość powietrza i warunki transmisji światła. Poniżej przedstawiono główne źródła niepewności systematycznej i oszacowania ich wielkości w wynikach Obserwatorium Pierre Auger [31, 99].

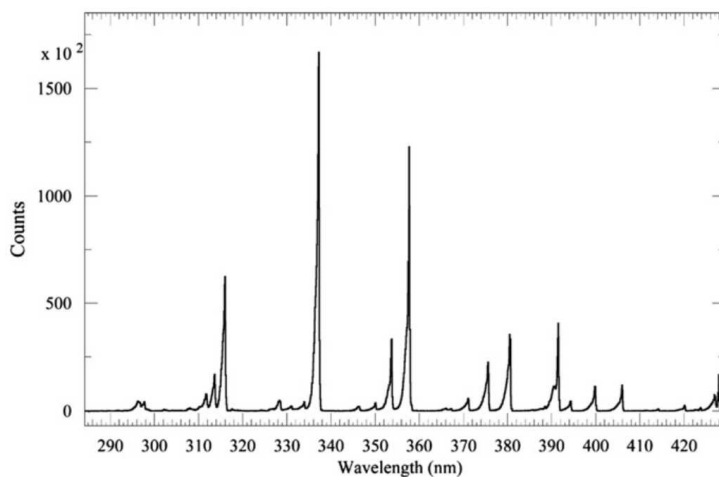
Wydajność fluorescencji. Do poprawnego przeliczenia natężenia światła fluorescencyjnego na liczbę cząstek wielkiego pęku, konieczne jest dokładne określenie tempa produkcji fotonów przez cząstki naładowane w powietrzu. Pomiar wydajności fluorescencji muszą być dokonywane w kontrolowanych warunkach laboratoryjnych. W ciągu ostatnich kilkunastu lat przeprowadzono szereg eksperymentów Poświęconych badaniu tego zjawiska [109–116]. Najdokładniejsze obecnie pomiary, pochodzące z eksperymentu Airfly, są używane w analizie danych Obserwatorium Pierre Auger. Dokładność pomiaru wydajności fluorescencji przekłada się na niepewność systematyczną zrekonstruowanej energii wielkiego pęku równą 3.4%.

Wartość wydajności fluorescencji zmierzona w laboratorium musi być prawidłowo zastosowana w analizie obserwacji wielkich pęków, z uwzględnieniem lokalnych warunków atmosferycznych. Pomiar mogą być wykonywane przy różnym ciśnieniu powietrza, ale niektóre efekty do niedawna nie były uwzględniane: tłumienie emisji fluorescencyjnej w obecności pary wodnej [117, 118] oraz zależność temperaturowa zderzeń molekuł powietrza i jej wpływ na tłumienie fluorescencji [119]. Wpływ tych efektów przedstawiono na rys. 41. Nieuwzględnienie tych zjawisk prowadzi do $\simeq 5\%$ niedoszacowania energii wielkich pęków.

Oprócz całkowitej wydajności fluorescencji w powietrzu, konieczna jest także znajomość widma produkowanych fotonów. Jest to niezbędne, gdyż zarówno propagacja w atmosferze, jak i odpowiedź detektorów zależą od długości fali światła. Widmo fluorescencji jest przedstawione na rys. 42. Składa się ono z szeregu linii odpowiadających przejściom między różnymi stanami wzbudzenia cząsteczki

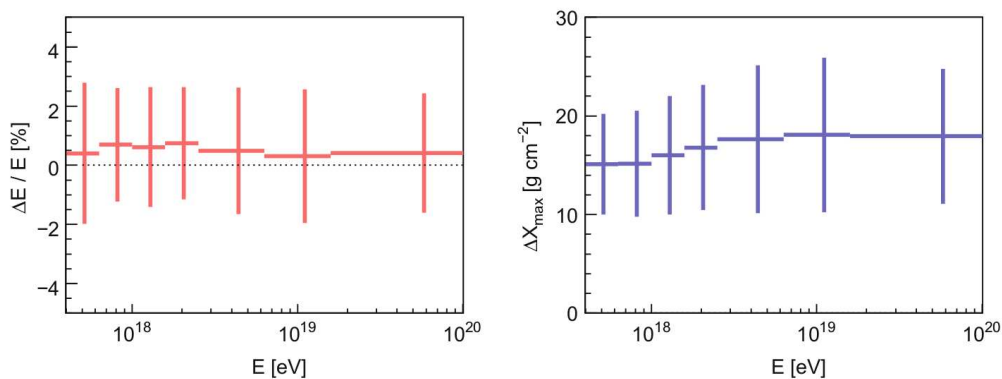


Rysunek 41: Wpływ tłumienia fluorescencji na rekonstrukcję wielkich pęków. Różnice w zrekonstruowanych wartościach energii (po lewej) i położenia maksimum wielkiego pęku (po prawej) w zależności od energii. Jako poziom odniesienia służą wyniki uzyskane przy użyciu modelu atmosfery GDAS, przy uwzględnieniu wszystkich efektów atmosferycznych wpływających na wydajność fluorescencji. Punkty przedstawiają wyniki uzyskane przy użyciu modeli miesięcznych atmosfery: czarne - przy wszystkich efektach atmosferycznych, czerwone - bez uwzględnienia tłumienia fluorescencji [102].

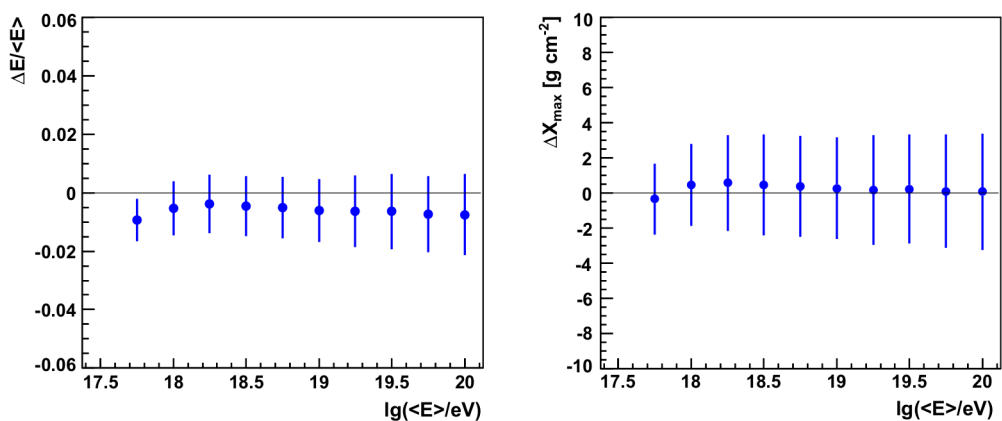


Rysunek 42: Widmo fluorescencji w powietrzu [120].

azotu. Wpływ dokładności pomiaru widma i określenia tłumienia fluorescencji szacunkowo zwiększa o 1.1% niepewność systematyczną energii wielkich pęków.



Rysunek 43: Porównanie zrekonstruowanych energii (po lewej) i głębokości maksimum (po prawej) przy użyciu modelu US Standard (poziom odniesienia na wykresach) i modeli miesięcznych opartych na pomiarach lokalnych [99].



Rysunek 44: Porównanie zrekonstruowanych energii (po lewej) i głębokości maksimum (po prawej) przy użyciu pomiarów radiosond (poziom odniesienia na wykresach) i modeli GDAS [102].

Model rozkładu molekularnej części atmosfery. Rozwój wielkich pęków odbywa się w miarę przebywania kolejnych warstw materii na ich drodze przez atmosferę. Do prawidłowego określenia podłużnego profilu rozwoju na podstawie obserwacji z detektorów fluorescencyjnych konieczna jest znajomość pionowego rozkładu gęstości materii w atmosferze.

Jak potrzebna jest wiedza o lokalnych warunkach ilustruje rys. 43. Przedstawiono na nim porównanie wyników uzyskanych w rekonstrukcjach danych obserwacyjnych opartych na modelu US Standard Atmosphere [98], powszechnie

do niedawna używanym, oraz na modelach miesięcznych opracowanych na podstawie lokalnych pomiarów radiosondami. Obliczone położenie maksimum X_{max} okazują się większe o $\simeq 15 \text{ g/cm}^2$ dla modeli lokalnych.

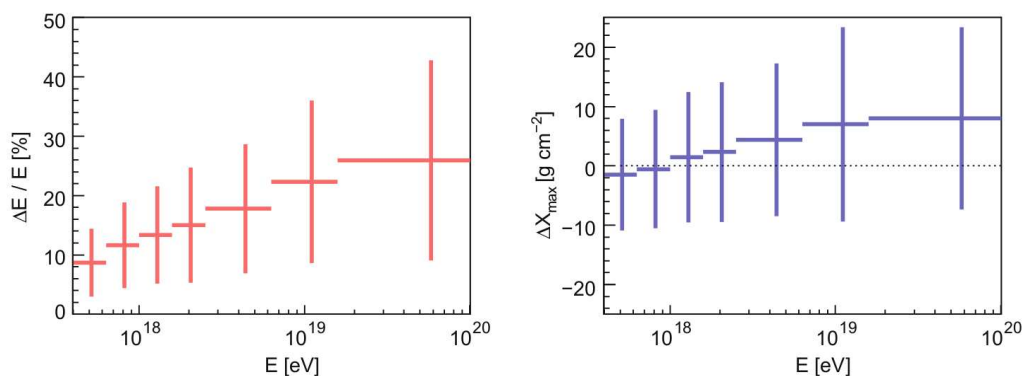
Zmienność warunków atmosferycznych ogranicza przydatność modeli długoterminowych – modele roczne ani miesięczne nie są w stanie opisać znaczących zmian następujących w skali dni. Model GDAS, z trzygodzinnymi aktualizacjami, znacznie dokładniej oddaje te zmiany. Jego wpływ na rekonstrukcje wielkich pęków został przetestowany w wybranych okresach, dla których wykonane zostały lokalne pomiary stanu atmosfery przy pomocy radiosond (rys. 44). Niepewność systematyczna określenia energii wynosi 1%, przy również niewielkim ($\simeq 2\text{-}3 \text{ g/cm}^2$) błędzie X_{max} .

Aerozole. Do poprawnego określenia liczby wyemitowanych fotonów na podstawie natężenia światła obserwowanego w odległym detektorze, niezbędna jest dokładna znajomość warunków atmosferycznych wpływających na propagację światła. Dlatego konieczne jest monitorowanie nie tylko stanu atmosfery molekularnej, ale również koncentracji i rozkładu aerozoli.

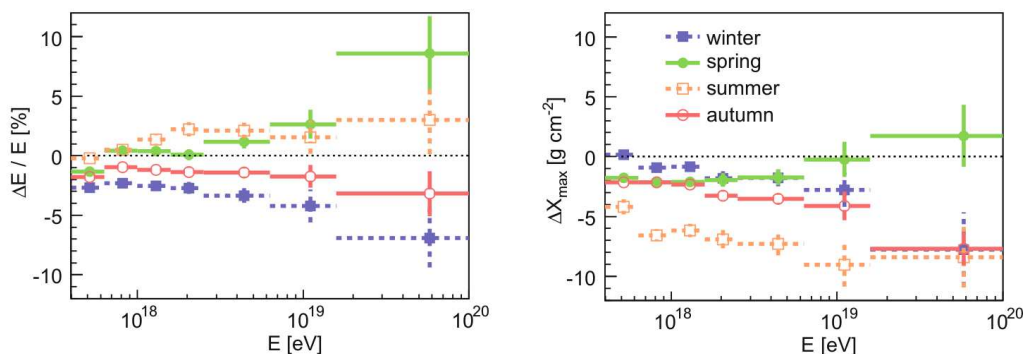
Z reguły rozpraszanie światła na molekułach dominuje nad rozpraszaniem na aerozolach, ale to ostatnie ma również wielki wpływ na wyniki obserwacji. Dla oceny tego wpływu wykonane zostały rekonstrukcje parametrów wielkich pęków z użyciem aktualnych pomiarów aerozoli, jak również zakładając ich brak, z czysto molekularną atmosferą (rys. 45). Zaniedbywanie obecności aerozoli prowadzi do 8% niedoszacowania energii przy niskich energiach, rosnącego do 25% przy najwyższych energiach. Pokazuje to dobitnie, że choć czasami zaniedbywalny, wpływ aerozoli na całkowite wyniki jest bardzo duży.

Jak istotne jest śledzenie zmienności koncentracji aerozoli w czasie pokazuje rys. 46. Jako poziom odniesienia służą tu wartości obliczone na podstawie aktualnych pomiarów aerozoli. Porównane zostały z obliczeniami wykonanymi przy użyciu średniego profilu aerozoli, a wyniki zostały pogrupowane według pór roku. Na obszarze Obserwatorium Pierre Auger przejrzystość powietrza jest lepsza jesienią i zimą niż wiosną i latem, co wpływa na duże rozrzuty wyników z różnych pór roku przy rekonstrukcji danych przy użyciu średniego profilu. Zaniedbanie zmienności koncentracji aerozoli prowadzi do znacznych niepewności wyników.

Pomiary aerozoli są wykonywane w całym czasie pracy detektorów, a ich profile (zależność grubości optycznej od wysokości nad gruntem) obliczane dla każdej godziny. Pomiary te są obarczone własnymi niepewnościami. Żeby oszacować ich wpływ na końcowe wyniki analiz, wykonane zostały rekonstrukcje danych przy użyciu profili aerozoli przesuniętych o $\pm 1\sigma$. Przeszacowanie koncentracji aerozoli prowadzi do zbyt dużej poprawki strat światła w wyniku roz-



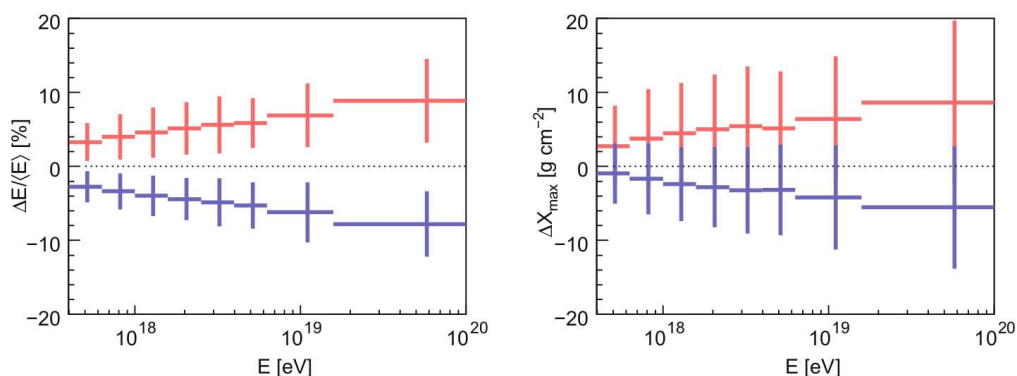
Rysunek 45: Zmiany w rekonstrukcji własności wielkich pęków spowodowane przez obecność aerozoli, w odniesieniu do czystej atmosfery molekularnej [99].



Rysunek 46: Zmiany w rekonstrukcji własności wielkich pęków spowodowane użyciem średnich sezonowych modeli aerozoli, w odniesieniu do rekonstrukcji opartych na aktualnych pomiarach [99].

praszania, co oznacza, że obliczony strumień światła, a z nim całkowita energia wielkiego pęku, będą większe niż w rzeczywistości. Niedoszacowanie grubości optycznej aerozoli będzie mieć odwrotny efekt. Niepewność określenia energii wielkich pęków rośnie z energią: od $\approx 3\%$ przy energiach poniżej 10^{18} eV, do $\approx 7\%$ powyżej 10^{19} eV (rys. 47). Zależność niepewności od energii wynika głównie z rozkładu położzeń obserwowanych wielkich pęków. Zjawiska o niższych energiach mogą być obserwowane tylko w niewielkich odległościach od detektorów, w dobrych warunkach, co zmniejsza wpływ niepewności określenia stanu atmosfery na wyniki. Wielkie pęki o najwyższych energiach mogą być rejestrowane w dużym zakresie odległości i warunków atmosferycznych.

Inne własności aerozoli: zależność rozpraszania od kąta oraz długości fali



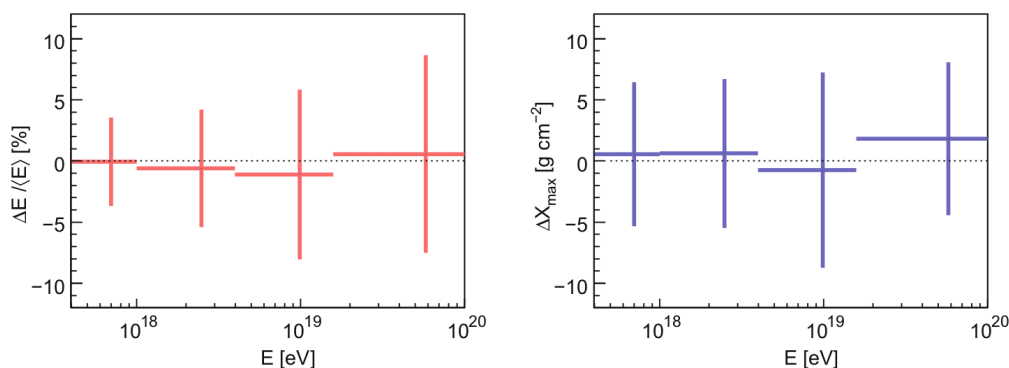
Rysunek 47: Zmiany w rekonstrukcji własności wielkich pęków spowodowane przeskalowaniem zmierzonego profilu aerozoli o $\pm 1\sigma$ [99].

światła, także są monitorowane. Okazuje się, że wartości średnie opisują te własności wystarczająco dokładnie: analizy podobne do powyższej, porównujące rekonstrukcje danych przy wartościach średnich oraz przesuniętych o $\pm 1\sigma$ pokazały, że niepewności wyników spowodowane niedokładnością określenia kątowej zależności rozpraszania oraz zależności od długości fali wynoszą odpowiednio 1% i 0.5%.

Na dużym obszarze Obserwatorium mogą występować niejednorodności w rozkładzie aerozoli. Pomiary profili wykonywane przy pomocy laserów CLF i XLF są czułe na warunki tylko w małych fragmentach pól widzenia detektorów fluorescencyjnych. Częściowy test znaczenia niejednorodności został wykonany poprzez analizę danych obserwacyjnych przy użyciu różnych profili aerozoli. Dane z dwóch stanowisk (Los Leones i Los Morados) zostały zrekonstruowane w oparciu o własne, a następnie o zamienione pomiary aerozoli (rys. 48). Zamiany te prowadzą średnio do bardzo małych ($\approx 0.5\%$) różnic zrekonstruowanych energii.

Wielokrotne rozpraszanie światła. Rozpraszanie światła w atmosferze prowadzi nie tylko do osłabienia strumienia fotonów zmierzającego w kierunku detektora, ale również może spowodować zarejestrowanie części światła emitowanego we wszystkich innych kierunkach. Wielkość tego efektu i jego znaczenie w obserwacjach wielkich pęków atmosferycznych jest przedmiotem analiz opisanych w kolejnej części pracy.

Kalibracja detektorów. Warunkiem poprawności analiz zebranych danych jest precyzyjne określenie zależności między natężeniem światła padającego na tele-



Rysunek 48: Zmiany w rekonstrukcji własności wielkich pęków spowodowane użyciem profilu aerozoli zmierzonego w innej części Obserwatorium [99].

skop a sygnałem zarejestrowanym w detektorze. Do określenia własności detektorów regularnie przeprowadzane są pomiary kalibracyjne, opisywane wcześniej (część 2.4). Niepewność pomiarów kalibracji absolutnej, wykonywanych przy pomocy “bębna”, wynosi 9% – jest to największy przyczynek do niepewności systematycznej energii wielkich pęków. Pomiary względnej kalibracji, monitorujące zachowanie detektora pomiędzy pomiarami absolutnymi, obciążone są niepewnością 2%.

Odpowiedź detektora musi zostać określona w całym przedziale widma, w którym prowadzone są obserwacje. W czasie pomiarów kalibracyjnych mierzona jest efektywność optyczna przy różnych długościach fali. Niepewności tych pomiarów przekładają się na 3.5-procentową niedokładność określenia energii wielkich pęków.

Rekonstrukcja danych. Sygnał zmierzony w kamerze teleskopu wymaga poprawek, uwzględniających skończoną rozciągłość obrazu wielkiego pęku. Sam wielki pęk nie jest obiektem punktowym, ale ma charakterystyczny rozkład poprzeczny. Nakładają się na to własności układu optycznego teleskopów, powodujące dodatkowe poszerzenie obrazu. Szacunkowo efekt ten wnosi 5% do niepewności określenia energii.

Poza tym przy obliczaniu całkowitej energii wielkiego pęku konieczna jest poprawka na tzw. niewidoczną energię, unoszoną głównie przez miony, której nie można zmierzyć w detektorach fluorescencyjnych. Analiza pomiarów wykonywanych przy użyciu detektorów naziemnych pozwoliła ocenić wielkość tego wkładu na 15% przy 10^{18} eV, malejącą do 11% przy najwyższych energiach. Odpowiada temu niepewność określenia energii w przedziale 3% - 1.5%.

Energia określona przy pomocy obserwacji detektorami fluorescencyjnymi służy do kalibracji pomiarów sieci detektorów naziemnych. Wykonane zostały testy zgodności wyników uzyskiwanych z danych zbieranych w różnych okresach i w różnych warunkach. Pozwoliło to określić niepewność związaną ze stabilnością pomiarów na 5%.

Całkowita niepewność statystyczna skali energii (pierwiastek sumy kwadratów poszczególnych przyczynków) wynosi 14%.

5 Wielokrotne rozpraszanie światła

Znaczna część prac związanych z obserwacją wielkich pęków metodą fluorescencyjną poświęcona jest monitorowaniu przejrzystości powietrza. Przy obserwacjach sygnałów świetlnych z odległości nawet kilkudziesięciu kilometrów, prawidłowe określenie efektów propagacji w atmosferze na ilość światła docierającego do detektorów jest kluczowo ważne.

Fotony pochodzące z wielkich pęków, wyemitowane w kierunku do detektora, ulegają w atmosferze rozproszeniom. W ten sposób, w zależności od długości pokonywanej drogi i przejrzystości powietrza, sygnał ulega osłabieniu. Z drugiej strony, światło wyemitowane początkowo we wszystkich innych kierunkach może w wyniku rozproszeń zostać skierowane do detektora. Takie rozpraszanie spowoduje, że zmierzony sygnał ulegnie wzmocnieniu. Wielkość tego dodatkowego wkładu w złożony sposób zależy od rozmiaru wielkiego pęku w różnych etapach rozwoju i warunków atmosferycznych na obserwowanym obszarze.

Zasadnicza część światła rejestrowanego podczas obserwacji wielkich pęków pochodzi z fluorescencji cząsteczek azotu, wzbudzonych przy przelocie cząstek naładowanych. Ta część sygnału jest proporcjonalna do lokalnego depozytu energii, co pozwala w łatwy sposób przeliczyć zmierzone natężenie światła na rozmiar wielkiego pęku wzdłuż obserwowanej części jego trasy. Inna istotna część zmierzonego sygnału pochodzi od emisji czerenkowskiej. Dzięki kolejnym przyczynom rozbudowuje się wiązka fotonów czerenkowskich, towarzysząca wielkiemu pękowi w jego drodze w głąb atmosfery. Kolimacja wiązki oznacza, że bezpośrednie światło czerenkowskie może stanowić znaczną, a nawet dominującą, część rejestrowanego sygnału tylko w sytuacji gdy oś wielkiego pęku przechodzi blisko detektora, a obserwacja jest prowadzona pod małym kątem; w pozostałych przypadkach wkład jest niewielki. Przy wszystkich geometriach znaczny wkład do mierzonego sygnału będą stanowić rozproszone fotony czerenkowskie. Skupienie emisji czerenkowskiej oznacza, że to światło rozproszone będzie przychodzić do detektora z kierunków bliskich chwilowemu położeniu wielkiego pęku na niebie, równocześnie ze światłem fluorescencyjnym. Wielkość sygnału od światła czerenkowskiego (bezpośredniego i jednokrotnie rozproszonego) zależy od rozmiaru wielkiego pęku nie tylko lokalnie, ale także we wcześniejszych chwilach. Przy pomocy odpowiedniej analizy ten sygnał również może być użyty przy określaniu profilu podłużnego rozwoju wielkiego pęku [78].

Bardziej złożony obraz powstaje po uwzględnieniu rozpraszania całego światła produkowanego przez wielkie pęki, a nie tylko tej części która skierowana jest bezpośrednio do detektora. Światło to będzie rozchodzić się we wszystkich kierunkach od wielkiego pęku. W przypadku fluorescencji oczekiwany jest rozkład izotropowy; fotony czerenkowskie, o początkowo skupionej emisji, po pierwszym rozproszeniu uzyskają szerszy rozkład, określony przez własności rozproszeń na

molekułach i aerozoluach. Tylko niewielka część tego światła jest skierowana do detektora, reszta rozchodzi się w różnych kierunkach. Z prawdopodobieństwem określonym gęstością warstw atmosfery przez które przechodzą, fotony te mogą ulec rozproszeniu. W wyniku tych rozproszeń w różnych kierunkach, część światła zostanie skierowana do detektora. Światło może uzyskać taki kierunek po jednym rozproszeniu, ale może to nastąpić również w wyniku serii kilku kolejnych rozproszeń. W ten sposób zostanie zarejestrowany większy sygnał, niż można by oczekiwać rozważając tylko światło pochodzące bezpośrednio od wielkiego pęku. Przed skierowaniem do detektora fotony przebywają pewną drogę, co oznacza że kierunki na niebie, z których zostaną zaobserwowane, mogą być odległe od położenia wielkiego pęku. W detektorze zostaną zarejestrowane z kierunku odpowiadającego położeniu punktu ostatniego rozproszenia. Ponieważ droga pokonywana przez to światło odbiega od linii prostej, jej pokonanie zajmie więcej czasu, niż przejście bezpośrednio z punktu emisji do detektora. Wystąpi zatem opóźnienie czasowe – światło tak rozpraszane będzie rejestrowane w detektorze równocześnie ze światłem bezpośrednim pochodzącym z późniejszych chwil rozwoju wielkiego pęku.

Używany w tej pracy termin “wielokrotne rozpraszanie” obejmuje wszystkie mechanizmy prowadzące do zarejestrowania w detektorze dodatkowego światła, które nie były uprzednio uwzględniane w analizie obserwacji wielkich pęków. Oznacza to, że skrótowe pojęcie światła wielokrotnie rozproszonego obejmuje promieniowanie czerenkowskie rozproszone dwa i więcej razy, jak również rozproszone, także jednokrotnie, fotony fluorescencyjne.

Wielkość sygnału pochodzącego od wielokrotnych rozproszeń światła będzie zależała od historii rozwoju wielkiego pęku, jak również od stanu atmosfery na znacznym obszarze wokół jego położenia. Złożoność procesów odpowiedzialnych za powstanie tego dodatkowego sygnału uniemożliwia wiarygodne użycie go w rekonstrukcji wielkich pęków. Musi być on traktowany jako dodatkowe tło obecne podczas obserwacji, które należy odjąć od zarejestrowanego sygnału przy analizie danych. Zignorowanie tego wkładu prowadziłoby do przeszacowania ilości światła dochodzącego od wielkiego pęku, co przekładałoby się na zawyżenie obliczonych energii obserwowanych wielkich pęków.

Wiarygodne określenie efektów wielokrotnego rozpraszania światła wymaga złożonych analiz, które zostały przeprowadzone dopiero w okresie ostatnich kilkunastu lat. Tak jak przy badaniu innych aspektów rozwoju i obserwacji wielkich pęków, przydatnym narzędziem do wykonywania tych prac są symulacje Monte Carlo. Początkowe analizy zawierały pewne uproszczenia, pozwoliły jednak ocenić znaczenie efektu wielokrotnego rozpraszania światła [121–123]. W kolejnych etapach przeprowadzone zostały pogłębione badania tego zjawiska, przy jak najbardziej dokładnym uwzględnieniu warunków, które mogą panować podczas obserwacji wielkich pęków [124–129]. Na potrzeby symulacji komputerowych obser-

wacji wielkich pęków wykonana została również analiza wielokrotnego rozpraszania światła pochodzącego ze źródła punktowego [130, 131]. Prowadzone były również prace nad analitycznym opisem zjawiska, które przy pomocy obliczeń numerycznych z coraz lepszym przybliżeniem opisywały rzeczywiste warunki obserwacji [132–136]. Dzięki tym pracom od kilku lat jest dostępny i wykorzystywany w analizie danych obserwacyjnych opis wkładu światła wielokrotnie rozproszonego.

5.1 Procesy rozpraszania światła w atmosferze

Strumień światła na swojej drodze w atmosferze ulega osłabieniu. Czynnikiem transmisji T opisuje jaka część początkowej liczby fotonów dotrze do końca drogi, nie ulegając rozproszeniu lub absorpcji. Jeśli pokonywany odcinek ma grubość optyczną τ , to zgodnie z prawem Lamberta-Beera:

$$T = e^{-\tau}. \quad (3)$$

W przypadku izotropowego źródła światła (z czym mamy do czynienia przy emisji fluorescencyjnej) o natężeniu I_0 , w detektorze zostanie zmierzone światło o natężeniu:

$$I = I_0 \cdot T \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi}, \quad (4)$$

gdzie $\Delta\Omega$ jest kątem bryłowym jaki wyznacza apertura teleskopu z punktu widzenia źródła emisji. Zależności te opisują jedynie osłabienie światła; dodatkowa poprawka jest potrzebna dla uwzględnienia światła które może zostać dodane do obserwowanego sygnału w wyniku rozprożeń.

Grubość optyczna dowolnego odcinka w atmosferze może być traktowana jako suma przyczynków związanych z częścią molekularną i aerozolową:

$$\tau = \tau_m + \tau_a. \quad (5)$$

Ich wartości zależą od długości fali światła i położenia w atmosferze. Najczęściej można z dużą dokładnością przyjąć, że rozważany obszar atmosfery jest jednorodny w płaszczyźnie poziomej. Wtedy do opisu propagacji światła wystarczy znać pionową zależność τ . Dla dowolnej drogi odchylonej od pionu o kąt ζ , na odcinku pomiędzy wysokościami h_1 i h_2 grubość optyczna wyniesie:

$$\tau(h_1, h_2, \lambda, \zeta) = \tau(h_1, h_2, \lambda) / \cos\zeta, \quad (6)$$

gdzie $\tau(h_1, h_2, \lambda)$ jest wartością określoną dla kierunku pionowego. Do wszystkich obliczeń propagacji światła wystarczające jest określenie zależności $\tau(h, \lambda)$ przy pomocy pomiarów grubości optycznej między poziomem gruntu a różnymi wysokościami h .

Przy analizie obserwacji emisji fluorescencyjnej wielkich pęków najważniejszym czynnikiem, określającym transmisję światła, jest rozpraszanie fotonów. W zakresie bliskiego ultrafioletu absorpcja światła jest zanedbywalnie mała [137, 138].

Rozpraszanie na molekułach. Prawdopodobieństwo rozproszenia fotonu na jednostkowej drodze jest określone przez współczynnik rozpraszania $\alpha(h, \lambda)$. Oddziaływanie światła z gazem molekularnym opisane jest przekrojem czynnym na rozpraszanie Rayleigha. W warunkach standardowych (STP: 1000 hPa, 0°C) współczynnik rozpraszania na molekułach wynosi [139, 140]:

$$\alpha_{m,STP}(\lambda) = N_{STP}\sigma_R(\lambda) = \frac{24\pi^3}{N_{STP}\lambda^4} \left(\frac{n_{STP}^2(\lambda) - 1}{n_{STP}^2(\lambda) + 2} \right)^2 \frac{6 + 3\rho(\lambda)}{6 - 7\rho(\lambda)}. \quad (7)$$

N_{STP} jest liczbą cząsteczek w jednostkowej objętości w warunkach standardowych, $n_{STP}(\lambda)$ jest współczynnikiem załamania światła. Ostatni czynnik stanowi niewielką poprawkę ($\rho(\lambda) \simeq 0.03$), uwzględniającą wpływ asymetrii molekuł azotu i tlenu na polaryzację światła. Do określenia współczynnika rozpraszania w atmosferze potrzebne jest poznanie profili temperatury $T(h)$ i ciśnienia $p(h)$:

$$\alpha_m(h, \lambda) = \alpha_{m,STP}(\lambda) \frac{p(h)}{p_{STP}} \frac{T_{STP}}{T(h)}. \quad (8)$$

Grubość optyczna w kierunku pionowym może być obliczona na podstawie współczynnika rozpraszania:

$$\tau(h_1, h_2, \lambda) = \int_{h_1}^{h_2} \alpha_m(h', \lambda) dh' \quad (9)$$

Przy analizie rozwoju wielkich pęków przydatnym parametrem jest głębokość atmosferyczna X , obliczana zazwyczaj w g/cm^2 , jaką cząstki przebywają na swojej drodze. Również osłabienie światła w wyniku rozpraszania Rayleigha zależy od ilości materii przez jaką musi przejść światło. Można zatem w uproszczony sposób określić grubość optyczną:

$$\tau(\lambda) = \frac{X}{2974 \text{ g}/\text{cm}^2} \left(\frac{400 \text{ nm}}{\lambda} \right)^4. \quad (10)$$

Podczas rozpraszania następuje zmiana kierunków rozchodzenia się światła. Dla prawidłowego obliczenia ilości światła trafiającego do detektora w wyniku rozproszeń niezbędne jest więc określenie rozkładu prawdopodobieństw rozpraszania w zależności od kąta odchylenia $P(\theta) = d\sigma/d\Omega \cdot 1/\sigma$. Dla molekuł zależność tę można określić analitycznie. Charakterystyczną własnością rozpraszania Rayleigha jest symetria tego rozkładu dla kierunków wprzód i wstecz:

$\propto (1 + \cos^2\theta)$. W przypadku powietrza, z powodu anizotropii cząsteczek N_2 i O_2 , rozkład ten ulega niewielkiej korekcie:

$$P_m(\theta) = \frac{3}{16\pi(1 + 2\delta)}(1 + 3\delta + (1 - \delta)\cos^2\theta); \delta \simeq 0.01. \quad (11)$$

Rozpraszanie na aerozoluach. W przypadku aerozoli sytuacja jest bardziej złożona – niemożliwy jest ścisły opis analityczny ich własności. Możliwe są rozważania przy pewnych założeniach, np. kulistość cząstek w opisie rozpraszania Miego [141]. Własności aerozoli mogą jednak odbiegać od tych założeń, ich skład może być różnorodny i ulegać szybkim zmianom, zależnie od lokalizacji geograficznej, wiatrów i warunków pogodowych.

Określenie ekstynkcji wywołanej obecnością aerozoli wymaga ciągłych pomiarów grubości optycznej aerozoli w zależności od wysokości $\tau_a(h, \lambda)$. Może ona również ulegać szybkim zmianom, nawet w skali jednej nocy. Kształt rozkładu także może ulegać zmianom, choć ma on pewne charakterystyczne właściwości. Z reguły aerozole są obecne w znaczących ilościach tylko do wysokości kilku kilometrów. W warstwie przyziemnej może dochodzić do wymieszania, które prowadzi do prawie jednorodnej koncentracji aerozoli do pewnej wysokości, powyżej której szybko maleje.

Zależność rozpraszania na aerozoluach od długości fali zależy od samej długości fali padającego światła, jak też od rozmiarów aerozoli. Przyjętym opisem zależności jest funkcja potęgowa:

$$\tau_a(h, \lambda) = \tau_a(h, \lambda_0) \cdot \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^\gamma, \quad (12)$$

gdzie γ jest nazywane wykładnikiem Ångströma [142]. Wartość tego wykładnika zależy od rozmiarów aerozoli – przy malejących rozmiarach wykładnik ten rośnie, dążąc do wartości $\gamma \simeq 4$ dla molekuł. Dla aerozoli o stosunkowo małych rozmiarach ($<1 \mu\text{m}$), emitowanych w spalaniu roślinności oraz charakterystycznych dla rejonów miejskich, wykładnik ten przyjmuje stosunkowo duże wartości $\gamma = 1.41 \pm 0.35$ [143]. Na terenach pustynnych, gdzie dominują większe cząstki aerozoli, zależność od długości fali jest praktycznie zaniedbywalna.

Zależność kątowna rozpraszania na aerozoluach nie ma ogólnego opisu analitycznego. Dodatkowo, w zależności od składu aerozoli, rozkład kątowny prawdopodobieństwa rozpraszania może ulegać zmianom. Największą różnicą w porównaniu do rozkładu kątownego dla rozpraszania Rayleigha jest zwiększone prawdopodobieństwo rozpraszania pod małymi kątami. Rozkład prawdopodobieństwa jest dobrze przybliżony przez zmodyfikowaną funkcję Henyey'a-Greensteina

[106]:

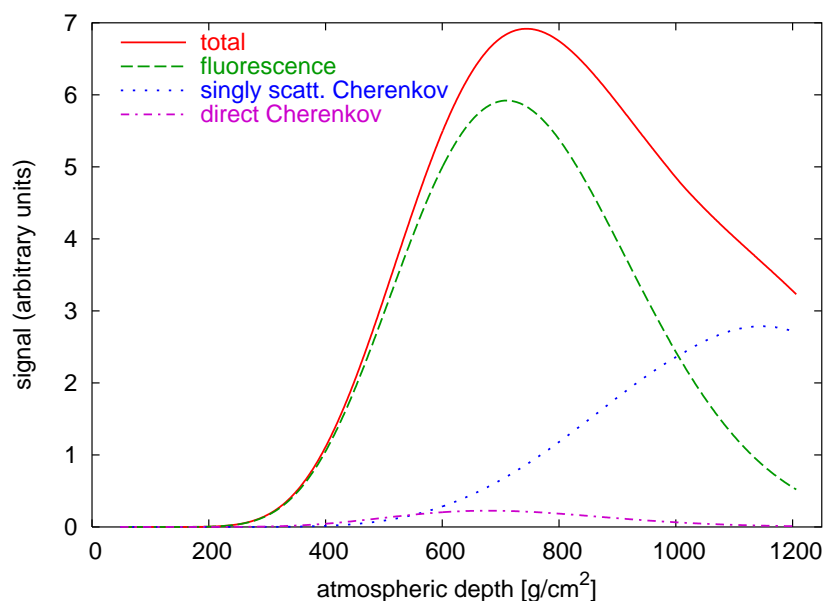
$$P_a(\theta; g, f) = \frac{1 - g^2}{4\pi} \left[\frac{1}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}} + f \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2(1 + g^2)^{3/2}} \right]. \quad (13)$$

Pierwszy człon odpowiada zwiększonemu rozpraszaniu w kierunkach do przodu, drugi – niewielkiemu wzrostowi rozkładu w kierunku wstecznym. Parametr $g = \langle \cos \theta \rangle$ opisuje asymetrię rozpraszania, parametr f – względną wielkość maksimum rozpraszania do przodu i wstecz.

6 Wielokrotne rozpraszanie światła w obserwacjach wielkich pęków atmosferycznych

6.1 Sposób wykonania symulacji

Symulacje Monte Carlo zjawiska wielokrotnego rozpraszania światła zostały wykonane przy pomocy programu *Hybrid_fadc* [144]. Został on opracowany na potrzeby eksperymentów Fly's Eye i HiRes. Program ten umożliwia symulację rozwoju oraz detekcji wielkich pęków atmosferycznych. Pierwotna wersja obejmowała procedury pozwalające obliczyć wielkość sygnału zmierzonego w detektorze pochodzącego od bezpośredniej emisji fluorescencyjnej, oraz od promieniowania czerenkowskiego: przychodzącego bezpośrednio i po jednokrotnym rozproszeniu (rys. 49). Program ten został rozszerzony i zmodyfikowany przez autora tak, aby wykonywać symulacje wielokrotnego rozpraszania światła, zarówno fluorescencyjnego jak i czerenkowskiego, oraz określać własności dodatkowego sygnału rejestrowanego w detektorach w wyniku tego zjawiska.



Rysunek 49: Wynik symulacji światła rejestrowanego w detektorze, w funkcji głębokości atmosferycznej wielkiego pęku. Płaszczyzna zawierająca wielki pęk i detektor (SDP) pionowa, oś w płaszczyźnie nachylona pod kątem $\chi_0 = 45^\circ$. Linie przerywane przedstawiają wielkość wkładu od fluorescencji i promieniowania czerenkowskiego do całkowitego sygnału (linia ciągła) [124].

Program *Hybrid_fadc* umożliwia wykonanie symulacji wielkiego pęku, pojedynczych lub serii o określonych długościach. Energie i położenia wielkich pęków mogą być ściśle zadane lub losowo wybierane z określonych przedziałów. Oryginalna wersja programu przeprowadza jednowymiarowe symulacje wielkich pęków (bez uwzględniania ich poprzecznej rozciągłości) w trójwymiarowej przestrzeni.

Symulacja rozpoczyna się określeniem geometrii zjawiska: kątów określających orientację osi wielkiego pęku względem płaszczyzny powierzchni Ziemi, oraz położenie tej osi względem detektora. Na podstawie tej geometrii obliczana jest trasa wielkiego pęku, oraz jej położenie na niebie obserwowanym z punktu widzenia detektora. Oś wielkiego pęku zostaje podzielona na części – każda z nich w polu widzenia teleskopu fluorescencyjnego ma długość 0.04° . Te części określają kolejne kroki, w których program wykonuje szczegółowe obliczenia obserwowanego sygnału. Opierając się na geometrii oraz głębokości atmosferycznej pierwszego oddziaływania, ustalonej lub losowanej na początku symulacji, w każdym kroku na podstawie parametryzacji Gaissera-Hillasa (1) obliczana jest liczba cząstek w wielkim pęku. Ten rozmiar wielkiego pęku umożliwia określenie liczby fotonów fluorescencyjnych i czerenkowskich wyprodukowanych na odcinku danego kroku.

Światło fluorescencyjne ma rozkład izotropowy – wiedząc to możliwe jest zatem obliczyć wielkość sygnału, pochodzącego od tej składowej, rejestrowanego w detektorze. Także wielkość bezpośredniej emisji czerenkowskiej w kierunku detektora może być obliczona na podstawie zadanego rozkładu kąтового. Przy symulacji wiązki fotonów czerenkowskich, w ramach jednowymiarowego przybliżenia, zakłada się że nie rozchodzą się one w różnych kierunkach, ale towarzyszą wielkiemu pękowi. W ten sposób wiązka ta narasta – w każdym kolejnym kroku programu dodawane są do niej kolejne fotony. Z drugiej strony następuje także osłabienie wiązki. Na podstawie długości drogi w danym kroku i położenia w atmosferze obliczane jest prawdopodobieństwo rozproszenia światła, a następnie wiązka fotonów jest proporcjonalnie pomniejszana. Tak symulowana wiązka jest podstawą do obliczenia kolejnej składowej rejestrowanego sygnału – jednokrotnie rozproszonego światła czerenkowskiego. W każdym kroku znany jest kąt między osią wielkiego pęku a kierunkiem do detektora, co na podstawie rozkładów kątowych prawdopodobieństwa pozwala obliczyć ilość światła trafiającego do detektora w wyniku rozpraszania światła czerenkowskiego.

Obliczenia są prowadzone równocześnie dla 16 przedziałów długości fali, pokrywających zakres od 276 do 420 nm. W symulacjach uwzględniany jest kształt widma emisji fluorescencyjnej (rys. 42), zachodzącej w tym właśnie przedziale długości fal. Symulacje uwzględniają również własności detektora, takie jak charakterystyka filtra światła, wydajność fotopowielaczy przy poszczególnych długościach fali czy straty światła w układzie optycznym.

Aby umożliwić symulowanie wielokrotnego rozpraszania światła, program został znacząco zmodyfikowany i rozbudowany.

Z uwagi na olbrzymią liczbę cząstek i fotonów produkowanych w procesie rozwoju wielkiego pęku, wszystkie symulacje tego zjawiska muszą korzystać z pewnych uproszczeń. W przypadku wielkiego pęku o energii 10^{19} eV w większości kroków programu *Hybrid_fadc* liczba emitowanych fotonów jest rzędu 10^{11} . Liczba kroków w symulacji zależy od zadanej geometrii – dla nachylonych wielkich pęków przelatujących nad detektorem może przekraczać 4000. Aby było możliwe wykonanie programu w rozsądnym czasie, procedury symulujące rozpraszanie światła w atmosferze nie mogą śledzić indywidualnie ścieżek wszystkich fotonów. Dlatego całkowita liczba fotonów produkowanych w każdym kroku programu zostaje podzielona na “paczki”. Podział ten można zmieniać – większa liczba mniejszych paczek zmniejsza statystyczne fluktuacje końcowych wyników, kosztem dłuższego czasu wykonywania symulacji. Typowe symulacje były wykonywane, osobno dla fotonów fluorescencyjnych i czerenkowskich, przy podziale światła produkowanego w każdym kroku i w każdym przedziale widmowym na 10000 jednakowych paczek. Rozpraszanie światła, a także własności detektora, zależą od długości fali światła, dlatego konieczne jest osobne śledzenie fotonów z różnych przedziałów widma.

Położenie wielkiego pęku w danym kroku określa punkt początkowy drogi każdej paczki fotonów. Wcześniejsza modyfikacja programu, wykorzystująca funkcję rozkładu poprzecznego NKG (2) umożliwia wykonywanie trójwymiarowej symulacji rozwoju wielkiego pęku [145], jednak wiązałoby się to ze znaczącym wydłużeniem czasu przebiegu. Rozmiary obszaru, w którym produkowana jest przeważająca większość fotonów, są bardzo małe w porównaniu ze średnimi drogami rozpraszania w atmosferze, więc po testach potwierdzających że to przybliżenie nie powoduje zauważalnych różnic w wynikach, punkt na osi wielkiego pęku został przyjęty za miejsce emisji wszystkich fotonów w danym kroku. Kierunek poruszania się paczki fotonów zostaje wybrany losowo. W przypadku fluorescencji kierunek jest losowany na podstawie rozkładu izotropowego. Dla fotonów czerenkowskich przyjęty został eksponencjalny rozkład kątowny emisji [28]:

$$\frac{dN}{d\Omega} \propto \frac{e^{-\theta/\theta_0}}{2\pi \sin \theta}, \quad \theta_0 \simeq 4.5^\circ, \quad (14)$$

który oddaje w przybliżeniu efekt nakładających się rozkładów kierunków cząstek wielkiego pęku i kątów emisji. Szerokość rozkładu emisji zależy od energii granicznej E_t na emisję czerenkowską: $\theta_0 = 0.83E_t^{-0.67}$ i zmienia się z wysokością – użyta w symulacjach wartość odpowiada położeniom wielkich pęków blisko ich maksimum, gdzie emisja ta jest najintensywniejsza.

Przy propagacji światła zakłada się, że wszystkie fotony paczki docierają do punktu rozproszenia. Jest to jedno z koniecznych uproszczeń symulacji: w rze-

czywistości wiązka równoległego światła ulegałaby sukcesywnemu osłabieniu przez rozpraszanie wzdłuż całej swojej drogi. Dla uniknięcia zwielokrotnienia koniecznych obliczeń w takim przypadku, zakłada się że wszystkie fotony paczki ulegają rozproszeniu w jednym punkcie, po przebyciu tej samej drogi. Długość tego odcinka jest losowo określana na podstawie prawdopodobieństw rozpraszania światła w pokonywanych warstwach atmosfery. Losowana jest przebyta odległość, w jednostkach drogi swobodnej, przy rozkładzie oddającym eksponencjalnie malejące prawdopodobieństwo pokonania coraz dłuższych dróg. Osobno jest losowana droga dla rozpraszania na molekułach i aerozolah.

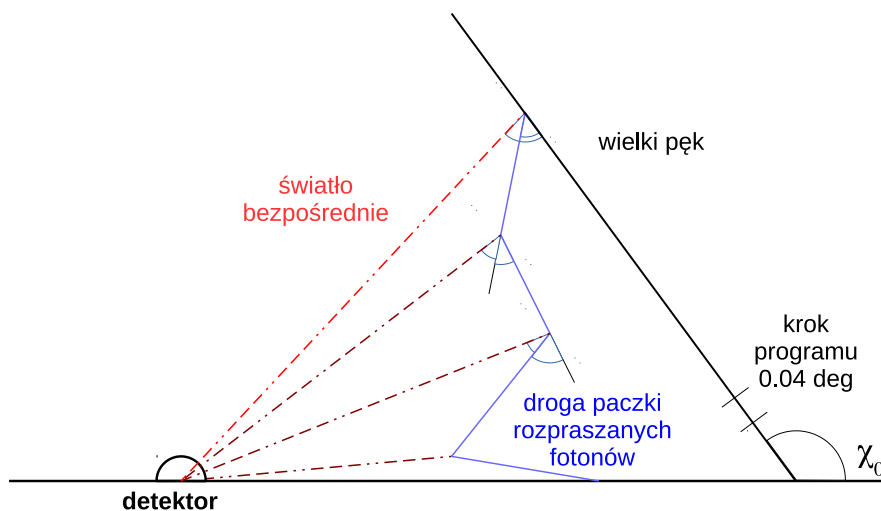
Na podstawie znanego punktu początkowego i kierunku, oraz założonych warunków atmosferycznych, obliczane jest odpowiadające wylosowanej wartości położenie punktu rozproszenia. Dla rozpraszania Rayleigha obliczenia są przeprowadzane w oparciu o profil gęstości powietrza (10). W obliczeniach rozpraszania na aerozolah konieczne jest dodatkowo określenie ich rozkładu w atmosferze. W oryginalnej wersji programu *Hybrid_fadc* przyjęty został eksponencjalny model rozkładu aerozoli:

$$\alpha_a(h) = -\frac{1}{\Lambda_M} e^{-h/H_M}, \quad (15)$$

w którym Λ_M oznacza średnią drogę rozpraszania na aerozolah na poziomie gruntu. Koncentracja aerozoli maleje ze wzrostem wysokości nad gruntem ze skalą równą $H_M = 1.2$ km. Ten model został również użyty przy symulacjach wielokrotnego rozpraszania światła.

Po osobnym obliczeniu dróg rozpraszania dla obu mechanizmów następuje ich porównanie – z dwóch obliczonych punktów ten położony bliżej punktu startu jest przyjęty jako miejsce, gdzie dochodzi do rozpraszania fotonów paczki. W ten sposób uwzględniany jest fakt, że przy nałożeniu dwóch procesów rozpraszania, z których każdy ma własną charakterystyczną drogę swobodną, otrzymamy krótszą od każdej z nich całkowitą drogę swobodną. Istnieje także możliwość, że jedna lub obie wylosowane długości drogi do punktu rozpraszania przekraczają grubość optyczną warstw molekuł lub aerozoli wzdłuż danej trasy w atmosferze. Dla paczek fotonów poruszających się w górę oznacza to, że wylecą one poza atmosferę; dla kierunków w dół – że trafią w powierzchnię ziemi zanim ulegną rozproszeniu. Jeśli w symulacji nie dochodzi ani do rozpraszania Rayleigha, ani na aerozolah, śledzenie paczki fotonów jest przerywane, bez obliczania wkładu światła rozproszonego do rejestrowanego sygnału. Jeśli tylko jeden mechanizm prowadzi do rozpraszania w atmosferze, ten punkt jest przyjmowany jako podstawa dalszych obliczeń.

Powyższe obliczenia pozwalają ustalić warunki rozpraszania: znany jest kierunek propagacji przed rozproszeniem, miejsce gdzie do niego dochodzi, oraz jaki proces jest za nie odpowiedzialny. Przy ustalonym w symulacji położeniu



Rysunek 50: Schemat symulacji wielokrotnego rozpraszania światła. Światło emitowane w każdym kroku programu jest dzielone na paczki, które losowo ulegają rozproszeniu w atmosferze. Każdy punkt rozproszenia jest źródłem impulsu rejestrowanego w detektorze, o określonych własnościach: intensywność, kierunek na niebie, czas obserwacji, długość fali.

detektora obliczany jest kąt, o jaki fotony muszą zostać odchylone aby zostały zarejestrowane. Z odpowiedniego rozkładu kąтового wyliczane jest, jaka część paczki fotonów zostanie rozproszona pod tym właśnie kątem. Dla rozpraszania na molekułach jest to rozkład $\propto (1 + \cos^2\theta)$, dla aerozoli użyty został rozkład oparty na modelu pustynnym aerozoli [146]. Ta część paczki, obliczona przy uwzględnieniu także odległości od detektora, zostanie zarejestrowana jako pojedynczy przyczynek do sygnału od światła rozproszonego. Wielkość tego sygnału jest pomniejszana o czynnik odpowiadający osłabieniu światła na drodze przez atmosferę między punktem rozpraszania a detektorem. Wiąże się to z możliwością zajścia kolejnego rozproszenia – konieczne jest uwzględnienie osłabienia sygnału z tego powodu, ale ilość światła rozpraszane na tym odcinku w różnych kierunkach jest bardzo mała i może być pominięta w dalszej symulacji. Względne położenie punktu rozpraszania i detektora pozwala obliczyć kierunek na niebie, z którego sygnał zostanie zarejestrowany. Na podstawie całkowitej długości trasy fotonów, od punktu emisji do detektora, obliczany jest także moment, w którym impuls zostanie zaobserwowany.

Aby śledzić te fotony paczki, które nie zostały rozproszone w kierunku detektora, zakłada się że kontynuują one swoją drogę po rozproszeniu razem, jako nieco mniejsza paczka. Na podstawie właściwego rozkładu kąтового prawdopo-

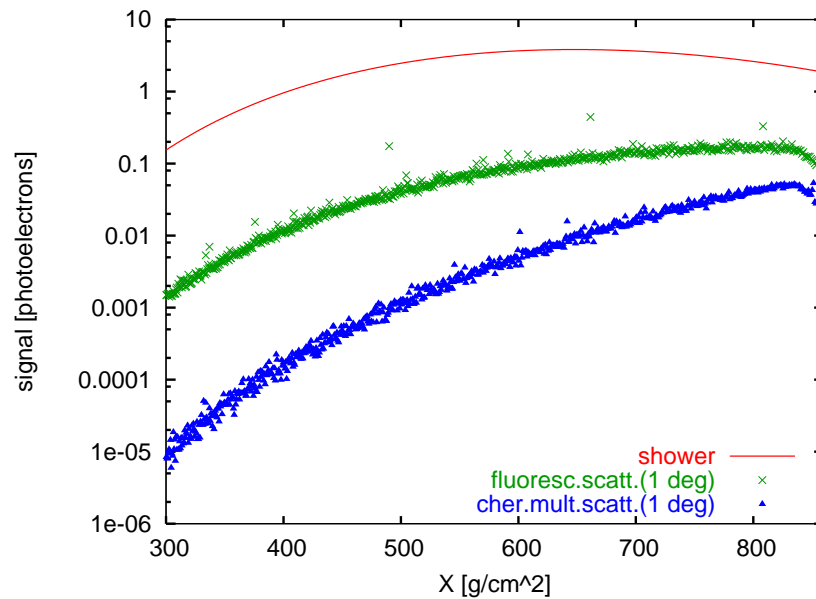
dobieństwa rozpraszania wylosowany zostaje kierunek dalszego odcinka drogi tej paczki. Traktując miejsce, w którym doszło do rozpraszania, jako nowy punkt startowy, powyższe obliczenia mogą zostać powtórzone w pętli. W ten sposób określone są przyczynki do obserwowanego obrazu wielkiego pęku pochodzące z wielokrotnego rozpraszania światła. Liczba kolejnych rozproszeń może być dowolnie duża, jednak z praktycznych względów wykonywania programu została ograniczona do pięciu. W każdej iteracji pętli około połowy paczek wylatuje poza atmosferę lub trafia w ziemię, co prowadzi do szybkiego spadku liczby przyczynków ze wzrostem liczby kolejnych rozproszeń, więc takie ograniczenie ich liczby ma bardzo mały wpływ na wyniki symulacji.

Założenie, że fotony rozchodzą się w paczkach jest akceptowalnym przybliżeniem. Liczba paczek w pojedynczej symulacji jest rzędu 10^9 , co wystarcza do uniknięcia dużych fluktuacji w wynikach. W wyniku losowań kierunków paczek i długości pokonywanych przez nie dróg może się jednak zdarzyć, że miejsce rozproszenia znajdzie się w małej odległości od detektora. W takiej sytuacji czynnik geometryczny (kąąt bryłowy, pod jakim jest widziana apertura teleskopu) spowoduje, że sygnał obliczony dla tego punktu rozpraszania będzie znacząco większy od średnich wartości. Takie impulsy wyróżniają się lokalnie na mapach sygnału światła rozproszonego, ale nie mają znaczącego wpływu na końcowe wyniki analiz rozkładu tego światła na dużych obszarach nieba.

6.2 Wyniki symulacji światła wielokrotnie rozproszonego

W trakcie każdego wykonania programu *Hybrid_fadc*, dla wszystkich rozproszeń paczek fotonów obliczane są odpowiadające im wielkości zarejestrowanego sygnału, kierunek na niebie skąd przybyły, czas przyścia do detektora, przedział widmowy w którym zawiera się długość fali światła i liczba rozproszeń, które doprowadziły do powstania tego sygnału. Zapisanie całej tej informacji w plikach nie jest praktycznie możliwe – pojedyncze wykonanie programu generowałoby gigabajty danych. Dlatego w procedurach symulujących wielokrotne rozpraszanie światła wprowadzone zostały elementy przeprowadzające wstępną obróbkę danych już w trakcie wykonywania programu.

Symulacja wielkiego pęku jest podzielona na kroki. Każdemu z nich odpowiada przedział czasu, w którym światło bezpośrednio jest obserwowane w detektorze. Każdy zarejestrowany impuls światła rozproszonego, po obliczeniu czasu przyścia do detektora, zostaje dodany do sygnału zarejestrowanego podczas odpowiadającego mu kroku. Oprócz zbierania sygnału całkowitego, przychodzącego ze wszystkich kierunków na niebie, następuje także sumowanie w mniejszych obszarach: obliczana jest odległość kątowa między kierunkiem przyścia światła rozproszonego a bieżącym położeniem wielkiego pęku, co pozwala zliczać sygnał w wybranych obszarach. W wykonywanych symulacjach zapisy-



Rysunek 51: Wyniki symulacji światła rozproszonego, dla pionowego wielkiego pęku padającego na ziemię w odległości 15 km od detektora. Linia ciągła jest sumą sygnałów od bezpośredniego światła fluorescencyjnego i bezpośrednich oraz jednokrotnie rozproszonych fotonów czerenkowskich. Punkty przedstawiają dodatkowe wkłady od rozproszonego światła fluorescencyjnego i wielokrotnie rozproszonego światła czerenkowskiego w poszczególnych krokach programu, zsumowany w kole o promieniu jednego stopnia wokół bieżącego położenia wielkiego pęku [127].

wana była informacja o ilości światła rozproszonego rejestrowanego w kołach o promieniach 1, 2 i 5 stopni wokół centrum obrazu wielkiego pęku.

Przykładowe wyniki uzyskane z jednej symulacji pionowego wielkiego pęku przedstawione są na rys. 51. W funkcji głębokości atmosferycznej, odpowiadającej kolejnym krokom programu, zaznaczono wielkość sygnału pochodzącego od rozpraszania światła fluorescencyjnego oraz wielokrotnego (czyli z wyłączeniem pojedynczego) rozpraszania światła czerenkowskiego. Pokazany jest również łączny sygnał pochodzący ze źródeł uwzględnianych już poprzednio: światła bezpośredniego i jednokrotnie rozproszonych fotonów czerenkowskich. Wartość sygnału jest podana w fotoelektronach, używanych jako jednostka w programie *Hybrid_fadc*. Zasadnicza część przedstawionej poniżej analizy opiera się na względnych wielkościach sygnału pochodzącego z różnych źródeł, więc szczegóły użytej w programie kalibracji detektora nie mają wpływu na końcowe wyniki. Na wykresie przedstawione są zsumowane impulsy od światła rozpro-

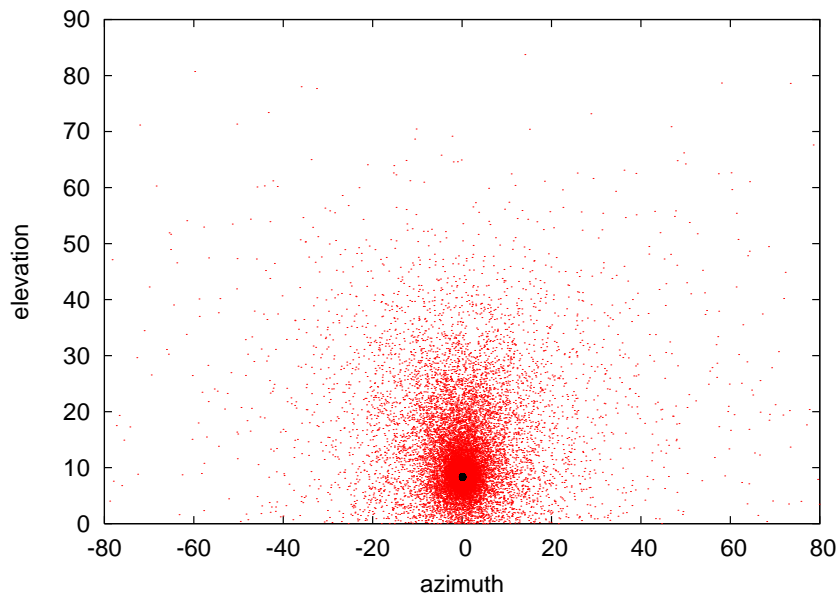
szonemu dochodzące do detektora z kierunków odległych maksymalnie o 1° od chwilowego położenia wielkiego pęku. Widoczna jest przewaga sygnału od rozproszonych fotonów fluorescencyjnych nad wielokrotnie rozpraszającym światłem czerenkowskim. Ilość światła rozproszonego rośnie w miarę rozwoju wielkiego pęku, gdy przechodzi on przez coraz gęstsze warstwy atmosfery. Dodatkowy wkład od światła wielokrotnie rozproszonego osiąga poziom kilku procent całkowitego rejestrowanego światła.

Światło rozproszone, poprzez swoją wydłużoną drogę, przychodzi do detektora opóźnione. Oznacza to, że może być ono rejestrowane również po zakończeniu obserwacji światła bezpośredniego. W tej analizie, poświęconej określeniu wielkości tła światła rozproszonego w stosunku do światła przychodzącego bezpośrednio od wielkiego pęku, ta bardzo opóźniona część sygnału nie jest brana pod uwagę.

Poza wkładem światła rozproszonego zliczanym w określonych obszarach, do bardziej szczegółowych analiz rozkładu zapisywane były również pełne dane o wszystkich impulsach przychodzących w wybranych chwilach. Z uwagi na rozmiary plików z danymi zapisy te były wykonywane tylko dla wybranych chwil: w kroku programu, w którym jest obserwowany największy sygnał, a także w krokach odpowiadających punktom 250 g/cm^2 wyżej i poniżej tego maksimum (dla kierunków bliskich pionowemu, przy których maksimum rozwoju znajduje się stosunkowo nisko nad ziemią, niższy punkt mógł nie być obserwowany). W przedziałach czasu odpowiadających tym krokom zostaje zapisana informacja o kierunku i czasie przylotu każdego impulsu od światła wielokrotnie rozproszonego, jego wielkość i przedział widmowy, a także liczba rozproszeń na drodze między punktem emisji a detektorem.

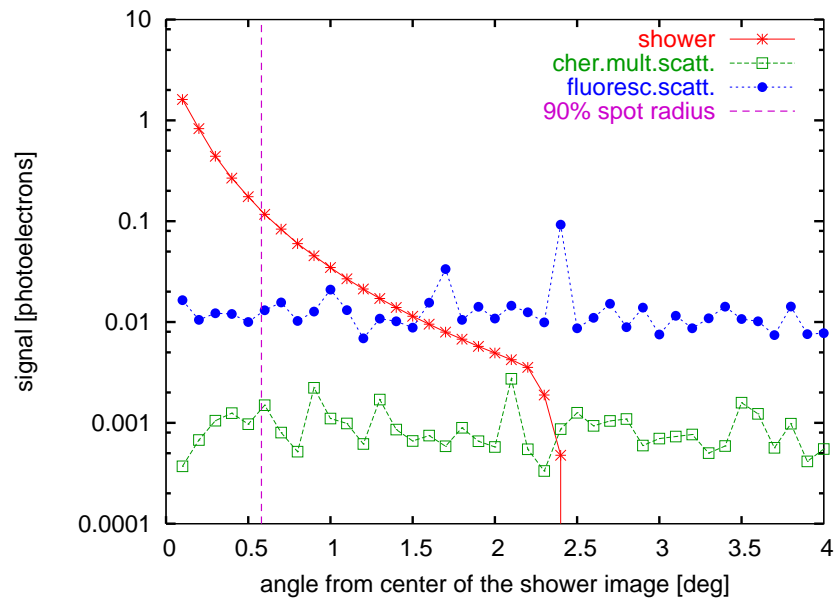
Przykładowy wynik symulacji przedstawiony jest na rys. 52. We współrzędnych azymutalnych zaznaczone zostały kierunki na niebie, z których poszczególne impulsy światła wielokrotnie rozproszonego docierają do detektora. Przy użyciu procedury wykonującej trójwymiarową symulację wielkiego pęku uzyskano również rozkład światła przychodzącego bezpośrednio od wielkiego pęku. Obszar zawierający 90% tego światła ma rozmiar $\simeq 1^\circ$. W przeciwieństwie do bezpośredniego, światło rozproszone przychodzi z dużo większego obszaru. Największa koncentracja pokrywa się z bieżącym położeniem wielkiego pęku, ale znaczące ilości światła dochodzą także z kierunków odległych od niego o wiele stopni, a pojedyncze impulsy przychodzą z praktycznie całego nieba. Oczywiście przy obserwacji wielkich pęków sygnał nie jest zbierany z tak wielkich obszarów, więc odległe impulsy nie zakłócają pomiarów, mogą najwyżej przyczynić się do krótkotrwałego wzrostu światła tła.

Rys. 52 przedstawia tylko rozkład kierunków obserwowanych impulsów, po dodaniu informacji o ich wielkości można określić natężenie światła wielokrotnie rozproszonego z różnych części nieba. Światło skupia się wokół chwilo-



Rysunek 52: Obserwowany w detektorze rozkład światła wielokrotnie rozproszonego na niebie. Ciemny punkt w centrum obrazu odpowiada obszarowi, z którego pochodzi 90% bezpośredniego światła. Wynik symulacji pionowego wielkiego pęku o energii 10^{19} eV, odległego o 15 km od detektora [124].

wego położenia wielkiego pęku, warto więc ten kierunek przyjąć za punkt odniesienia. Niebo wokół tego punktu zostało podzielone na koncentryczne pierścienie o szerokości 0.1° , a wielkość sygnału została w nich zsumowana, osobno dla poszczególnych składowych. Wynik obliczeń, do odległości 4° od centrum, jest przedstawiony na rys. 53. Rozkład światła przychodzącego bezpośrednio od wielkiego pęku jest obliczony na podstawie funkcji NKG, opisującej dobrze profil poprzeczny emisji fluorescencyjnej i czerenkowskiej, użyty jest również jako przybliżenie rozkładu punktów pierwszego rozpraszania fotonów czerenkowskich. Obszar emisji światła, oglądany z odległości do kilkudziesięciu kilometrów, ma na niebie niewielkie rozmiary: prawie cały sygnał mieści się w promieniu $\lesssim 1^\circ$. Sygnał od rozproszonego światła fluorescencyjnego i wielokrotnie rozproszonego światła czerenkowskiego nie jest tak silnie skupiony. Tak obliczony rozkład radialny, w zakresie kilku stopni wokół centrum, jest płaski. Oznacza to, że natężenie tego światła na jednostkę kąta bryłowego spada $\propto 1/\zeta$, gdzie ζ jest kątem od centrum obrazu. W obszarze, gdzie skupia się światło bezpośrednie, względny wkład od światła wielokrotnie rozproszonego jest bardzo mały. Jeśli jednak sygnał jest zbierany z większych obszarów, jego znaczenie będzie większe. Od warunków obserwacji i własności detektorów zależy, jak istotny



Rysunek 53: Radialny rozkład natężenia światła wielokrotnie rozproszonego. Poszczególne składowe obserwowanego światła zostały zsumowane w pierścieniach o szerokości 0.1° . Pionowa linia odpowiada promieniowi obszaru, z którego przychodzi 90% bezpośredniego światła [127].

jest wkład od światła wielokrotnie rozpraszane.

Przy badaniu zjawiska wielokrotnego rozpraszania konieczne jest zatem określenie wielkości obszaru nieba, z którego sygnał jest zbierany. Przy analizie obrazu wielkiego pęku niezależnie od własności detektorów, wygodną skalą odniesienia jest rozmiar obszaru zawierającego 90% bezpośredniego światła wielkiego pęku [145]. Należy jednak pamiętać, że przy rzeczywistych obserwacjach obszar zbierania światła może się nie pokrywać z rozmiarami obrazu wielkiego pęku. Dlatego potrzebne jest również określenie wkładu od wielokrotnego rozpraszania w pewnym zakresie wartości kąta ζ .

Prezentowane poniżej wyniki symulacji są przedstawione w odniesieniu do sygnału bezpośredniego od wielkiego pęku. Do tego “starego sygnału” zaliczone zostały wkłady, które już wcześniej były uwzględniane przy analizie obserwacji, czyli bezpośrednio światło fluorescencyjne i czerenkowskie, a także jednokrotnie rozproszone światło czerenkowskie. Ten ostatni składnik jest w pewien sposób podobny do światła bezpośredniego: z powodu skupienia emisji czerenkowskiej, obszar gdzie zachodzi większość pierwszych rozprożeń jest zbliżony do tego, z którego pochodzi sygnał bezpośredni. Pozostałe przyczynki do rejestrowanego światła – “nowego sygnału” – przychodzą do detektora ze znacznie większej czę-

ści nieba. Powstają one w wyniku rozproszeń (jedno- i wielokrotnych) światła fluorescencyjnego oraz wielokrotnych rozproszeń światła czerenkowskiego. Najczęściej przedstawiany jest stosunek tych dwóch sygnałów:

$$M = \frac{\text{nowy sygnał}}{\text{stary sygnał}} [\%].$$

Wielkość ta może posłużyć do obliczenia wkładu od światła wielokrotnie rozpraszane w całkowitym zmierzonym sygnale:

$$\text{nowy sygnał} = \frac{M}{100\% + M} \cdot \text{całkowity sygnał}.$$

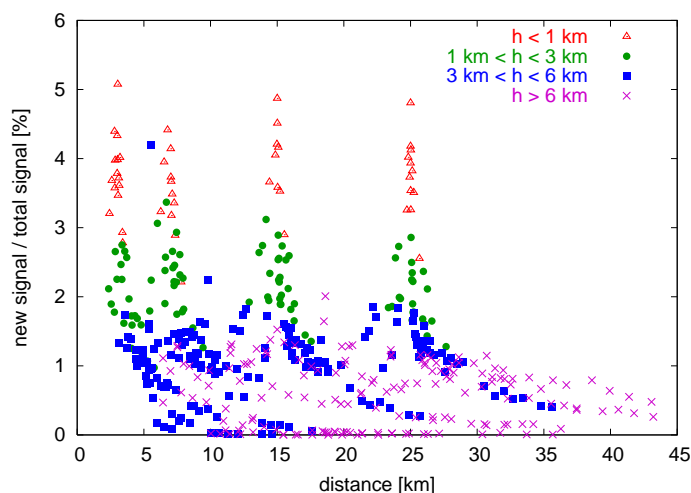
Zestaw symulacji. Przy użyciu zmodyfikowanego programu *Hybrid_fadc* wykonane zostały symulacje dla różnych energii cząstki pierwotnej i różnych geometrii. Użyte zostały wszystkie kombinacje następujących wartości:

- energia - 10^{18} , 10^{19} , 10^{20} , 10^{21} eV;
- odległości wielkiego pęku od detektora na poziomie gruntu - 3, 7, 15, 25 km;
- kąt χ_0 - 30, 50, 70, 90, 110, 130, 150 stopni, dla $\vartheta_{SDP} = 90^\circ$ (rys. 18);
- kąt ϑ_{SDP} - 30, 45, 60, 70 stopni, przy $\chi_0 = 90^\circ$.

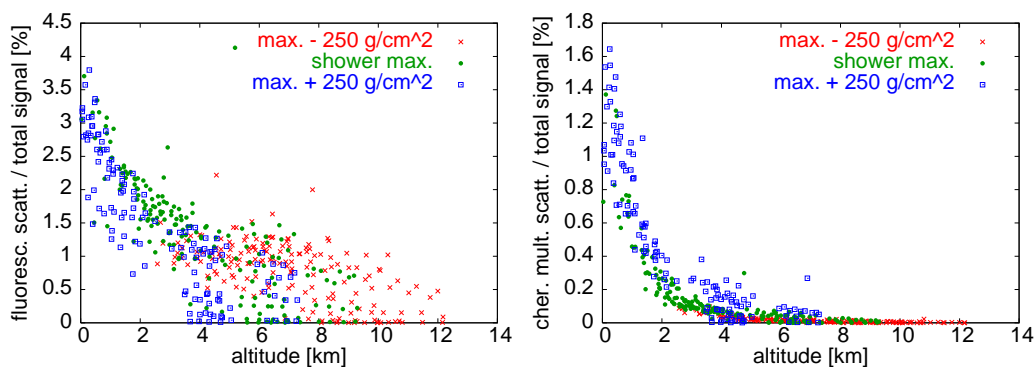
Zestaw ten został wykonany przy użyciu modelu atmosfery US Standard, oraz przy jednej wartości koncentracji aerozoli, odpowiadającej drodze na rozpraszanie na poziomie gruntu: $\Lambda_A = 9.59$ km. Ta stosunkowo wysoka zawartość aerozoli pozwala badać efekt wielokrotnych rozproszeń w warunkach sprzyjających częstemu rozpraszaniu światła.

Wyniki tych symulacji są przedstawione na rys. 54. Obliczony został wkład od światła wielokrotnie rozproszonego do całkowitego sygnału w obszarze zawierającym 90% światła. Pokazane są łącznie wyniki dla położenia maksimum wielkiego pęku, oraz punktów 250 g/cm^2 wyższych i 250 g/cm^2 niższych od maksimum. Punkty grupują się na wykresie przy odległościach 3, 7, 15 i 25 km, które zostały wybrane jako odległości od detektora, w jakich wielkie pęki padają na ziemię. Punkty zostały pokolorowane w zależności od wysokości nad gruntem. Wyraźnie widoczna jest zależność – sygnał od światła wielokrotnie rozproszonego jest silniejszy na mniejszych wysokościach.

Na rys. 55 przedstawione zostały te same wyniki, z podziałem nowego sygnału na pochodzący od rozproszonego światła fluorescencyjnego i wielokrotnie rozproszonego światła czerenkowskiego. Ważniejszy jest wkład od rozpraszania fotonów fluorescencyjnych. Porównanie poszczególnych przyczynków pokazuje, że ze wzrostem liczby rozproszeń zsumowany wkład do obserwowanego



Rysunek 54: Wkład światła wielokrotnie rozproszonego do całkowitego obserwowanego sygnału, w funkcji odległości od detektora, w obszarze zawierającym 90% bezpośredniego światła. Różne kolory odpowiadają różnym wysokościami wielkiego pęku nad gruntem [127].



Rysunek 55: Wkład rozproszonego światła fluorescencyjnego (po lewej) oraz wielokrotnie rozproszonego światła czerenkowskiego (po prawej) do całkowitego obserwowanego sygnału, w funkcji wysokości nad gruntem, w obszarze zawierającym 90% bezpośredniego światła. Różne kolory odpowiadają maksimum wielkiego pęku oraz punktom 250 g/cm^2 powyżej i poniżej [127].

sygnału szybko maleje. W praktyce wystarczyłoby ograniczyć obliczenia do 2-3 rozprożeń, światło pokonujące bardziej złożone drogi wnosi zanedbywalnie mały wkład.

W wynikach można zauważyć pokrywanie się rozkładów punktów odpowia-

dających maksimum rozwoju wielkiego pęku z punktami na wcześniejszych i późniejszych etapach rozwoju. Oznacza to, że wielkość sygnału światła wielokrotnie rozproszonego nie zależy od wieku wielkiego pęku, tylko od położenia obserwowanego punktu.

Założone w symulacjach energie wielkich pęków różnią się o całe rzędy wielkości, jednak w wynikach nie widać zależności od energii. Rzeczywiście, można się spodziewać że w takich samych warunkach ilość światła rozpraszanego będzie proporcjonalna do natężenia źródła. Określanie względnej wielkości sygnału światła wielokrotnie rozproszonego w stosunku do bezpośredniego jest wystarczające do uwzględnienia tej zależności.

6.3 Analiza efektu wielokrotnego rozpraszania w różnych warunkach

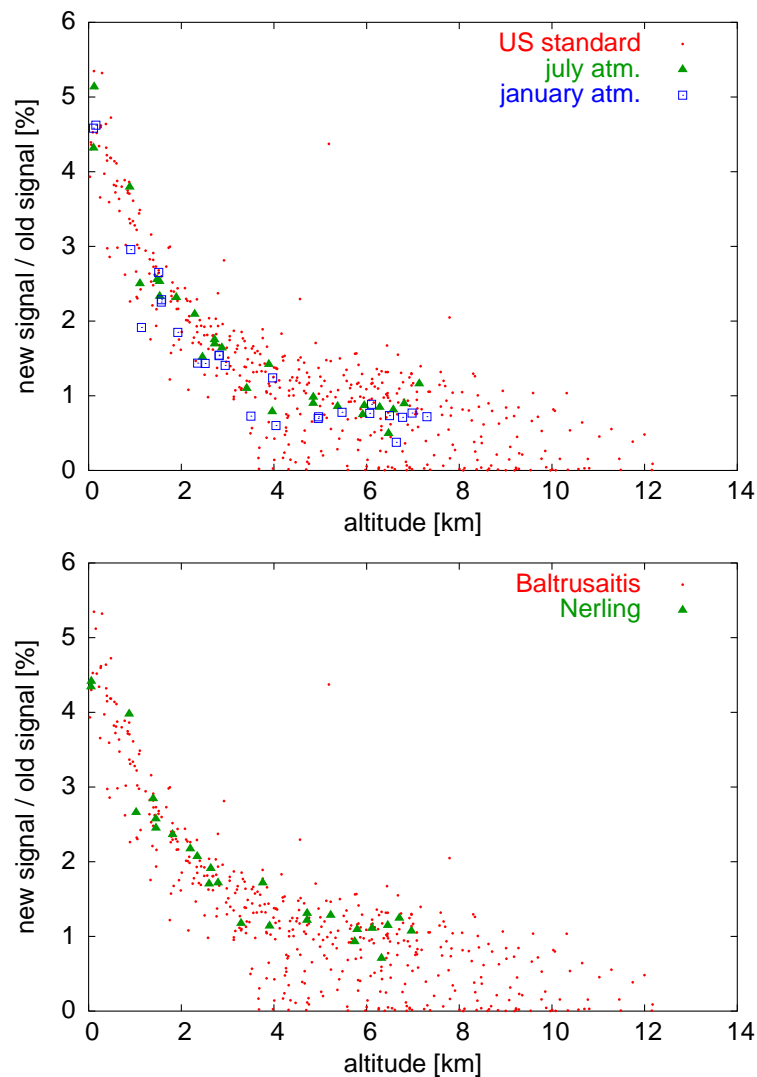
Wyniki przedstawione powyżej uzyskano w symulacjach używając jednych, standardowych w programie *Hybrid_fadc*, warunków atmosferycznych. Warunki te w czasie rzeczywistych obserwacji ulegają znaczącym zmianom – konieczne jest zbadanie ich wpływu na zjawisko wielokrotnego rozpraszania światła. Do określenia znaczenia tych efektów wykonane zostały mniejsze zestawy symulacji z odpowiednio zmodyfikowanymi ustawieniami.

Zbadany został wpływ zmienności profili gęstości atmosfery molekularnej na końcowe wyniki symulacji rozpraszania światła. Dla porównania z modelem US Standard użyte zostały modele miesięczne atmosfery opracowane dla Obserwatorium Pierre Auger. Wybrane zostały dwa profile, styczniowy i lipcowy, które dobrze oddają zakres zmian zachodzących w ciągu roku (rys. 30). Wyniki symulacji (rys. 56) pokazują, że zmiana profilu atmosfery molekularnej nie ma znaczącego wpływu na wielokrotne rozpraszanie światła. Niewielkie względne różnice gęstości odpowiadające różnym profilom atmosferycznym tylko nieznacznie zmieniają warunki rozpraszania światła, co przekłada się na brak zauważalnych różnic w wynikach symulacji.

Sprawdzony został wpływ użytego modelu rozkładu emisji czerenkowskiej na wyniki symulacji. Przybliżony rozkład eksponencjalny (14) został porównany z bardziej realistycznym [147]:

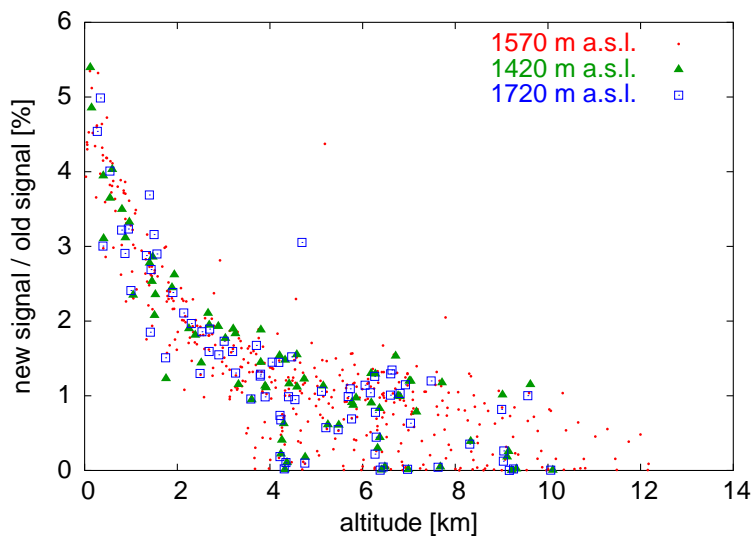
$$dN/d\Omega \propto \begin{cases} e^{-\theta/4.5^\circ} / 2\pi \sin\theta, & \theta < 35^\circ \\ e^{-\theta/22.5^\circ} / 2\pi \sin\theta, & \theta > 35^\circ \end{cases} \quad (16)$$

Porównanie wyników symulacji przedstawione są na rys. 56 – także w tym przypadku nie widać znaczących różnic. Modele te różnią się rozkładem dla dużych kątów, gdzie emitowany jest tylko drobny ułamek całkowitej liczby fotonów. Różnice te są bardzo istotne przy określaniu ilości bezpośredniego światła czerenkow-



Rysunek 56: Górny panel: porównanie wyników symulacji przy użyciu różnych modeli atmosferycznych: US Standard Model oraz modeli miesięcznych (dla stycznia i lipca) opracowanych dla Obserwatorium Pierre Auger. Dolny panel: porównanie wyników symulacji przy użyciu różnych modeli rozkładów kątowych emisji czerenkowskiej [127].

skiego rejestrowanego przez detektor. W symulacjach wielokrotnego rozpraszania zmiany kąta emisji dotyczą tylko małej części fotonów, które są dodatkowo zamazywane losowymi zmianami kierunków podczas rozprożeń, co w efekcie powoduje, że te różnice modeli nie mają zauważalnego wpływu na wyniki koń-



Rysunek 57: Porównanie wyników symulacji przy różnych położeniach detektorów (wysokość nad poziomem morza) [127].

cowe.

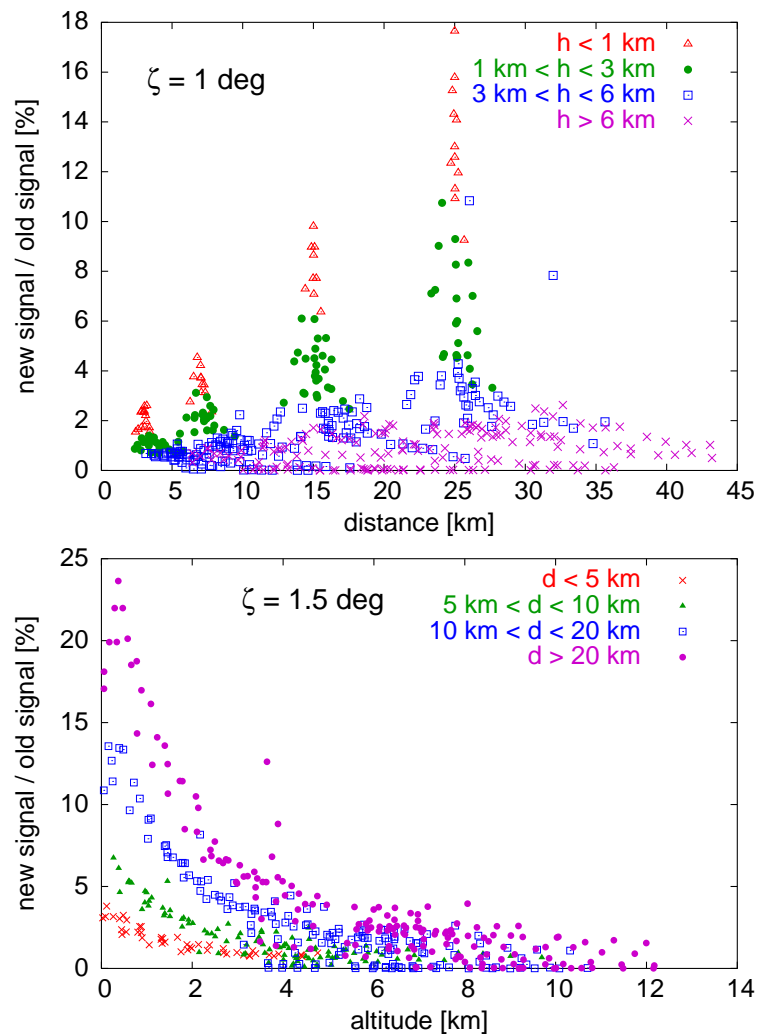
Omawiane symulacje były przeprowadzone przy założeniu, że poziom gruntu, a więc także położenie detektora, znajduje się na wysokości 1570 m n.p.m. Wartość ta odpowiada wysokościami detektorów eksperymentu HiRes (1550 i 1593 m n.p.m.), a także leży pośrodku zakresu położenia detektorów fluorescencyjnych Obserwatorium Pierre Auger (między 1421 a 1719 m n.p.m.) i Telescope Array (1415-1607 m n.p.m.). Gęstość powietrza zmienia się eksponencjalnie z wysokością, należy więc sprawdzić czy różnice w położeniach detektorów nie pociągają za sobą zmian w ilości światła wielokrotnie rozproszonego. Różnice gęstości powietrza przekładają się na zmianę prawdopodobieństwa rozpraszania Rayleigha; rozpraszanie na aerozolu nie zależy bezpośrednio od wysokości nad poziomem morza, ale raczej od wysokości nad poziomem gruntu i innych lokalnych uwarunkowań. Dodatkowe zestawy symulacji zostały wykonane przy położeniach detektora przesuniętych o 150 m, tj. na wysokościach 1420 i 1720 m n.p.m. Wyniki symulacji (rys. 57) pokazują, że nie wprowadza to znaczących różnic w wynikach symulacji. Biorąc pod uwagę, że skala wysokości atmosfery to $\simeq 7.6$ km, różnica wysokości 300 m przekłada się na 3% różnicy gęstości powietrza, nie należy się więc spodziewać dużych zmian w rozpraszaniu światła.

Przedstawione powyżej wyniki obejmują wkład od światła wielokrotnie rozproszonego w obszarze, z którego przychodzi 90% światła bezpośredniego. Roz-

miar tego obszaru zależy od odległości i wysokości obserwowanego punktu. W odległościach kilkunastu i więcej kilometrów od detektora, promień ζ obrazu jest mniejszy od 1° . W używanych dotychczas detektorach fluorescencyjnych rozmiary pikseli wynoszą 1° i więcej. Przy analizie danych obserwacyjnych obliczany jest stosunek sygnału do szumu przy sumowaniu pomiarów z pikseli w różnych odległościach od centrum obrazu – na tej podstawie określana jest wielkość obszaru uwzględnianego w dalszych obliczeniach, opisywanego kątem ζ_{opt} (rys. 20). Dla bliskich wielkich pęków rozmiary te z grubsza odpowiadają obszarowi zawierającemu 90% sygnału. Jednak przy dużych odległościach wielkość pikseli detektora, a z nim najmniejszy możliwy kąt ζ_{opt} , są większe od obrazu wielkiego pęku. Ponieważ kształty rozkładów światła bezpośredniego i wielokrotnie rozproszonego różnią się znacznie, konieczne jest zatem określenie przyczynku od światła wielokrotnie rozproszonego w zależności od kąta ζ .

Względny wkład od światła wielokrotnie rozproszonego w ustalonych kątach ζ jest przedstawiony na rys. 58. Porównanie z rys. 54 pokazuje jaką różnicę wprowadza sumowanie nowego sygnału w stałym kącie ζ , zamiast w obszarze zawierającym 90% sygnału. Widoczna jest silna zależność od odległości – dla dalekich wielkich pęków z obszaru o takich samych rozmiarach zarejestrowany zostanie znacznie większy wkład od światła wielokrotnie rozproszonego niż dla bliskich. Porównanie wykresów (skale na osiach pionowych) z wynikami dla kąta ζ równego 1° i 1.5° pokazuje, że względny wkład nowego sygnału rośnie także z kątem ζ . Te wielkości kąta ζ są typowe dla rekonstrukcji odległych wielkich pęków w Obserwatorium Pierre Auger, w którym piksele detektorów fluorescencyjnych mają średnicę 1.5° . Okazuje się, że dodatkowy sygnał od światła wielokrotnie rozproszonego w takich przypadkach może na małych wysokościach przekraczać 10% światła bezpośredniego. Wkład ten wydaje się nie zależeć od wieku wielkiego pęku – nie ma różnic między wynikami dla maksimum rozwoju a punktami o 250 g/cm^2 wcześniejszymi i późniejszymi, jeśli znajdują się na tych samych wysokościach i odległościach.

Przy analizowaniu zjawiska wielokrotnego rozpraszania światła w różnych warunkach atmosferycznych, bardzo ważne jest zbadanie zależności od koncentracji i rozkładu aerozoli w atmosferze. Przedstawione powyżej wyniki pochodzą z symulacji, w których założono średnią drogę rozpraszania na poziomie gruntu równą $\Lambda_T=6.347 \text{ km}$, dla światła o długości fali 361 nm . Na całkowitą wartość prawdopodobieństwa rozpraszania składają się przyczynki od rozpraszania Rayleigha oraz na aerozoluach: $1/\Lambda_T = 1/\Lambda_R + 1/\Lambda_A$. Rozpraszanie Rayleigha zależy od gęstości powietrza, i dla tej długości fali, na wybranej wysokości poziomu gruntu (1570 m n.p.m.), droga rozpraszania wynosi $\Lambda_R=18.77 \text{ km}$. Droga rozpraszania na aerozoluach może znacząco się zmieniać w czasie, w zależności od



Rysunek 58: Wkład światła wielokrotnie rozproszonego w funkcji odległości, w kącie $\zeta = 1^\circ$ (u góry) oraz w funkcji wysokości nad gruntem, w kącie $\zeta = 1.5^\circ$ [127].

lokalnych warunków. Wartość standardowo używana w programie *Hybrid_fadc* wynosi $\Lambda_A = 9.59 \text{ km}$.

Do zbadania wpływu koncentracji aerozoli na obserwowaną ilość światła wielokrotnie rozproszonego wykonany został następujący zestaw symulacji:

- całkowita średnia droga rozpraszania na poziomie gruntu Λ_T : 9.487, 11.827, 15.699 km (odpowiadające Λ_A równym 19.18, 31.97 oraz 95.9 km);

- energia wielkiego pęku: 10^{19} eV;
- odległości osi wielkiego pęku od detektora na poziomie gruntu - 3, 7, 15, 25 km;
- kąt χ_0 - 30, 50, 70, 90, 110, 130, 150 stopni, dla $\vartheta_{SDP} = 90^\circ$;
- kąt ϑ_{SDP} - 30, 45, 60, 70 stopni, przy $\chi_0 = 90^\circ$.

Przykładowe wyniki tych symulacji przedstawione są na rys. 59. Dla lepszej przejrzystości pokazane są wyniki dla wybranego zakresu odległości. Wyraźnie widoczna jest zależność wkładu światła wielokrotnie rozproszonego od koncentracji aerozoli, zwłaszcza na małych wysokościach, gdzie wkład ten jest szczególnie duży. Dla większej gęstości aerozoli, czyli mniejszych wartości Λ_T , efekt wielokrotnego rozpraszania jest większy.

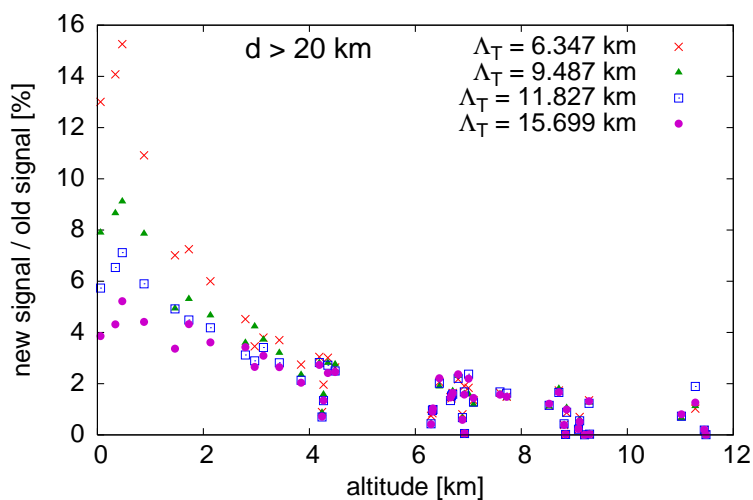
Aby wiedzieć, ile jest aerozoli w atmosferze, potrzebna jest znajomość nie tylko ich koncentracji na powierzchni (Λ_M), ale również należy określić pionowy profil ich rozkładu. W programie *Hybrid_fadc* rozkład ten jest opisywany modelem eksponencjalnym, ze skalą wysokości $H_M = 1.2$ km – taki model został użyty we wszystkich symulacjach omawianych powyżej. Aby sprawdzić, jakie zmiany wprowadza przyjęcie innych profilów rozkładów pionowych, wykonane zostały zestawy symulacji przy dwukrotnie mniejszej i dwukrotnie większej skali wysokości (0.6 i 2.4 km).

Wyniki tych symulacji pokazane są na rys. 60. Wybrane zostały wyniki w pewnym zakresie grubości optycznej τ , obliczonej dla odcinka od detektora do obserwowanego punktu. Parametr ten jest szczególnie stosowny, gdyż opisuje równocześnie geometryczną odległość między punktami, jak i gęstość ośrodków rozpraszania wzdłuż tego odcinka w atmosferze. Przy porównaniu tak dobranych wyników widać, że nawet duże różnice w profilach aerozoli nie powodują znaczących zmian w rozpraszaniu wielokrotnym światła. W granicach dokładności określonej przez rozrzut wyników, różne rozkłady prowadzą do takich samych wkładów światła rozproszonego.

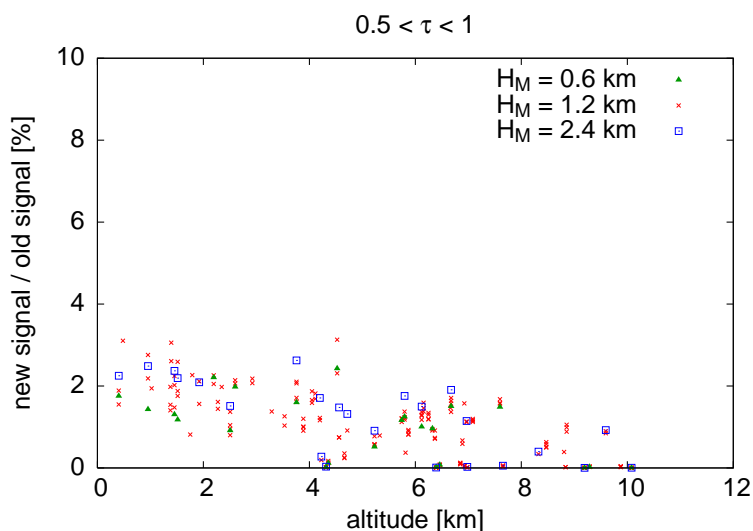
6.4 Parametryzacja wkładu światła rozproszonego

Przy analizie wyników symulacji światła wielokrotnie rozproszonego udało się zauważyć pewne zależności między kilkoma prostymi parametrami, opisującymi warunki obserwacji, a wielkością wkładu nowego sygnału. Ze wzrostem kąta ζ , z którego zbierany jest sygnał, rośnie również ilość zarejestrowanego światła wielokrotnie rozproszonego. Przy ustalonym kącie ζ , wielkość tego sygnału rośnie z odległością obserwowanego położenia wielkiego pęku. Zauważalna jest także zależność od wysokości: największy wkład nowego sygnału występuje na małych wysokościach nad gruntem.

Dzięki tym zależnościom możliwa jest parametryzacja procentowego wkładu



Rysunek 59: Wkład światła wielokrotnie rozproszonego w funkcji wysokości, w kącie $\zeta = 1^\circ$, przy różnych koncentracjach aerozoli, opisanych przez średnią drogę rozpraszania światła Λ_T . Wyniki z wybranego przedziału odległości [127].



Rysunek 60: Wkład światła wielokrotnie rozproszonego w funkcji wysokości, w kącie $\zeta = 1^\circ$, przy różnych wartościach skali rozkładu pionowego aerozoli H_M . Wyniki z wybranego przedziału grubości optycznych na odcinku wielki pęk-detektor [127].

M nowego sygnału (rozproszonego światła fluorescencyjnego i wielokrotnie rozproszonego światła czerenkowskiego) do starego sygnału (bezpośrednia fluore-

scencja oraz bezpośrednio i jednokrotnie rozproszone światło czerenkowskie). Dzięki takiemu skróconemu opisowi możliwe jest szybkie określenie wielkości tego przyczynku, które można zastosować podczas analizy danych obserwacyjnych, bez konieczności wykonywania czasochłonnych symulacji dla każdego obserwowanego wielkiego pęku.

Po przetestowaniu różnych postaci funkcji, wybrana została następująca parametryzacja:

$$M = A\zeta d \exp\left(-\frac{h}{B}\right). \quad (17)$$

Taka funkcja, z liniową zależnością od kąta ζ i odległości d , oraz eksponencjalną od wysokości nad gruntem h , okazuje się wiernie opisywać wyniki symulacji. Nie jest to oczywiście jedyny możliwy zestaw zmiennych parametrów: wysokość nad gruntem można, w danych warunkach atmosferycznych, przeliczyć na równoważne jej lokalne prawdopodobieństwo rozpraszania; jeden z parametrów geometrycznych (wysokość, odległość) można zastąpić kątem obserwacji (nad horyzontem). Z różnych możliwych, wybrana została funkcja w jak najprostszej postaci.

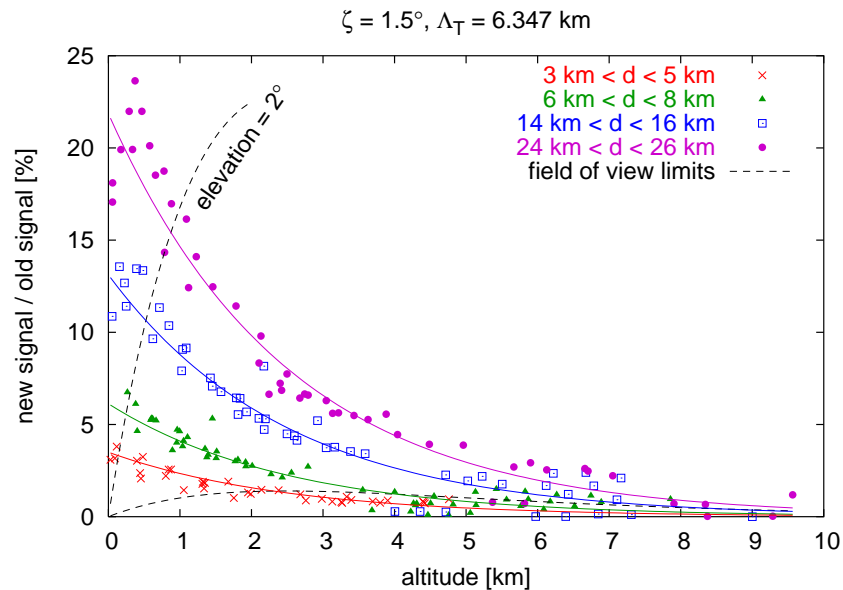
Aby sprawdzić poprawność przyjętej zależności od kąta ζ i odległości d , wykonane zostało dopasowanie wyników symulacji do funkcji następującej postaci:

$$M = A\zeta^C d^D \exp\left(-\frac{h}{B}\right). \quad (18)$$

Najlepsze dopasowanie uzyskano dla wartości wykładników: $C = 0.986 \pm 0.007$, $D = 0.993 \pm 0.006$. Pozwala to stwierdzić, że wielkość poprawki na światło wielokrotnie rozproszone jest w dobrym przybliżeniu liniową funkcją ζ i d .

W pierwszej kolejności użyte zostały dane z podstawowego zestawu symulacji, przy koncentracji aerozoli odpowiadającej $A_T = 6.347$ km (przy długości fali 361 nm), dla punktów odpowiadających maksimum wielkiego pęku oraz 250 g/cm² wyższych i niższych. Uwzględnione zostały przyczynki od światła wielokrotnie rozproszonego obliczone w kątach ζ z zakresu od 0.1° do 5°, co 0.1°. Wykonane zostało dopasowanie do funkcji trzech zmiennych (17), które dało w wyniku następujące wartości dwóch parametrów: $A = 0.5830 \pm 0.0011\%$, $B = 2.4986 \pm 0.0062$ km. Wartości kąta ζ są wyrażane w stopniach, odległości d i wysokości h – w kilometrach.

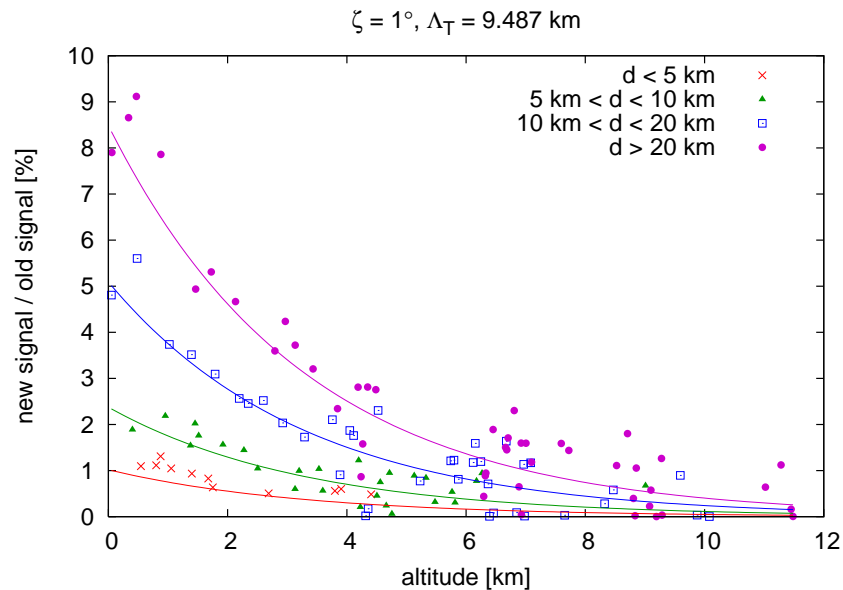
Dopasowanie funkcji (17) do wyników symulacji jest przedstawione na rys. 61. Próbką wyników została dobrana tak, aby objąć punkty znajdujące się nisko nad ziemią, dla których wkład od światła wielokrotnie rozproszonego jest największy. Rozwój wielkiego pęku następuje na mniejszych wysokościach dla kierunków bliskich pionowemu, dlatego wybrane przedziały odpowiadają odległościom wielkich pęków, które zostały użyte w symulacjach. Narysowane zostały linie odpowiadające odległościom $d = 4, 7, 15$ i 25 km, wyniki symulacji



Rysunek 61: Wkłady światła wielokrotnie rozproszonego w funkcji wysokości, porównane z dopasowanym przebiegiem parametryzacji (17). Wyniki wybrane w węższych przedziałach odległości niż na rys. 58. Czarnymi liniami oznaczono granice pola widzenia teleskopów Obserwatorium Pierre Auger [127].

zostały wybrane dla punktów z zakresu $\pm 1 \text{ km}$ wokół tych wartości. Jak widać, dopasowanie funkcji (17) dobrze oddaje wartości dodatkowego sygnału.

Przyczynę od światła wielokrotnie rozproszonego jest największy na dużych odległościach i małych wysokościach. Punkty te znajdują się bardzo nisko nad horyzontem. W rzeczywistych detektorach pole widzenia nie obejmuje obszaru tuż nad horyzontem, gdzie obserwacja byłaby utrudniona przez sztuczne źródła światła i nisko zawieszony aerozole. Przy pomocy funkcji (17), która pokazuje relacje pomiędzy odległością, wysokością i wielkością poprawki na światło rozproszone, na rys. 61 narysowane zostały również granice wielkości nowego sygnału wynikające z ograniczonego pola widzenia detektorów fluorescencyjnych. Użyte zostały wartości opisujące pole widzenia teleskopów Obserwatorium Pierre Auger, obejmujące pas nieba od 2° do 30° nad horyzontem; zbliżone będzie położenie tych granic także dla Telescope Array, o polu widzenia $3^\circ - 33^\circ$ nad horyzontem. Dolne ograniczenie pola widzenia oznacza, że nie zostaną zarejestrowane najniższe części odległych wielkich pęków, dla których wkład od światła rozproszonego jest największy, ale nawet w częściach obserwowanych wkład ten może przekraczać 10%. Poprawka ta będzie szczególnie znacząca w przypadku wielkich pęków o najwyższych energiach, które mogą być obserwowane na jeszcze



Rysunek 62: Wkłady światła wielokrotnie rozproszonego w funkcji wysokości, porównane z dopasowanym przebiegiem parametryzacji (17). Wyniki z symulacji przy koncentracji aerozoli odpowiadającej $\Lambda_T = 9.487$ km [127].

większych odległościach.

Dopasowywanie funkcji (17) można przeprowadzić również przy użyciu wyników uzyskanych w symulacjach, przy których założono inną koncentrację aerozoli. Przykładowe dopasowanie pokazane jest na rys. 62. Parametryzacja ta opisuje dobrze wielkość nowego sygnału, zwłaszcza w szczególnie istotnym zakresie małych wysokości, gdzie sygnał ten jest najbardziej znaczący. Wartości dopasowanych parametrów A i B zmieniają się ze zmianą koncentracji aerozoli – dla uzyskania parametryzacji, którą można stosować dla obserwacji w różnych warunkach, potrzebne jest określenie tej zależności. Na podstawie wyników uzyskanych przy różnych koncentracjach aerozoli, opisanych przez odpowiadające im średnie drogi rozpraszania światła na poziomie gruntu Λ_T , udało się określić następujące zależności:

$$\begin{aligned}
A &= a_1 \exp(-\Lambda_T/a_2) + a_3, \\
\text{gdzie: } a_1 &= 1.774 \pm 0.033\%, \\
a_2 &= 4.365 \pm 0.064\text{km}, \\
a_3 &= 0.1387 \pm 0.0025\%; \\
B &= b_1 \Lambda_T + b_2, \\
\text{gdzie: } b_1 &= 0.1976 \pm 0.0035, \\
b_2 &= 1.402 \pm 0.029\text{km}.
\end{aligned} \tag{19}$$

W ten sposób uzyskana została parametryzacja poprawki na światło wielokrotnie rozproszone w stosunku do wielkości sygnału bezpośredniego, jako funkcja rozmiaru obszaru zbierania światła ζ , odległości d , wysokości h oraz drogi rozpraszania Λ_T .

Przy różnych koncentracjach aerozoli w atmosferze, wkład od światła rozproszonego różni się znacząco, nawet dla takiej samej geometrii wielkiego pęku. To pozwala przypuszczać, że korzystne przy opisie tego wkładu byłoby użycie parametru uwzględniającego nie tylko odległość geometryczną, ale także przejrzystość powietrza wzdłuż tej drogi w atmosferze – parametrem takim jest grubość optyczna τ .

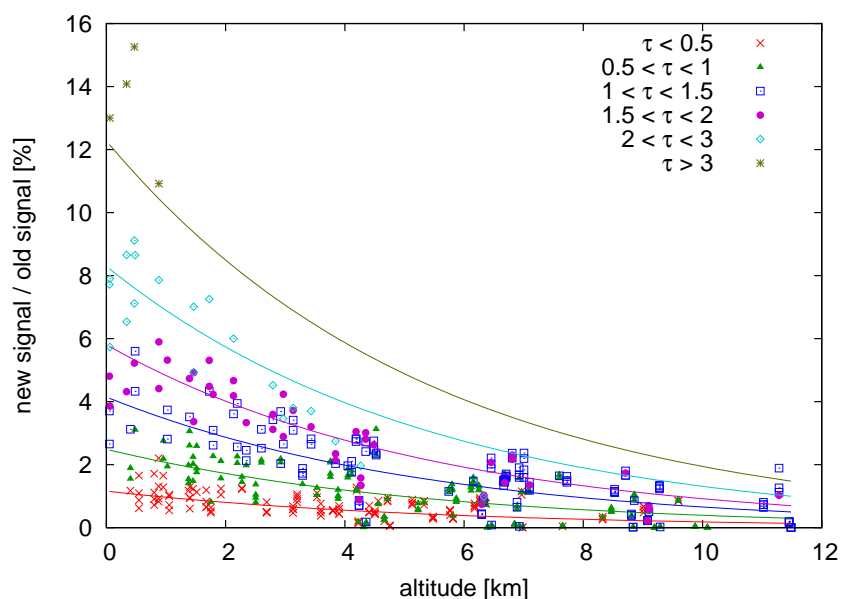
Wyniki symulacji wykonanych przy różnych wartościach koncentracji aerozoli różnią się dla wielkich pęków w tej samej odległości d . Jeśli jednak grupowanie wykona się nie według geometrycznej odległości d , ale według zbliżonych wartości grubości optycznej τ , wyniki dla punktów na tych samych wysokościach nad gruntem są do siebie zbliżone. Dlatego do parametryzacji wyników symulacji można użyć również następującej funkcji:

$$M = F\zeta\tau \exp\left(-\frac{h}{G}\right). \tag{20}$$

Wartość τ została obliczona dla wszystkich odcinków wielki pęk-detektor, dla długości fali 361 nm. Wykonane zostało dopasowanie tej funkcji do wyników wszystkich symulacji. W wyniku uzyskane zostały następujące wartości stałych parametrów:

$$\begin{aligned}
F &= 3.3179 \pm 0.0078\%, \\
G &= 5.426 \pm 0.027\text{km}.
\end{aligned} \tag{21}$$

Porównanie tej parametryzacji z wynikami symulacji przedstawione jest na rys. 63. Jak widać, funkcja takiej postaci dobrze opisuje wyniki, z odchyleniami



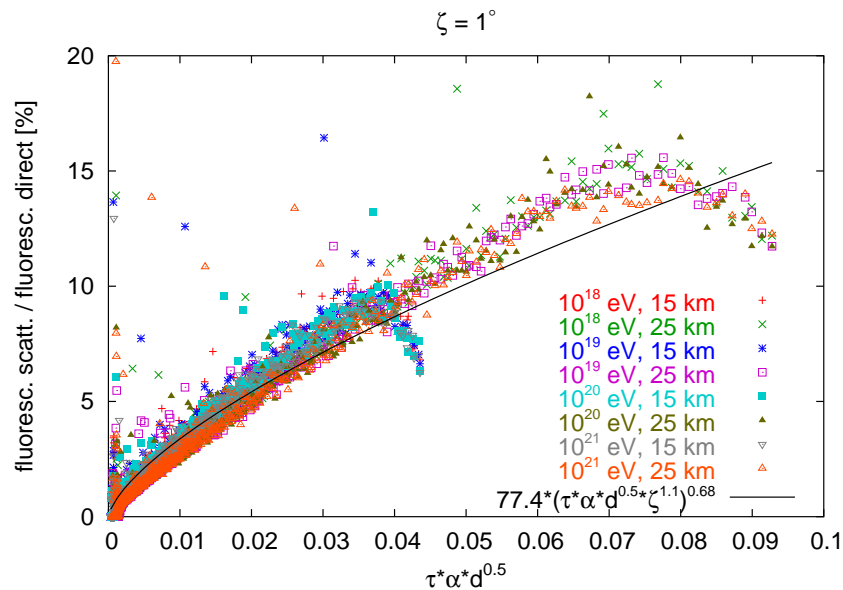
Rysunek 63: Wkłady światła wielokrotnie rozproszonego w funkcji wysokości, porównane z dopasowanym przebiegiem parametryzacji (20). Wyniki zebrane z symulacji przy różnych koncentracjach aerozoli [127].

nie większymi niż 1-2%, co jest też skalą rozrzutu samych wyników. W ten sposób otrzymujemy alternatywną, o prostszej formie, parametryzację wkładu światła wielokrotnie rozproszonego do obserwowanego światła wielkiego pęku, jako funkcję kąta ζ , grubości optycznej τ i wysokości h .

6.5 Porównanie z innymi wynikami

Jak wspomniano wcześniej, wykonane zostały także inne prace mające na celu określenie znaczenia zjawiska wielokrotnego rozpraszania światła przy obserwacjach wielkich pęków atmosferycznych metodą fluorescencyjną. Analizy te były wykonywane niezależnie, różnymi metodami, co daje cenną możliwość porównania wyników. Duże rozbieżności byłyby sygnałem wystąpienia błędów lub zastosowania zbyt grubych przybliżeń przy opracowywaniu samych metod analizy. Dobra zgodność potwierdza poprawność otrzymanych wyników.

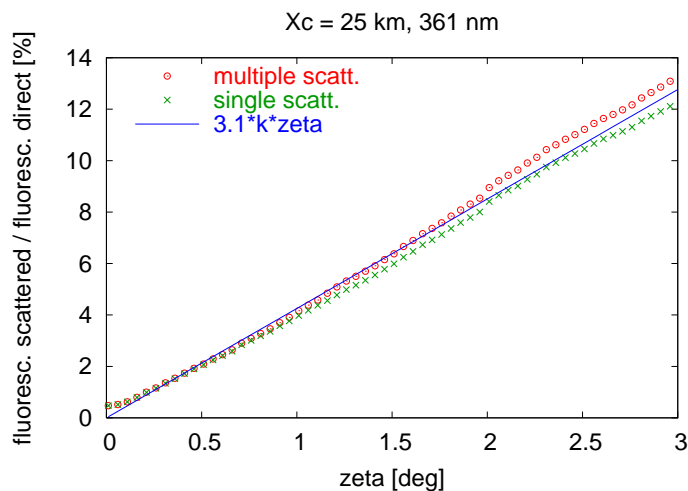
W pracy [123] przedstawione są wyniki symulacji Monte Carlo wielokrotnego rozpraszania fotonów; wyniki te stanowią również punkt odniesienia w pracy [129]. Wykonywane były symulacje pionowych wielkich pęków, co dzięki symetrii osiowej zagadnienia pozwoliło przyspieszyć obliczenia. Założono izotropową emisję światła, ze źródła o stałym natężeniu wzdłuż całej jego drogi przez



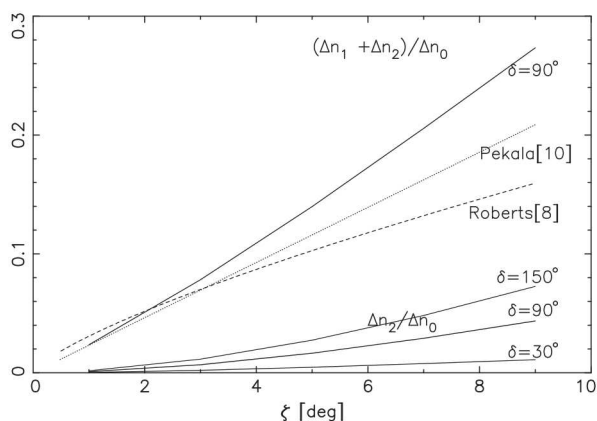
Rysunek 64: Przewidywana w pracy [123] wielkość sygnału od światła wielokrotnie rozproszonego (linia), porównana z wynikami symulacji opisywanych w niniejszej pracy (punkty). Dla dokładniejszego porównania wykonane zostały symulacje rozpraszania wyłącznie światła fluorescencyjnego (izotropowego) [127].

atmosferę. Dla porównania wyników uzyskanych dwiema różnymi metodami, z wyników symulacji opisanych powyżej wybrany został zestaw pionowych wielkich pęków. Dla nich obliczone zostały obserwowane natężenia bezpośredniego i rozproszonego światła fluorescencyjnego, bez uwzględniania emisji czerenkowskiej. Wyniki te przedstawione są na rys. 64, w funkcji parametrów użytych w [123]: $\tau \cdot \alpha \cdot \sqrt{d}$, gdzie τ i d są tymi samymi grubościami optycznymi i odległościami co powyżej, a α jest współczynnikiem rozpraszania światła (w jednostkach 1/m) w punkcie emisji światła. Linia zaznaczona jest wartością przewidywaną na podstawie parametryzacji [123]. Parametryzacja ta przewiduje wzrost wkładu światła rozproszonego w funkcji $\tau \cdot \alpha \cdot \sqrt{d}$, od którego zauważalne jest miejscowe odstępstwo w wynikach symulacji. Zachodzi to dla punktów nisko nad ziemią, gdzie większa część paczek fotonów jest absorbowana na powierzchni i wypada z symulacji rozpraszania, co może tłumaczyć tę rozbieżność. Poza tym efektem zgodność wyników, uzyskanych dwiema różnymi metodami, jest dość dobra.

Poza symulacjami Monte Carlo, prowadzone były również prace nad analitycznym opisem wielokrotnego rozpraszania światła. Na rys. 65 przedstawione jest porównanie wyników symulacji z wczesnymi obliczeniami [132], wykonywanymi przy założeniu atmosfery czysto molekularnej o stałej gęstości powietrza.



Rysunek 65: Przykładowe porównanie wyniku symulacji rozpraszania Rayleigha (punkty) z przewidywaną w [132] zależnością: $3.1 \cdot k \cdot \zeta$, gdzie $k = d/\lambda$ (linia) [127].



Rysunek 66: Porównanie względnego natężenia światła rozproszonego do bezpośredniego, określonego w [136] (górna ciągła linia), z przewidywaniami parametryzacji opisaney w niniejszej pracy (Pekala) oraz [123] (Roberts). Wielkości obliczone dla wielkiego pęku oddalonego o 24 km, obserwowanego 10° nad horyzontem [136].

Do tego porównania wykonane zostały symulacje uwzględniające tylko rozpraszanie Rayleigha, imitujące stałą gęstość powietrza poprzez obserwację wielkich pęków nisko nad powierzchnią ziemi. Mimo zupełnie różnych metod określenia

wkładu od światła wielokrotnie rozproszonego widoczna jest dobra zgodność wyników. Kolejne prace nad analitycznymi i numerycznymi obliczeniami wkładu od rozproszonego światła obejmowały coraz wierniejsze opisy atmosfery, obejmujące eksponencjalne modele rozkładu gęstości powietrza i aerozoli. Wielki pęk jest w przybliżeniu opisywany jako poruszające się izotropowe źródło światła. Wyniki pracy [136], porównane z parametryzacjami uzyskanymi w oparciu o symulacje, przedstawione są na rys. 66. Przy dużych kątach ζ uwidaczniają się rozbieżności, jednak w najistotniejszym zakresie $\zeta \lesssim 4^\circ$ wszystkie przewidywania są zadowalająco zgodne ze sobą. Należy bowiem pamiętać, że w analizie danych eksperymentalnych istotne jest określenie wkładu światła wielokrotnie rozproszonego w stosunkowo niewielkim obszarze, z którego przychodzi dominujący przyczynek od światła bezpośredniego.

7 Punktowe źródła światła

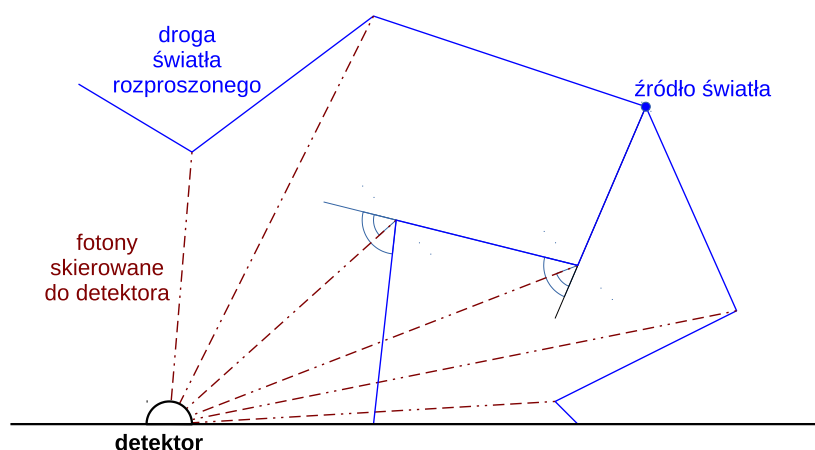
Omówiona powyżej analiza miała na celu określenie wkładu światła wielokrotnie rozpraszanego do obserwowanego sygnału wielkiego pęku. W takim przypadku w symulacji wielokrotnego rozpraszania należy uwzględnić emisję światła na całej drodze wielkiego pęku. Każdy z punktów wzdłuż tej drogi jest źródłem światła, które rozchodzi się w atmosferze i ostatecznie przyczynia się do powstania słabego sygnału światła rozproszonego, przychodzącego do detektora z dużych obszarów nieba. Wkłady od światła emitowanego w różnych punktach, ze stosownymi opóźnieniami, nakładają się na siebie, tworząc rozległą otoczkę wokół przesuwającego się obrazu wielkiego pęku. Przy samej analizie obserwacji wielkich pęków wystarczy znać wielkość przyczynku od światła wielokrotnie rozproszonego w obszarze, z którego w danej chwili rejestrowane jest bezpośrednio światło od wielkiego pęku. Do tego wystarczające jest użycie parametryzacji nowego sygnału (20) przy rekonstrukcji własności wielkich pęków na podstawie obserwacji.

Nieodłączną częścią badań promieni kosmicznych najwyższych energii są symulacje rozwoju i obserwacji wielkich pęków. Symulacje te zawierają również obliczenia wielkości sygnału rejestrowanego w detektorach fluorescencyjnych. Na podstawie profilu podłużnego rozwoju wielkiego pęku określany jest depozyt energii wzdłuż całej jego trasy, co pozwala obliczyć ilość światła wyemitowanego w poszczególnych punktach. Uwzględniając położenie i warunki atmosferyczne można następnie obliczyć, jaki sygnał od światła bezpośredniego zostanie zarejestrowany w detektorze. Do tego należy dodać wkład od wielokrotnie rozpraszanego światła. Jest to konieczne nie tylko dla ścisłości samych symulacji, ale również z uwagi na to, że często wykonywane są rekonstrukcje symulowanych wielkich pęków. Testem poprawności narzędzi używanych przy rekonstrukcji własności wielkich pęków są ciągi symulacji-rekonstrukcji, które na wyjściu powinny jak najlepiej odtworzyć własności założone na wejściu. Do poprawnej interpretacji obserwacji konieczne jest uwzględnienie wkładu od światła wielokrotnie rozproszonego przy rekonstrukcji. Do utrzymania spójności analizy potrzebna jest więc również analogiczna poprawka w symulacjach. Parametryzacja (20) i podobne opisują sygnał powstający w wyniku nakładających się przyczynków z wszystkich wcześniejszych faz rozwoju wielkiego pęku. W symulacjach potrzebny jest natomiast opis sygnału wywołanego punktowymi emisjami światła.

Konieczne jest zatem wykonanie analizy rozpraszania światła, towarzyszącego krótkotrwałej emisji ze źródła punktowego. Takie przybliżenie jest wystarczające, gdyż cały rozwój wielkiego pęku można z dużą dokładnością przybliżyć zbiorem punktowych źródeł światła, emitujących impulsy w kolejnych chwilach i odpowiadających im położeniach. Wynikiem takiej analizy będzie opis rozkładu na niebie sygnałów pochodzących od światła rozpraszanego, tak jak jest obserwo-

wany w detektorze. Nie można przy tym ograniczyć się tylko do bezpośredniego sąsiedztwa punktu emisji – światło pochodzące z jednego punktu, po rozproszeniach w powietrzu może być obserwowane równocześnie ze światłem bezpośrednim wyemitowanym w odległym punkcie. Konieczne jest także określenie jak rozkłady te zmieniają się w czasie. Dla poprawnej symulacji rejestrowanego obrazu należy uwzględnić wkłady światła rozproszonego o różnych opóźnieniach.

Innym zastosowaniem dla symulacji rozpraszania światła ze źródła punktowego są prace poświęcone analizie sygnałów rejestrowanych w całym polu widzenia detektorów fluorescencyjnych. Przy obserwacji wielkich pęków, jak również przy wykonywaniu pomiarów przy użyciu sztucznych źródeł światła, wokół centralnego obrazu obserwuje się rozległą otoczkę (halo) słabego światła [148–150]. Pomiar kalibracyjny detektorów fluorescencyjnych wykonywane są przy użyciu zdalnie sterowanych aparatów latających, do których podwieszane są źródła izotropowego światła ultrafioletowego. Urządzenia te są nakierowywane na różne pozycje w polu widzenia detektorów fluorescencyjnych, w których następuje odczyt rejestrowanego sygnału. Słaby, ale mierzalny sygnał rejestrowany z kierunków odległych od obserwowanego położenia źródła światła wymaga wytłumaczenia. Może on być powodowany przez efekty aparaturowe, takie jak drobne niedoskonałości układu optycznego detektora. Spodziewać się jednak należy, że wielokrotne rozpraszanie światła w atmosferze, jeszcze przed dotarciem do detektora, spowoduje powstanie rozległej otoczki słabego światła, odpowiedzialnej przynajmniej za część obserwowanego zjawiska halo. Do określenia znaczenia tego efektu potrzebne są właśnie symulacje propagacji i rozpraszania światła emitowanego przez źródła punktowe.



Rysunek 67: Schemat symulacji wielokrotnego rozpraszania światła emitowanego przez źródło punktowe.

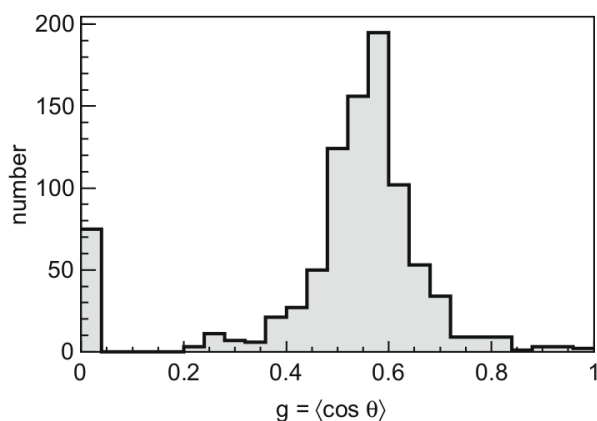
Symulacje zostały wykonane także przy użyciu programu *Hybrid_fadc*, po wykonaniu kolejnych modyfikacji. W poprzedniej wersji światło jest emitowane wzdłuż całej długości rozwoju wielkiego pędu w atmosferze – na potrzeby symulacji źródeł punktowych emisja ta została pominięta. Zamiast tego wybierany jest jeden punkt, jako położenie źródła światła. Jego współrzędne są zadawane w odniesieniu do detektora. Żaden kierunek z punktu widzenia detektora nie jest wyróżniony, więc do określenia położenia punktu emisji wystarczy zadać jego odległość (przy używanym w symulacjach prostokątnym układzie współrzędnych zadawana była odległość między detektorem a rzutem wybranego punktu na powierzchnię ziemi) oraz wysokość nad gruntem. Punkt o tych współrzędnych jest miejscem startu propagacji wszystkich symulowanych paczek fotonów. Ponieważ emisja światła odbywa się w jednym punkcie, a nie w wielu kolejnych krokach, liczba paczek może zostać znacząco zwiększona – w wykonywanych symulacjach była rzędu 10^8 - 10^9 . Ilość emitowanego światła można dowolnie określić, choć nie ma to dużego znaczenia, gdyż także w tej analizie zasadniczo rozważane będą względne wielkości sygnału światła rozproszonego w stosunku do bezpośredniego. Wykorzystując procedury opisane powyżej, program losuje drogi i punkty rozpraszania światła w atmosferze (rys. 67). Przy każdym rozproszeniu określana jest odpowiadająca mu wielkość sygnału rejestrowanego w detektorze, a także czas i kierunek z którego jest obserwowany.

Dodatkowo program *Hybrid_fadc* został zmodyfikowany tak, aby nie brać pod uwagę efektów detektorowych. Poprzednia wersja uwzględniała charakterystyki takie jak przepuszczalność filtra w różnych przedziałach widmowych, straty w układzie optycznym, wydajność fotopowielaczy. W programach używanych do symulacji wielkich pędów efekty te są już uwzględniane w istniejących procedurach, więc symulacje wielokrotnego rozpraszania ze źródeł punktowych powinny ograniczyć się do określenia natężenia i rozkładu kąтового światła na aperturze detektora.

Przed symulacją można określić długość czasu emisji. Możliwa jest emisja natychmiastowa, przy której wszystkie paczki fotonów startują w tym samym momencie. Można również zadać okres trwania emisji – wtedy czasy startu są losowane w tym przedziale.

W wykonywanych symulacjach użyty został izotropowy rozkład światła. Odpowiada to zarówno rozkładowi światła fluorescencyjnego, stanowiącego przeważającą większość fotonów emitowanych przy przejściu wielkich pędów, jak też rozkładowi emisji sztucznych źródeł używanych w pomiarach kalibracyjnych [149, 150]. Możliwe jest także zadanie dowolnego innego początkowego rozkładu kąтового fotonów.

Program zachował wszystkie swoje możliwości w zakresie symulowania dowolnych warunków atmosferycznych obserwacji. Korzystając jednak z wyników poprzednich analiz, własności nie mające znaczącego wpływu na wyniki symu-

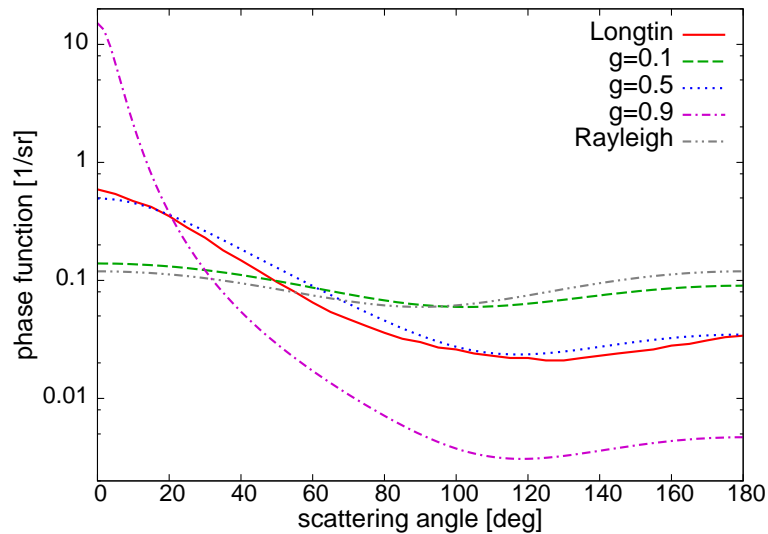


Rysunek 68: Zmierzone w Obserwatorium Pierre Auger wartości parametru asymetrii g rozkładu kąтового rozpraszania na aerozolach [99].

lacji wielokrotnego rozpraszania zostały przyjęte jako stałe. Użyty został model atmosfery US Standard, pionowy rozkład aerozoli opisany modelem eksponencjalnym o skali wysokości 1.2 km, położenie detektora to 1570 m n.p.m.

Rozkład kątowy prawdopodobieństwa rozpraszania na aerozolach, a w szczególności wpływ jego zmian na wielkość sygnału od wielokrotnego rozpraszania, był badany uprzednio w pracy [123]. Wykorzystane zostały przy tym rozkłady modelujące typowe warunki na obszarach pustynnych. Przy pomocy urządzenia Aerosol Phase Function Monitor w Obserwatorium Pierre Auger wykonywane są pomiary rzeczywistych rozkładów kątowych. Do wyników pomiarów dopasowywana jest zmodyfikowana funkcja Henyey'a-Greensteina (13). Uzyskane wartości parametru asymetrii g są przedstawione na rys. 68. Większość zmierzonych rozkładów jest zbliżona do przewidywań poprzednio używanych modeli ($\langle g \rangle = 0.56 \pm 0.10$). Przy bardzo małej koncentracji aerozoli w powietrzu, gdy wyniki pomiarów są zgodne z rozpraszaniem na molekułach, g jest przypisywana wartość zero. Część pomiarów ujawnia jednak rozkłady kątowe rozpraszania na aerozolach znacząco odbiegające od średnich. Może to być oznaka zmian składu aerozoli na monitorowanym obszarze. Duże wartości parametru $g \gtrsim 0.8$ odpowiadają aerozolom o przeciętnych rozmiarach kilku μm , podczas gdy przy cząstkach o rozmiarach poniżej mikrona rozpraszanie będzie opisane rozkładami odpowiadającymi małym wartościom g . Dodatkowo, zależność między wartością g a średnim rozmiarem aerozoli zależy od długości fali, co oznacza że nawet w tych samych warunkach atmosferycznych rozkłady kątowe rozpraszania będą różne dla fotonów o różnych długościach fali [151, 152].

Dla zbadania wpływu, jaki mogą mieć tak znaczne zmiany własności ae-



Rysunek 69: Rozkłady kątowe rozpraszania na aerozolu i molekułach użyte w symulacjach [131].

rozoli, na wielkość sygnału od światła wielokrotnie rozproszonego, symulacje zostały przeprowadzone dla różnych rozkładów kątowych prawdopodobieństwa rozpraszania, przedstawionych na rys. 69. Jednym z nich był rozkład oparty na modelu pustynnym [146] (Longtin), standardowo używany w programie *Hybrid_fadc*. W symulacjach użyte zostały także rozkłady według zmodyfikowanej funkcji Henyey’a-Greensteina, dla wartości parametru g równych 0.1, 0.5 oraz 0.9. Rozkłady te różnią się znacząco: od silnego skupienia rozpraszania wokół kierunków do przodu dla $g=0.9$, do dużo bardziej jednorodnego rozkładu dla $g=0.1$ (dla porównania pokazany jest również rozkład kątowy rozpraszania Rayleigha, $\propto 1 + \cos^2 \theta$). Przyjęta została wartość $f=0.4$, najlepiej opisująca wielkość małego pików rozkładu przy rozpraszaniach wstecz.

Symulacje wielokrotnego rozpraszania światła ze źródła punktowego zostały wykonane dla szerokiego zakresu geometrii obserwacji, a także warunków atmosferycznych: od dużej koncentracji aerozoli aż do atmosfery prawie czysto molekularnej. Użyte zostały wszystkie kombinacje następujących wartości:

- zrzutowana odległość od detektora: 3, 7, 15, 25, 35 km;
- wysokość nad powierzchnią ziemi: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 10 km;
- całkowita średnia droga rozpraszania na poziomie gruntu Λ_T : 6.6, 10, 12.6, 17, 19.9 km (wartości te odpowiadają Λ_A równemu 9.6, 19.2, 32, 96 i 480 km, przy stałym $\Lambda_{Rayleigh}$ równym 20.7 km dla 370 nm);

- cztery różne rozkłady kątowe prawdopodobieństwa rozpraszania na aerozolah.

W symulacjach przyjęte zostało założenie, że źródło emituje światło monochromatyczne. Użycie szerszego widma o określonym profilu ograniczałoby zastosowanie wyników dla źródeł o innych charakterystykach. Wyniki otrzymane przy jednej długości fali mogą być zastosowane dla innych części widma poprzez przeliczenie grubości optycznej τ stosownie do długości fali. Do wykonania symulacji wybrane zostało światło w przedziale widmowym 370 nm, odpowiadającym źródłom światła używanym w urządzeniach kalibracyjnych detektorów fluorescencyjnych.

W przebiegu symulacji generowane są impulsy światła, przychodzące do detektora w momentach odpowiadających ich losowym drogom. Sygnały te są sumowane w wybranych przedziałach czasu. Jeśli użyje się krótszych przedziałów czasowych zwiększy się czułość na zmiany, jakim podlega obraz światła rozproszonego, ale kosztem gorszego określenia rozkładu światła na niebie, w wyniku mniejszej statystyki impulsów przychodzących w krótszym czasie. W przeprowadzonych symulacjach 100 ns zostało wybrane jako jednostka czasu zbierania światła. Odpowiada to rozdzielczości czasowej rzeczywistych detektorów fluorescencyjnych [29,32,76]. Określona musi zostać również czasowa charakterystyka emisji światła. Przy obserwacji wielkich pęków mamy do czynienia z ciągłą emisją, zmieniającą się stosunkowo powoli w skali rozdzielczości czasowej detektorów. Dlatego w symulacjach założono źródło o stałym natężeniu emisji. Czas trwania emisji został ustalony jako równy jednemu przedziałowi czasowemu zbierania światła, czyli także 100 ns. Dzięki temu w prosty sposób można obliczyć oczekiwany obraz światła wielokrotnie rozproszonego, poprzez sumowanie przyczynków o różnych opóźnieniach.

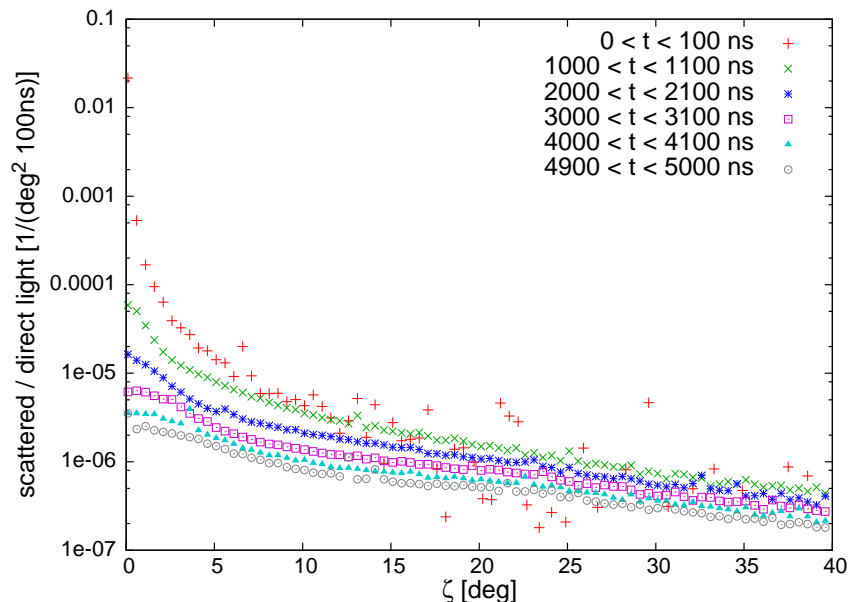
Jak już wspomniano wcześniej, w symulacjach daje się zauważyć impulsy światła rozproszonego znacznie silniejsze od przeciętnych wartości. Zdarza się tak, jeśli do rozproszenia dojdzie bardzo blisko detektora. Aby zminimalizować wpływ tego efektu na wyniki, w tej analizie wszystkie symulacje zostały powtórzone dziesięć razy, a ich wyniki uśrednione.

7.1 Wyniki symulacji

Po wykonaniu każdej symulacji otrzymujemy wynik w postaci serii rozkładów światła rozproszonego, jakie są obserwowane z punktu widzenia detektora w kolejnych przedziałach czasowych. W symulacjach zapisywana jest informacja o świetle rozproszonym rejestrowanym w ciągu $5 \mu\text{s}$ od momentu rozpoczęcia obserwacji. Za punkt odniesienia skali czasowej ($t = 0$) został wybrany moment, w którym do detektora docierają pierwsze fotony bezpośrednio, czyli biegnące po li-

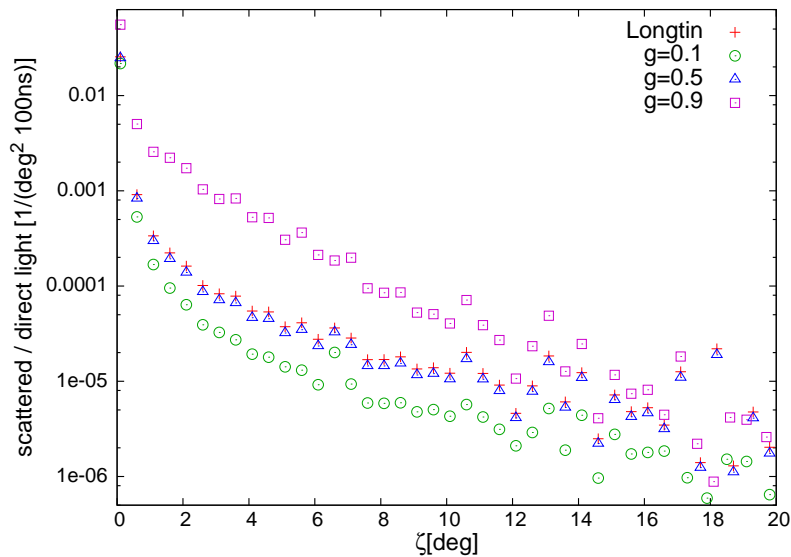
nii prostej od źródła. Rozkłady światła na niebie są obliczane w funkcji promienia ζ , czyli kątowej odległości od obserwowanego położenia źródła światła.

Aby wyniki były niezależne od założeń o ilości emitowanego światła, wyniki symulacji zostały obliczone jako względne wartości, w odniesieniu do światła bezpośredniego docierającego do detektora. Wielkość tego bezpośredniego sygnału jest obliczana z uwzględnieniem odległości między źródłem a detektorem oraz osłabienia światła w atmosferze na tym odcinku. Symulowane źródło emituje światło przez 100 ns, co oznacza że tylko w pierwszym przedziale czasowym możliwe jest porównywanie przyczynków od światła bezpośredniego i rozproszonego. Dla zachowania spójnej normalizacji wyników, wielkość sygnału od światła bezpośredniego jest używana jako poziom odniesienia dla światła rozproszonego w całym okresie obserwacji.



Rysunek 70: Przykładowe wyniki symulacji dla źródła światła w odległości 7 km, na wysokości 3 km nad ziemią. Rozkłady światła rozproszonego docierającego do detektora, w funkcji kąta ζ , w wybranych przedziałach czasowych [131].

Przykładowe wyniki z jednej symulacji rozpraszania światła przedstawione są na rys. 70. Wielkość sygnału od światła rozproszonego przychodzącego w ciągu 100 ns jest podana w przeliczeniu na kąt bryłowy jednego stopnia kwadratowego. Dzięki skali logarytmicznej widoczny jest szybki spadek wielkości tego sygnału wraz z odległością od obserwowanego położenia źródła. Najbardziej wyraźny spadek występuje w pierwszych przedziałach czasowych. W tym krótkim czasie światło nie zdąży bardzo oddalić się od linii prostej między źródłem a detektorem,



Rysunek 71: Przykładowe wyniki symulacji dla różnych rozkładów kątowych prawdopodobieństwa rozpraszania na aerozolu. Symulacje dla źródła odległego o 7 km, na wysokości 3 km nad ziemią, przy założeniu takiej samej koncentracji aerozolu (ta sama wartość Λ_T). Wyniki przedstawione dla pierwszych 100 ns obserwacji [131].

co oznacza że obserwowane są głównie fotony rozproszone pod małymi kątami. Dla późniejszych czasów obserwacji światło rozproszone nie jest już tak silnie skupione w centrum obrazu.

Wyniki symulacji pozwalają oszacować znaczenie wielokrotnego rozpraszania światła w różnych warunkach. Analiza przedstawiona powyżej (część 6.4) pokazała, że największych przyczynków należy oczekiwać przy dużych odległościach i małych wysokościach – wyniki te znajdują potwierdzenie w symulacjach zakładających źródła punktowe. Dla rozkładu kąтового rozpraszania na aerozolu w warunkach pustynnych (Longtin), suma światła rozproszonego w promieniu 1° od centrum obrazu osiąga $\simeq 1\%$ światła bezpośredniego dla najwyższych odległości od detektora (35 km) i maleje dla mniejszych odległości. Największe przyczynki są rejestrowane w pierwszych przedziałach czasowych obserwacji. W tym okresie światło jest silnie skupione wokół centrum obrazu; w obszarze kilku stopni od centrum natężenie spada o rząd wielkości. Oznacza to, że zsumowany sygnał światła rozproszonego rośnie bardzo wolno z kątem ζ : w promieniu 5° jest tylko około dwukrotnie większy, niż w promieniu 1° . Z upływem czasu obserwowane natężenie światła rozproszonego spada – około rzędu wielkości w ciągu pierwszej mikrosekundy – a rozkład na niebie staje się bardziej równomierny.

Na rys. 71 pokazany jest wpływ rozkładów kątowych rozpraszania na aerozoluach na wyniki symulacji. Do porównania wybrane zostały symulacje z takimi samymi położeniami źródła światła, jak również tymi samymi koncentracjami aerozoli w powietrzu. Całkowite prawdopodobieństwo rozpraszania na aerozoluach było takie samo, różnice występowały tylko w rozkładzie kątów rozpraszania. Jak widać duże odchylenia od przeciętnego rozkładu wprowadzają znaczące różnice w wielkości sygnału pochodzącego od światła rozproszonego. Największe różnice między tymi rozkładami są widoczne przy małych kątach rozpraszania. Na początku obserwacji, gdy to właśnie wkład od światła rozproszonego pod małymi kątami jest najistotniejszy, różne rozkłady wywołują największe zmiany. Gdy pik rozpraszania do przodu jest duży, dla $g = 0.9$, wkład od światła wielokrotnie rozproszonego w promieniu 1° może w skrajnych przypadkach przekroczyć 10% sygnału bezpośredniego. Dla rozkładów bardziej równomiernych, przy $g = 0.1$, wielkość tego wkładu w każdych warunkach jest mniejsza niż 1%.

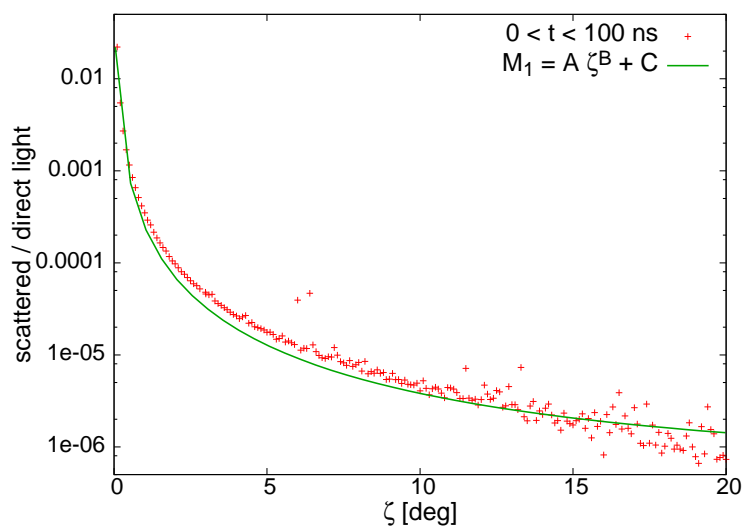
7.2 Parametryzacja rozkładu światła wielokrotnie rozproszonego

Podobnie jak w przypadku symulacji rozpraszania światła wielkich pęków, celem tej pracy jest nie tylko określenie wielkości wkładu od światła wielokrotnie rozproszonego do obserwowanego obrazu, ale także znalezienie możliwie prostej do użycia parametryzacji, która pozwoli uwzględnić ten efekt bez potrzeby wykonywania czasochłonnych symulacji rozpraszania światła dla różnych geometrii i warunków atmosferycznych.

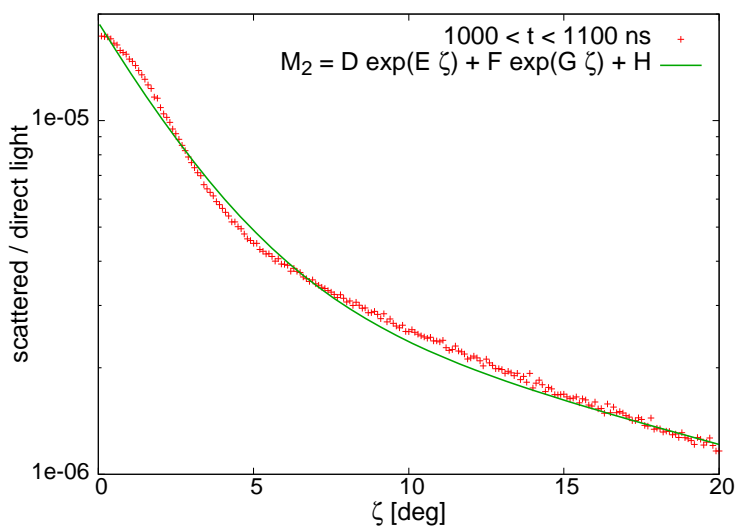
W przypadku opisu obserwacji źródeł punktowych, parametryzacja powinna umożliwiać jak najdokładniejsze obliczanie wkładu światła rozproszonego nie tylko w kierunkach bliskich położenia źródła, ale również w odleglejszych obszarach nieba. Musi ona również opisać zmiany rozkładów światła rozproszonego następujące w kolejnych chwilach obserwacji.

Przy analizie wyników symulacji liczne postaci różnych funkcji matematycznych zostały przetestowane pod kątem dokładności dopasowania do przebiegu tych wyników. Najtrudniejsze okazało się oddanie zmian rozkładów światła rozproszonego zachodzących w czasie. Na początku światło to jest silnie skupione w centrum obrazu, z upływem czasu rozkład poszerza się, a pik centralny znacznie się obniża. Żadna funkcja nie opisywała z wystarczającą dokładnością kształtów tych rozkładów dla wszystkich czasów obserwacji. Spośród wszystkich zbadanych funkcji wybrane zostały dwie, dobrze pasujące do rozkładów światła w różnych przedziałach czasu.

Dla pierwszych 200 ns wybrana została funkcja postaci: $M_1 = A\zeta^B + C$. Taka funkcja potęgowa dobrze oddaje silne skupienie światła rozproszonego w



Rysunek 72: Przykład dopasowania funkcji do wyników jednej symulacji, dla wczesnych faz obserwacji: 0-100 ns od początku. Do dopasowania użyta została funkcja potęgowa [131].



Rysunek 73: Przykład dopasowania funkcji do wyników jednej symulacji, dla późnych faz obserwacji: 1000-1100 ns od początku. Do dopasowania użyta została suma dwóch eksponent [131].

centrum obrazu w pierwszych przedziałach czasowych (rys. 72). Dla czasów obserwacji większych niż 200 ns użyta została suma dwóch eksponent: $M_2 =$

$D \exp(E\zeta) + F \exp(G\zeta) + H$. Funkcja takiej postaci daje się dobrze dopasować do szerszych rozkładów w chwilach późniejszych (rys. 73).

Poza dopasowaniem do rozkładu światła rozproszonego na niebie i opisaniem jego zmian z upływem czasu, parametryzacja musi uwzględniać także inne zmienne, mające wpływ na wielkość obserwowanego sygnału od światła rozproszonego, takie jak położenie źródła i warunki atmosferyczne. Poprzednia analiza pokazała, że użycie parametrów takich jak wysokość nad gruntem h i grubość optyczna na odcinku źródło światła-detektor τ pozwala uwzględnić geometrię i warunki atmosferyczne.

Ostatecznie parametryzacja jest funkcją kąta od centrum obrazu ζ , czasu od początku obserwacji t , wysokości źródła nad ziemią h oraz grubości optycznej na drodze w linii prostej do detektora τ . Funkcje M_1 i M_2 oddają zależność od kąta ζ , natomiast obecne w ich wzorach parametry, od A do H , są funkcjami pozostałych zmiennych: t , h i τ . Szczegóły tych zależności zostały ustalone w procesie dopasowywania funkcji do wyników symulacji. Na przykład parametry funkcji M_2 (D do H) maleją z czasem, każdy z nich z charakterystycznym dla siebie wykładnikiem tej zależności.

Parametryzacja pozwala obliczyć sygnał pochodzący od światła rozproszonego, w stosunku do odebranego w pierwszym przedziale czasowym sygnału bezpośredniego. Jest to wielkość sygnału rozproszonego odbieranego w ciągu 100 ns, w przedziale czasu $[t, t+100 \text{ ns}]$, z obszaru nieba o powierzchni jednego stopnia kwadratowego i odległego od centrum obrazu o kąt ζ . Kąt ζ podawany jest w stopniach, t w nanosekundach, wysokość h w kilometrach.

$$\begin{aligned} t < 200ns : M_1 &= A\zeta^B + C \\ t \geq 200ns : M_2 &= D \exp(E\zeta) + F \exp(G\zeta) + H \end{aligned} \quad (22)$$

Dla rozkładu kąтового rozpraszania na aerozolu Longtina:

$$\begin{aligned} A &= (0.00152 + 1.65 \cdot 10^{-5} \times t) \times \tau^{0.0826+0.00525t} \times \exp(-0.644h) \\ &\quad + 5.69 \cdot 10^{-5} + 1.1 \cdot 10^{-6} \times t \\ B &= -0.0504h\tau + (-0.170 + 0.000766t)\tau - 0.0323h - 1.78 + 0.00814t \quad (23) \\ C &= 3.59 \cdot 10^{-6} \times \tau + (2.03 \cdot 10^{-7} + 1.65 \cdot 10^{-9} \times t)h \\ &\quad + 2.44 \cdot 10^{-6} - 6.2 \cdot 10^{-8} \times t \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D &= 128\tau \times \exp(-0.329h) \times t^{-1.76} \\ E &= (-81.3\tau + 21.8)h \times t^{-0.857} \\ F &= 2004\tau \times \exp(-0.103 \times h) \times t^{-2.22} \quad (24) \\ G &= (-132h\tau + 78.4h - 600) \times t^{-0.833} \\ H &= 0.0207 \times \exp(-0.367\tau) \times \exp(-0.371h) \times t^{0.0812h-1.54} \end{aligned}$$

Dla funkcji Henyey'a-Greensteina, przy $g = 0.1$:

$$\begin{aligned}
A &= (0.000272 + 7.88 \cdot 10^{-6} \times t) \times \tau^{-0.248+0.0061t} \times \exp(-0.456h) \\
&\quad + 4.04 \cdot 10^{-5} + 1.29 \cdot 10^{-6} \times t \\
B &= -0.0372h\tau + (-0.272 + 0.000413t)\tau - 0.00927h - 2.04 + 0.009t \quad (25) \\
C &= 1.61 \cdot 10^{-6} \times \tau + (-1.56 \cdot 10^{-8} + 2.82 \cdot 10^{-9} \times t)h \\
&\quad + 1.64 \cdot 10^{-6} - 5.09 \cdot 10^{-8} \times t \\
D &= 43\tau \times \exp(-0.098h) \times t^{-1.72} \\
E &= (-55.4\tau + 18)h \times t^{-0.829} \\
F &= 2275\tau \times \exp(-0.0586 \times h) \times t^{-2.26} \\
G &= (-151h\tau + 78.6h - 457) \times t^{-0.814} \\
H &= 22.1 \times \exp(-9.99\tau) \times \exp(-2.99h) \times t^{0.0258h-0.881}
\end{aligned} \quad (26)$$

Dla funkcji Henyey'a-Greensteina, przy $g = 0.5$:

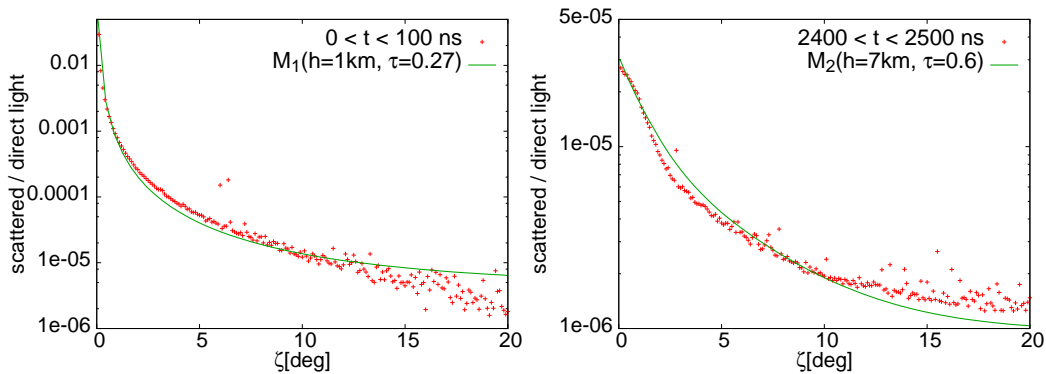
$$\begin{aligned}
A &= (0.00123 + 1.6 \cdot 10^{-5} \times t) \times \tau^{0.0346+0.00544t} \times \exp(-0.637h) \\
&\quad + 5.49 \cdot 10^{-5} + 1.15 \cdot 10^{-6} \times t \\
B &= -0.0495h\tau + (-0.186 + 0.000749t)\tau - 0.0292h - 1.82 + 0.00831t \quad (27) \\
C &= 2.98 \cdot 10^{-6} \times \tau + (1.41 \cdot 10^{-7} + 2.03 \cdot 10^{-9} \times t)h \\
&\quad + 2.3 \cdot 10^{-6} - 5.62 \cdot 10^{-8} \times t \\
D &= 90.7\tau \times \exp(-0.215h) \times t^{-1.77} \\
E &= (-74.6\tau + 19.8)h \times t^{-0.863} \\
F &= 4260\tau \times \exp(-0.297 \times h) \times t^{-2.24} \\
G &= (-130h\tau + 77.2h - 613) \times t^{-0.829} \\
H &= 0.0141 \times \exp(-0.286\tau) \times \exp(-0.415h) \times t^{0.0748h-1.44}
\end{aligned} \quad (28)$$

Dla funkcji Henyey'a-Greensteina, przy $g = 0.9$:

$$\begin{aligned}
A &= (0.0128 - 4.4 \cdot 10^{-5} \times t) \times \tau^{0.607+0.0026t} \times \exp(-0.43h) \\
&\quad + 0.000474 - 5.66 \cdot 10^{-6} \times t \\
B &= (0.0343 - 0.000747t)h\tau + (-0.178 + 0.0023t)\tau \\
&\quad + (-0.0132 - 0.000584t)h - 1.33 + 0.00665t \\
C &= (-4.34 \cdot 10^{-6} - 1.35 \cdot 10^{-6} \times t)\tau + (4.73 \cdot 10^{-6} + 2.61 \cdot 10^{-7} \times t)h \\
&\quad - 1.18 \cdot 10^{-5} - 8.11 \cdot 10^{-7} \times t
\end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned}
D &= 161\tau \times \exp(-0.068h) \times t^{-1.45} \\
E &= (-60.2\tau + 38.5)h \times t^{-0.244} \\
F &= 934\tau \times \exp(-0.0437 \times h) \times t^{-2.16} \\
G &= (-49.5h\tau + 164h - 1340) \times t^{-0.824} \\
H &= -0.0854 \times \exp(0.263\tau) \times \exp(-0.767h) \times t^{-1.11}
\end{aligned} \tag{30}$$

Ostatecznie parametryzacja przybiera dość złożoną formę, konieczną do opisanie wszystkich zależności. Jednak po włączeniu jej do programu komputerowego możliwe jest łatwe i szybkie obliczanie sygnału od światła rozproszonego, na podstawie tylko kilku parametrów opisujących warunki obserwacji. Symulacje wykonywane były bez uwzględnienia detektora, dlatego wyniki te można stosować w modelowaniu obserwacji wykonywanych przy pomocy detektorów o dowolnych własnościach.



Rysunek 74: Przykład jakości dopasowania wyników symulacji (przy użyciu rozkładu Longtina) do funkcji użytej do parametryzacji [131].

Jak widać na rys. 74, ostateczna parametryzacja jest w stanie dobrze oddać rozkłady światła wielokrotnie rozproszonego, uzyskane w symulacjach. Do dopasowania zostały użyte rozkłady z obszarów nieba w odległościach do 90° od centrum obrazu. Parametryzacja umożliwia obliczenie wartości natężenia światła rozproszonego z dobrą dokładnością dla kątów $\zeta \lesssim 20^\circ$. Dla większych kątów wartość obliczona z parametryzacji może różnić się od wyniku symulacji nawet o rząd wielkości. Mała dokładność w tym obszarze wynika częściowo z trudności uzyskania dobrego dopasowania do bardzo małych wartości. Ilość światła rozproszonego w tak dużych odległościach od centrum obrazu jest rzędu 10^{-5} światła bezpośredniego i mniej, co oznacza że bardzo małe niedokładności dopasowania parametryzacji przekładają się na duże różnice względne. Z drugiej strony, przy

tak słabym, praktycznie niemierzalnym sygnale, te niedokładności parametryzacji nie powinny w zauważalny sposób wpłynąć na wyniki w jakichkolwiek zastosowaniach.

Dla większych odległości, odpowiadających grubościom optycznym $\tau \gtrsim 0.25$, przy których przyczynek od światła rozproszonego jest też największy, parametryzacja odtwarza wyniki symulacji z najwyższą dokładnością. Blisko centrum obrazu, dla $\zeta \lesssim 5^\circ$, odchylenia są poniżej 20%. W większych odległościach, do około 20° , gdzie sam sygnał jest już znacząco słabszy, różnice mieszczą się w granicach 100%. Dla mniejszych odległości, $\tau \lesssim 0.25$, różnice między parametryzacją a wynikami symulacji mogą być większe: dla $\zeta \simeq 5^\circ$ mogą osiągnąć poziom 100%.

Przy analizie wyników symulacji rozdzielczość czasowa obserwacji została ustalona na 100 ns. Uzyskane wyniki można również zastosować dla przedziałów czasowych innych długości. Szczególnie łatwe jest to dla dłuższych jednostek czasu, gdzie wystarcza sumowanie przyczynków z odpowiednimi opóźnieniami. Także przy krótszych przedziałach czasowych można użyć tych wyników, ale należy przy tym zwrócić uwagę na szybkie zmiany rozkładu światła rozproszonego, które zachodzą na początku obserwacji.

W symulacjach założony został izotropowy rozkład emisji światła. W przypadku promieniowania czerenkowskiego występuje silne skupienie emisji wokół wyróżnionego kierunku, można więc oczekiwać, że analiza rozpraszania przy założeniu takiego rozkładu początkowego dałaby nieco inne wyniki. Zanim taka praca zostanie wykonana, możliwe jest do pewnego stopnia użycie dotychczasowych wyników do oszacowania tego efektu. Należy pamiętać, że sygnał od bezpośredniego i jednokrotnie rozproszonego światła czerenkowskiego jest już z dużą dokładnością uwzględniany w analizach obserwacji wielkich pęków. Określenia wymaga wielkość wkładu powstającego w wyniku dwóch i większej liczby kolejnych rozproszeń. W tym celu można założyć, że pierwsze rozproszenie fotonów czerenkowskich jest równoważne z emisją światła. W większości warunków atmosferycznych, poza niewielkim przedziałem wysokości nad gruntem przy dużej koncentracji aerozoli, dominuje rozpraszanie Rayleigha. Oznacza to, że po pierwszym rozproszeniu fotony czerenkowskie uzyskają stosunkowo jednorodny rozkład kierunków ($\propto 1 + \cos^2 \theta$). Dopuszczalny jest zatem model izotropowego źródła światła jako przybliżenie pierwszego rozproszenia światła czerenkowskiego. Zastosowanie powyższych wyników do takiego źródła światła pozwoli oszacować wielkość sygnału od wielokrotnie rozpraszanych fotonów czerenkowskich.

7.3 Studium symetrii obrazu światła rozproszonego

Wyniki analiz przedstawione powyżej, a także wyniki prac innych autorów, opisują wkład światła wielokrotnie rozproszonego do obserwowanego sygnału w wy-

branym obszarze – najczęściej kolistym, ze środkiem pokrywającym się z położeniem źródła światła. Rozważane są różne rozmiary tego obszaru, określone przez kąt ζ , czyli promień tego koła. Wybór takiego obszaru jest uzasadniony procedurami analizy danych eksperymentalnych, które również określają kąt ζ_{opt} optymalizujący stosunek sygnału do szumu, a następnie wybierają sygnał zarejestrowany w kole o tym promieniu.

Przy analizie obserwacji wielkich pęków rozważania ograniczają się do stosunkowo niewielkiego (najwyżej kilkustopniowego) obszaru wokół chwilowego położenia wielkiego pęku. W takiej skali przeprowadzone zostały testy rozkładu światła rozproszonego i pokazały one, że z zadowalającą dokładnością jest on symetryczny względem środka obrazu. W zastosowaniach przy analizie obserwacji wielkich pęków własność ta nie ma istotnego znaczenia: ważna jest wielkość dodatkowego wkładu, a nie jego rozkład w wyznaczonym kole. Niektóre analizy obejmują jednak dużo większe części nieba, np. przy kalibracyjnych obserwacjach zewnętrznych źródeł światła [149, 150]. Przy takich pomiarach rejestrowany jest słaby sygnał z całego pola widzenia teleskopu fluorescencyjnego (o rozmiarach $\simeq 30^\circ$), a więc również z obszarów odległych od położenia źródła. Różne przyczyny mogą składać się na powstawanie tego sygnału – należy się spodziewać że przynajmniej jego część pochodzi od światła wielokrotnie rozpraszanego. Przy tak dużych odległościach kątowych od źródła nawet drobne efekty, zwykle zaniebdywalnie małe, mogą stać się zauważalne. W analizach takich pomiarów bada się nie tylko całkowity zarejestrowany sygnał, ale również jego wielkość w różnych obszarach, dlatego dla poprawnej interpretacji wyników pomiarów istotne staje się precyzyjne określenie rozkładu światła rozproszonego.

Na skalach odległości między detektorem a obserwowanymi źródłami światła, atmosferę można uznać za jednorodną w płaszczyźnie poziomej, a lokalne własności zależą tylko od wysokości. Można zatem oczekiwać, że nie powinno być różnic w ilości światła rozproszonego przychodzącego do detektora z punktów położonych symetrycznie po obu stronach źródła światła, na tej samej wysokości nad horyzontem. Natomiast dla różnych wysokości nad horyzontem własności atmosfery są różne. Oznacza to, że nawet przy tej samej odległości od centrum obrazu ζ wielkość sygnału może się zmieniać, co objawi się poprzez asymetrię obrazu światła rozproszonego w kierunku góra-dół.

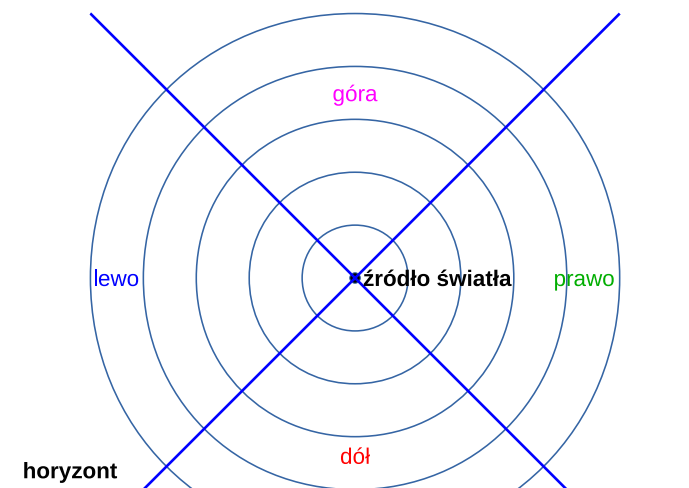
Do zbadania symetrii obserwowanego rozkładu światła wielokrotnie rozproszonego użyta została wersja programu przeprowadzająca symulacje punktowego źródła światła (rys. 67). Modele atmosferyczne i położenie detektora pozostały takie same: rozkład atmosfery molekularnej według US Standard Model, eksponencjalny profil pionowego rozkładu aerozoli, detektor położony na wysokości 1570 m n.p.m. Aby dokładniej odtworzyć pomiary przy użyciu zdalnie sterowanego urządzenia, do jego własności dopasowana została charakterystyka symulowanego źródła światła: izotropowa emisja światła o długości fali 379 nm, przez

okres 8 mikrosekund. W symulacji tej 100 ns jest używane jako jednostka czasu, i z taką rozdzielczością może być odtwarzany obraz światła rozproszonego. Jednak w tej analizie, podobnie jak przy rzeczywistych pomiarach, obserwowany sygnał nie jest badany osobno w poszczególnych przedziałach czasowych, ale zsumowany w całym okresie, kiedy w detektorze rejestrowane jest światło przychodzące bezpośrednio ze źródła, czyli przez $8 \mu s$. Przy tak długim czasie emisji, w wyniku nakładania się przyczynków światła rozproszonego z różnymi opóźnieniami, dość szybko dochodzi do swego rodzaju wysycenia sygnału rozproszonego, dzięki czemu obserwowany obraz przestaje zmieniać się w czasie. Dzięki zsumowaniu po całym okresie obserwacji otrzymamy obraz uśredniony, zbliżony do stanu stacjonarnego. Dodatkowo zbieranie światła w dłuższym przedziale czasu pozwala zmniejszyć statystyczne fluktuacje, wynikające z samej metody symulacji.

W symulacjach użyte zostały różne koncentracje aerozoli, aby naśladować obserwacje w “brudnej” atmosferze, gdzie rozpraszanie jest zdominowane przez aerozole, oraz obserwacje w prawie czysto molekularnej atmosferze.

Symulacje zostały wykonane dla wszystkich kombinacji następujących wartości:

- zrzutowana odległość od detektora: 1, 10, 20 km;
- wysokość nad horyzontem: 5 i 15 stopni;
- całkowita średnia droga rozpraszania na poziomie gruntu Λ_T równa około: 7, 10, 22 km (wartości te odpowiadają Λ_A równemu 9.6, 19.2 i 480 km);
- skala wysokości rozkładu aerozoli: 1.2 i 0.6 km.



Rysunek 75: Podział nieba obserwowanego z punktu widzenia detektora na cztery części.

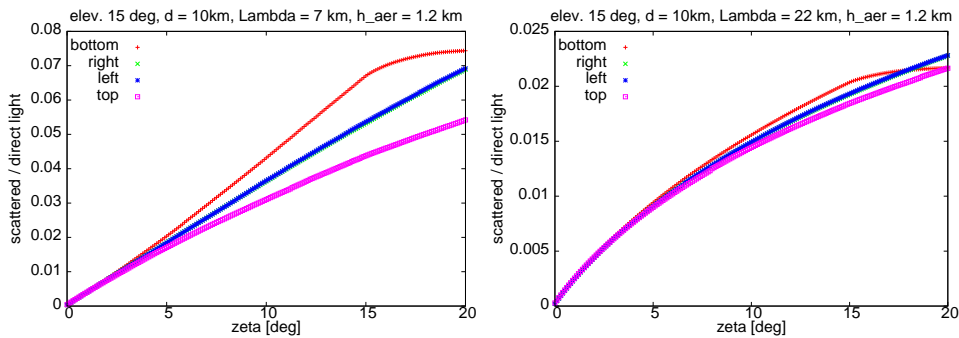
Aby ocenić wielkość asymetrii rozkładu światła wielokrotnie rozproszonego, niebo, jakie jest obserwowane z punktu widzenia detektora, zostało podzielone na cztery równe części. Położenie źródła światła wyznacza środek, a linie podziału z niego wychodzące dzielą niebo na ćwiartki skierowane w górę, dół, lewo i prawo (rys. 75). Sama atmosfera zmienia się tylko z wysokością, więc porównywanie sygnałów z fragmentów pola widzenia znajdujących się na różnych wysokościach nad horyzontem mogłoby wyraźniej ujawniać różnice związane z niejednorodnością atmosfery. Jednak z wcześniejszych analiz wiadomo, że rozkład światła rozproszonego zależy silnie od odległości katowej od obserwowanego położenia źródła światła, więc obecność wyróżnionego punktu wymusza analizę w odniesieniu do tego punktu centralnego.

Symulacje rozpraszania światła w atmosferze dają w wyniku informację o kierunkach, czasie przylotu i wielkości impulsów światła przychodzących do detektora. Zgodnie z położeniem na niebie, sygnał jest sumowany osobno dla czterech ćwiartek. Ostateczne wyniki są zapisywane w funkcji odległości od środka obrazu ζ .

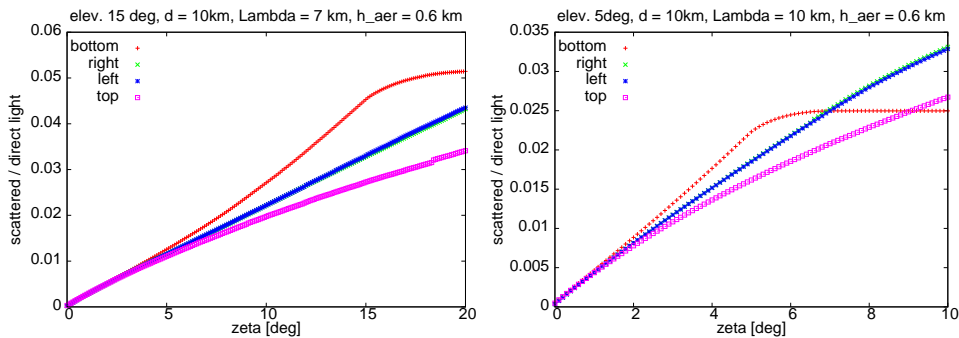
Na wszystkich wykresach z wynikami symulacji (rys. 76 - 79) przedstawiony jest sygnał światła rozproszonego zsumowany w obszarze od centrum obrazu do promienia ζ , osobno dla każdej ćwiartki. Wielkość sygnału jest względna, obliczona w odniesieniu do zarejestrowanej ilości światła bezpośredniego. Suma przyczynków z wszystkich ćwiartek daje sygnał światła rozproszonego badany we wcześniejszej analizie.

Obserwowana w detektorze wysokość źródła światła ponad horyzontem jest górną granicą kątów ζ , dla których możliwe jest porównywanie sygnałów ze wszystkich ćwiartek. Dla większych ζ horyzont ogranicza wzrost uwzględnianego obszaru nieba. Kąt ten jest łatwo rozpoznawalny na wykresach, jako miejsce w którym linia przedstawiająca wyniki z dolnej ćwiartki wyraźnie odchyła się z powodu wolniejszego wzrostu zsumowanego sygnału. Ograniczenie to dotyczy najpierw tylko dolnej części obrazu, więc porównania między ćwiartkami górną i bocznymi są możliwe także przy nieco większych kątach ζ .

Na wykresach można zauważyć powtarzające się prawidłowości. Punkty odpowiadające ćwiartkom lewej i prawej znajdują się pośrodku. Wyniki z tych części nieba są prawie równe; występują tylko niewielkie różnice, wynikające z fluktuacji statystycznych. Ponieważ ani atmosfera, ani geometria obserwacji nie wprowadzają asymetrii między lewą a prawą stroną, rzeczywiście nie należy spodziewać się różnic dla tych ćwiartek. W odniesieniu do nich, wyniki z dolnej ćwiartki pokazują zauważalnie większe natężenie światła rozproszonego. Taki wynik jest zgodny z oczekiwaniami – dolne warstwy atmosfery mają większą gęstość (zarówno cząsteczek jak i aerozoli), co wiąże się ze wzrostem prawdopodobieństwa rozpraszania. Dla punktów reprezentujących górną ćwiartkę widać efekt przeciwny – sygnał światła rozproszonego jest mniejszy niż z pozostałych części



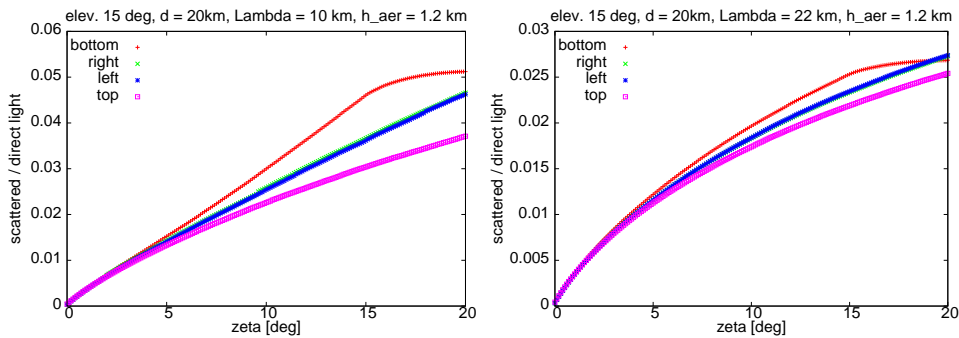
Rysunek 76: Wkład światła rozproszonego w różnych częściach obrazu dla źródła światła w odległości 10 km, 15 stopni nad horyzontem, skala wysokości aerozoli $h_{aer} = 1.2$ km, przy dwóch różnych koncentracjach aerozoli.



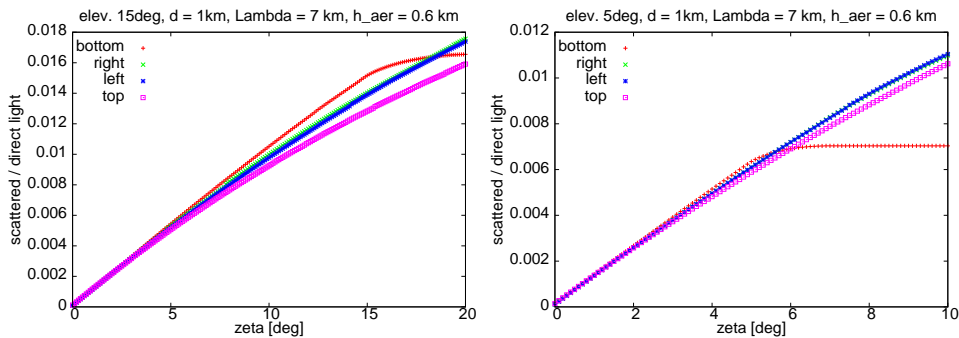
Rysunek 77: Wkład światła rozproszonego w różnych częściach obrazu dla źródła światła w odległości 10 km, 5 i 15 stopni nad horyzontem, skala wysokości aerozoli $h_{aer} = 0.6$ km, przy dużej koncentracji aerozoli.

nieba. Oczywiście w górnej ćwiartce zarejestrowane są impulsy z rozprożeń w różnych częściach atmosfery, także w gęstych warstwach nisko nad powierzchnią, z jedynym warunkiem że miejsca rozproszenia znajdują się powyżej linii łączącej źródło światła z detektorem. Jednakże średnia gęstość ośrodków rozpraszania jest najniższa dla tej części pola widzenia detektora, można się zatem spodziewać mniejszej ilości światła rozproszonego z tego obszaru.

Rys. 76 i 78 przedstawiają wyniki z symulacji przy źródle światła odległym o 10 i 20 km od detektora, obserwowanym na wysokości 15° nad horyzontem. Wykresy przedstawiają wyniki uzyskane przy różnych koncentracjach aerozoli: Λ_T równe 7 i 10 km, co odpowiada “brudnej” atmosferze, gdzie nisko nad powierzchnią rozpraszanie na aerozolach ma przeważające znaczenie, oraz $\Lambda_T = 22$ km, gdzie atmosfera jest praktycznie wolna od aerozoli. Widoczna jest duża różnica – przy czystszej atmosferze asymetria w kierunku góra-dół jest bardzo mała, przy du-



Rysunek 78: Wkład światła rozproszonego w różnych częściach obrazu dla źródła światła w odległości 20 km, 15 stopni nad horyzontem, skala wysokości aerozoli $h_{aer} = 1.2$ km, przy dwóch różnych koncentracjach aerozoli.



Rysunek 79: Wkład światła rozproszonego w różnych częściach obrazu dla źródła światła w odległości 1 km, 5 i 15 stopni nad horyzontem, przy dużej koncentracji aerozoli.

żej zawartości aerozoli asymetria jest znacznie większa. Ponieważ pionowa skala rozkładu aerozoli (1.2 km) jest stosunkowo niewielka, aerozole koncentrują się nisko nad gruntem. Wprowadzenie znacznej ilości aerozoli do symulacji wywołuje więc nie tylko wzrost całkowitej ilości rozpraszanego światła (pionowe skale wykresów), ale również zwiększa asymetrię jego rozkładu.

Można porównać te wyniki z symulacjami zakładającymi mniejszą skalę pionową rozkładu aerozoli, równą 0.6 km (przykłady na rys. 77). Przy ustalonej koncentracji aerozoli na powierzchni (A_T), mniejsza skala wysokości oznacza, że całkowita ilość aerozoli w atmosferze jest mniejsza, ale są one jeszcze bardziej skupione na małych wysokościach. Powoduje to, że w wynikach symulacji daje się zauważyć spadek całkowitego sygnału od światła rozproszonego, któremu towarzyszy wzrost asymetrii w kierunku góra-dół.

Symulacje przy odległościach 10-20 km pozwalają oszacować asymetrię świa-

tła rozproszonego występującą podczas obserwacji wielkich pęków. Pomiary kalibracyjne przy użyciu sztucznych źródeł światła wykonywane były przy znacznie mniejszych odległościach. Symulacje wykonane zostały więc także dla odległości równej 1 km. Przykładowe wyniki przedstawione są na rys. 79. Wybrane zostały wyniki uzyskane przy najwyższej koncentracji aerozoli ($\Delta_T = 7$ km), czyli w warunkach najbardziej sprzyjających wystąpieniu asymetrii. Okazuje się, że na tak niewielkich odległościach obserwowana asymetria rozkładu światła rozproszonego jest bardzo mała. Także wielkość sygnału jest mniejsza, co jeszcze bardziej utrudnia wykrycie tego efektu.

Wyniki z wszystkich symulacji zebrane są w tablicach 1 i 2. Dla kilku wybranych wartości kąta ζ podane są wielkości sygnału od światła rozproszonego obliczone jako względne (w procentach) w odniesieniu do światła bezpośredniego. Podane są wartości z ćwiartek górnej i dolnej, oraz średnia, czyli sygnał z całego koła o promieniu ζ podzielony przez 4.

Wyniki te pozwalają dokładniej oszacować wielkość asymetrii obserwowanego obrazu w różnych warunkach. Przy odległości źródła światła równej 1 km asymetria jest bardzo mała, czasem zaniedbywalna. Dla dużych odległości, przy obserwacjach wykonywanych przy czystej atmosferze ($\Delta_T = 22$ km) odchylenia od średniej są również niewielkie. Tylko w obecności dużych ilości aerozoli w powietrzu asymetria jest znacząca – sygnał z dolnej ćwiartki pola widzenia może być większy od średniej o około jedną trzecią.

Podane wartości zostały obliczone na podstawie zsumowanych sygnałów z całego obszaru wewnątrz kąta ζ . Innym sposobem analizy wyników symulacji jest porównanie sygnałów tylko z wąskich pierścieni wokół centrum obrazu, przy różnych kątach ζ . W takim ujęciu asymetria okazuje się być większa. Dla przykładu: dla kąta ζ zbliżonego do wysokości źródła nad horyzontem, z dolnej ćwiartki tylko sygnał z obszaru tuż nad horyzontem jest brany pod uwagę i porównywany z odpowiednimi obszarami z innych części nieba. Okazuje się że tak obliczone różnice sygnałów mogą być nawet dwukrotnie większe od przedstawionych w tablicach.

Asymetria obrazu rośnie z kątem ζ . Przy małych odległościach od linii źródło światła-detektor, różnice własności atmosfery są również niewielkie, nie należy więc oczekiwać znaczących rozbieżności w natężeniu światła rozproszonego. Tylko przy dużych kątach, zwłaszcza jeśli obejmują one obszary nisko nad horyzontem, asymetria staje się znacząca. Znaczenie warstw atmosfery znajdujących się nisko nad powierzchnią można zauważyć przy porównaniu asymetrii dla tych samych kątów ζ , ale różnych wysokości źródła światła. Jeśli źródło jest nisko nad horyzontem, już mniejsze kąty ζ obejmują obszary nisko nad ziemią, a asymetria jest większa.

Inną własnością, którą można zauważyć w wynikach, jest różnica między odchyleniami od średniej w ćwiartkach górnej i dolnej. Wielkości dla obu tych czę-

d [km]	h_{aer} [km]	Λ_T [km]	1 deg			2 deg			3 deg			4 deg			5 deg		
			śr.	góra	dół	śr.	góra	dół	śr.	góra	dół	śr.	góra	dół	śr.	góra	dół
1	0.6	7	0.13	0.13	0.13	0.25	0.25	0.26	0.37	0.36	0.38	0.49	0.47	0.50	0.60	0.58	0.62
1	0.6	10	0.08	0.08	0.08	0.16	0.15	0.16	0.23	0.23	0.24	0.30	0.30	0.31	0.37	0.36	0.39
1	0.6	22	0.03	0.03	0.03	0.06	0.06	0.06	0.09	0.09	0.09	0.12	0.12	0.12	0.15	0.15	0.15
1	1.2	7	0.13	0.13	0.14	0.26	0.26	0.27	0.39	0.38	0.40	0.51	0.50	0.52	0.63	0.62	0.64
1	1.2	10	0.08	0.08	0.08	0.16	0.16	0.16	0.24	0.24	0.24	0.32	0.31	0.32	0.39	0.38	0.40
1	1.2	22	0.03	0.03	0.03	0.06	0.06	0.06	0.09	0.09	0.09	0.12	0.12	0.12	0.15	0.15	0.15
10	0.6	7	0.54	0.53	0.57	1.18	1.0	1.2	1.6	1.5	1.8	2.1	1.9	2.5	2.7	2.2	3.2
10	0.6	10	0.41	0.40	0.43	0.79	0.75	0.84	1.2	1.1	1.3	1.5	1.3	1.7	1.9	1.6	2.2
10	0.6	22	0.27	0.27	0.28	0.50	0.50	0.51	0.70	0.70	0.72	0.88	0.87	0.90	1.1	1.0	1.1
10	1.2	7	0.82	0.81	0.85	1.6	1.6	1.7	2.4	2.3	2.6	3.2	2.9	3.5	3.9	3.5	4.3
10	1.2	10	0.54	0.54	0.56	1.1	1.0	1.1	1.5	1.4	1.6	2.0	1.8	2.2	2.4	2.2	2.7
10	1.2	22	0.27	0.27	0.28	0.50	0.50	0.51	0.70	0.70	0.72	0.89	0.89	0.90	1.1	1.1	1.1
20	0.6	7	0.61	0.61	0.62	1.2	1.1	1.2	1.7	1.6	1.9	2.3	2.0	2.6	2.8	2.5	3.3
20	0.6	10	0.54	0.54	0.55	0.99	0.96	1.04	1.4	1.3	1.6	1.8	1.7	2.1	2.2	2.0	2.6
20	0.6	22	0.46	0.46	0.47	0.82	0.82	0.84	1.1	1.1	1.1	1.4	1.4	1.4	1.6	1.6	1.7
20	1.2	7	1.0	1.0	1.0	2.0	1.9	2.1	2.9	2.8	3.1	3.9	3.6	4.2	4.8	4.4	5.3
20	1.2	10	0.73	0.73	0.76	1.4	1.3	1.5	2.0	1.9	2.2	2.6	2.4	2.9	3.2	2.8	3.6
20	1.2	22	0.46	0.46	0.47	0.82	0.82	0.84	1.1	1.1	1.2	1.4	1.4	1.4	1.6	1.6	1.7

Tablica 1: Sygnał światła rozproszonego ze źródła obserwowanego 5° nad horyzontem, znajdującego się w różnych odległościach od detektora d . Podane są wartości obliczone względem sygnału od światła bezpośredniego zmierzonego w tym samym czasie ($\times 100\%$). “Średnia” jest całkowitym sygnałem od światła rozproszonego zmierzonym wewnątrz danego kąta ζ i podzielonym przez 4, “góra” i “dół” to sygnały zmierzone w tych ćwiartkach.

d [km]	h_{aer} [km]	Λ_T [km]	1 deg			2 deg			3 deg			5 deg			10 deg			15 deg		
			śr.	góra	dół	śr.	góra	dół	śr.	góra	dół	śr.	góra	dół	śr.	góra	dół	śr.	góra	dół
1	0.6	7	0.11	0.11	0.11	0.21	0.21	0.21	0.31	0.31	0.32	0.51	0.50	0.53	0.97	0.92	1.0	1.4	1.3	1.5
1	0.6	10	0.07	0.07	0.07	0.14	0.14	0.14	0.20	0.20	0.21	0.33	0.33	0.34	0.63	0.60	0.66	0.89	0.84	0.95
1	0.6	22	0.03	0.03	0.03	0.06	0.06	0.06	0.09	0.09	0.09	0.15	0.15	0.15	0.28	0.28	0.29	0.40	0.40	0.41
1	1.2	7	0.12	0.12	0.12	0.24	0.24	0.25	0.36	0.36	0.37	0.59	0.58	0.60	1.1	1.1	1.1	1.6	1.5	1.6
1	1.2	10	0.08	0.08	0.08	0.15	0.15	0.15	0.23	0.22	0.23	0.37	0.36	0.38	0.69	0.67	0.71	0.97	0.93	1.0
1	1.2	22	0.03	0.03	0.03	0.06	0.06	0.06	0.09	0.09	0.10	0.15	0.15	0.15	0.28	0.28	0.29	0.40	0.40	0.41
10	0.6	7	0.25	0.25	0.26	0.48	0.48	0.50	0.71	0.70	0.74	1.2	1.1	1.2	2.3	2.0	2.7	3.4	2.7	4.5
10	0.6	10	0.24	0.24	0.25	0.46	0.46	0.47	0.65	0.64	0.68	1.0	1.0	1.1	1.9	1.7	2.1	2.7	2.2	3.3
10	0.6	22	0.23	0.23	0.23	0.43	0.43	0.43	0.60	0.60	0.61	0.90	0.88	0.93	1.5	1.4	1.5	1.9	1.8	2.0
10	1.2	7	0.37	0.37	0.38	0.73	0.71	0.76	1.1	1.1	1.2	1.8	1.7	2.0	3.6	3.1	4.3	5.4	4.4	6.7
10	1.2	10	0.30	0.30	0.31	0.58	0.57	0.60	0.85	0.82	0.88	1.4	1.3	1.5	2.5	2.2	2.9	3.6	3.0	4.4
10	1.2	22	0.23	0.23	0.24	0.43	0.43	0.43	0.60	0.60	0.61	0.90	0.88	0.93	1.5	1.4	1.6	1.9	1.8	2.0
20	0.6	7	0.33	0.33	0.34	0.60	0.60	0.61	0.84	0.83	0.87	1.3	1.2	1.3	2.4	2.2	2.7	3.6	2.9	4.5
20	0.6	10	0.32	0.32	0.33	0.59	0.58	0.60	0.81	0.80	0.84	1.2	1.2	1.3	2.1	1.9	2.3	3.0	2.5	3.6
20	0.6	22	0.32	0.32	0.33	0.57	0.57	0.59	0.79	0.77	0.82	1.2	1.1	1.2	1.8	1.7	2.0	2.3	2.2	2.5
20	1.2	7	0.36	0.36	0.37	0.69	0.68	0.72	1.0	0.98	1.1	1.7	1.5	1.8	3.4	3.0	4.0	5.2	4.2	6.4
20	1.2	10	0.34	0.34	0.36	0.64	0.62	0.66	0.90	0.87	0.94	1.4	1.3	1.5	2.6	2.2	3.0	3.7	3.0	4.6
20	1.2	22	0.32	0.32	0.33	0.57	0.57	0.59	0.79	0.77	0.82	1.2	1.1	1.2	1.8	1.7	2.0	2.3	2.2	2.5

Tablica 2: Sygnał światła rozproszonego ze źródła obserwowanego 15° nad horyzontem, znajdującego się w różnych odległościach od detektora d . Podane są wartości obliczone względem sygnału od światła bezpośredniego zmierzonego w tym samym czasie ($\times 100\%$). “Średnia” jest całkowitym sygnałem od światła rozproszonego zmierzonym wewnątrz danego kąta ζ i podzielonym przez 4, “góra” i “dół” to sygnały zmierzone w tych ćwiartkach.

ści różnią się od średniej, ale odchylenia dla dolnej ćwiartki są z reguły większe. I znowu, koncentracja aerozoli nisko nad ziemią, wpływająca na prawdopodobieństwo rozpraszania światła w dolnej części pola widzenia, wydaje się dobrym wytłumaczeniem tego efektu.

Wyniki tej analizy pokazują, że asymetria rozkładu światła rozproszonego ma niewielki wpływ na obserwacje wykonywane przy użyciu detektorów fluorescencyjnych. Przy pomiarach kalibracyjnych, wykonywanych przy użyciu sztucznych źródeł światła umieszczanych w niewielkich odległościach od detektora, asymetria uzyskiwanych obrazów jest bardzo mała. Przy większych odległościach asymetria może stać się zauważalna, ale w skali obserwowanych rozmiarów wielkich pęków (ζ rzędu 1°) efekt ten nie powinien być znaczący.

8 Symulacje światła rozproszonego przy obserwacjach wiązki laserowej

Pomiary własności atmosfery przy użyciu odległych źródeł laserowych, takich jak opisane wcześniej CLF i XLF, wykorzystują rozpraszanie światła w powietrzu. Wzdłuż całej trasy wiązki światła laserowego w atmosferze część fotonów, proporcjonalnie do gęstości molekuł i aerozoli w danym miejscu, ulega rozproszeniom w różnych kierunkach i może zostać zarejestrowane w detektorze. Ale znowu, podobnie jak przy obserwacjach wielkich pęków, to światło które zostaje rozproszone we wszystkich innych kierunkach może na swojej drodze przez atmosferę ulec kolejnym rozproszeniom, w wyniku których trafi do detektora. Oznacza to, że rozproszone światło będzie obserwowane nie tylko z kierunków odpowiadających położeniu wiązki światła laserowego, ale także z sąsiednich obszarów nieba.

Pomiary laserowe dostarczają cennych informacji o warunkach atmosferycznych panujących na różnych wysokościach. Na podstawie tych obserwacji obliczane są koncentracje i rozkłady aerozoli podczas pracy detektorów fluorescencyjnych. Aby te obliczenia były dokładne, konieczne jest określenie jaka część obserwowanego światła pochodzi od wielokrotnych rozprośnień. Zaniedbanie tego efektu spowoduje, że cały zarejestrowany sygnał zostanie przypisany pojedynczym rozproszeniom z wiązki laserowej, co z kolei pociągnie za sobą przeszacowanie wartości współczynnika rozpraszania w obserwowanych miejscach. Wynikną z tego systematyczne niedokładności wyliczonych koncentracji aerozoli, co będzie rzutować na ostateczne wyniki obserwacji wielkich pęków atmosferycznych. W szczególności wyznaczone energie wielkich pęków zostaną przeszacowane.

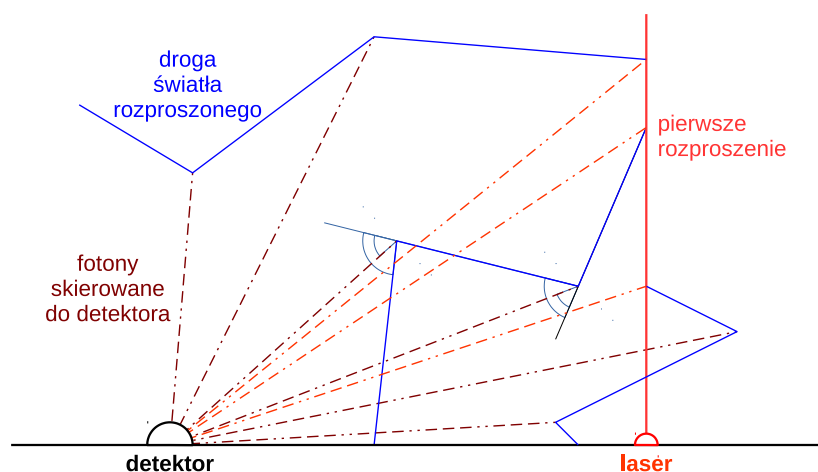
W opisanych powyżej analizach wielokrotnego rozpraszania źródło światła położone było na różnych wysokościach w atmosferze. W przypadku fluorescencji emisja jest izotropowa; rozkład kątowy promieniowania czerenkowskiego jest także znacznie szerszy od wiązki laserowej. Światło laserowe jest emitowane na powierzchni ziemi, w jednym wybranym kierunku do góry. Zasadniczo możliwe byłoby skonstruowanie modelu, w którym pierwsze rozpraszanie światła z wiązki laserowej jest w przybliżeniu opisane ciągiem źródeł światła, o natężeniach i rozkładach emisji odpowiadających lokalnym warunkom atmosferycznym. Ale nawet w takim modelu zastosowanie dotychczasowych wyników byłoby obciążone przybliżeniami, których znaczenie trudno oszacować. Dlatego lepszym rozwiązaniem jest wykonanie oddzielnej analizy rozpraszania światła w takich warunkach.

Symulacje zostały przeprowadzone przy użyciu programu *Hybrid_fadc* z poprzednimi modyfikacjami. Wykorzystana została wersja używana do symulacji punktowych źródeł światła. Kolejna zmiana umożliwi wykonywanie symulacji

wiązki światła laserowego i jego propagacji w atmosferze.

Źródło światła musi znajdować się na wysokości odpowiadającej powierzchni gruntu. Z uwagi na symetrię w płaszczyźnie poziomej, do określenia położenia źródła wystarczy zadać jego odległość od detektora. Ilość światła wyemitowanego w impulsie również może zostać określona, choć przy analizie względnej wielkości sygnałów nie ma ona znaczenia. Długość czasu emisji także może być dowolnie określona. Wybrany został okres 7 ns, odpowiadający długości impulsu w urządzeniach używanych w Obserwatorium Pierre Auger. Modyfikacja programu pozwoliła wybrać pojedynczy kierunek dla emisji wszystkich fotonów, zamiast rozkładu izotropowego używanego w poprzednich analizach. Przy wykonywaniu symulacji wybrany został kierunek pionowy, możliwe jest również symulowanie nachylonych wiązek laserowych.

Detektor także znajduje się na powierzchni ziemi, która w symulacjach została ustalona na wysokości 1570 m n.p.m. Symulacje nie włączają do obliczeń żadnych własności samych detektorów – wielkość impulsów światła rozproszonego jest określana na wejściu do detektora. Również jak poprzednio użyty został model atmosfery US Standard oraz eksponencjalny profil pionowy rozkładu aerozoli.



Rysunek 80: Schemat symulacji wielokrotnego rozpraszania światła emitowanego przez laser.

Przy użyciu tych samych procedur, które zostały już opisane, wykonywana jest symulacja rozpraszania poprzez losowanie tras paczek fotonów w atmosferze, i obliczanie rejestrowanych sygnałów pochodzących z wszystkich rozproszeń światła (rys. 80). Obliczenia w programie są wykonywane w szesnastu przedziałach widmowych, pokrywających interesujący w obserwacjach wielkich pęków zakres bliskiego ultrafioletu. Do symulacji wybrana została długość fali 361 nm,

czyli ten przedział widmowy określony w programie, który jest najbliższy długości fali światła w używanych laserach (355 nm).

W przeciwieństwie do poprzednich analiz światło bezpośrednio, czyli wiązka laserowa skierowana z dala od detektora, nie jest rejestrowane. Zamiast tego, za odniesienie służy światło jednokrotnie rozproszone, które dociera do detektora. Z tą wielkością porównywany jest sygnał pochodzący od wielokrotnych rozproszeń światła. Dla takiego porównania nie ma ściśle narzuconej długości przedziałów czasowych. Aby uniknąć dużych fluktuacji statystycznych związanych z samą metodą symulacji, okres zbierania światła nie powinien być zbyt krótki – okres 100 ns okazał się wystarczający. Jest to równocześnie rozdzielczość czasowa rzeczywistych detektorów fluorescencyjnych, można więc bezpiecznie założyć że nie jest to okres zbyt długi dla tej analizy.

Symulacje zostały wykonane dla różnych koncentracji aerozoli w powietrzu. Wybrane zostały wartości Λ_T z zakresu od prawie czysto molekularnej atmosfery aż do stosunkowo dużej zawartości aerozoli, powodującej zmniejszenie średniej drogi rozpraszania na poziomie gruntu o połowę. Konkretnie, zostały użyte wartości Λ_T : 9.5, 11.8, 15.7 i 18.4 km. Odpowiadają one drogom na rozpraszanie na aerozoluach Λ_M : 19.2, 32, 96 i 960 km.

Dla każdego warunków atmosferycznych symulacje zostały powtórzone przy różnych odległościach lasera od detektora: 20, 30, 40 i 50 km. Przedział ten pokrywa zakres odległości między stacjami laserowymi (CLF i XLF) a poszczególnymi stanowiskami detektorów fluorescencyjnych Obserwatorium Pierre Auger ($\simeq 26-39$ km).

Zmienność atmosfery z wysokością pociąga za sobą zmiany w prawdopodobieństwie rozpraszania. Dlatego konieczne jest zbadanie wkładu od światła wielokrotnie rozproszonego w różnych punktach obserwowanej trasy wiązki laserowej. Szczegółowa analiza została wykonana dla pięciu punktów: 2, 9, 16, 23 i 30 stopni nad horyzontem. Wysokości te pokrywają zakres obserwowany w detektorach fluorescencyjnych. Geometria układu laser-detektor pozwala obliczyć czas, w którym światło jednokrotnie rozproszone będzie obserwowane na wybranej wysokości. Ta informacja jest wykorzystywana do ustalenia początku i końca bramki czasowej, o długości 100 ns, w której zbierane są impulsy światła. Przy użyciu tych informacji obliczane są rozkłady światła wielokrotnie rozproszonego obserwowanego w wybranych momentach.

8.1 Wyniki symulacji i parametryzacja

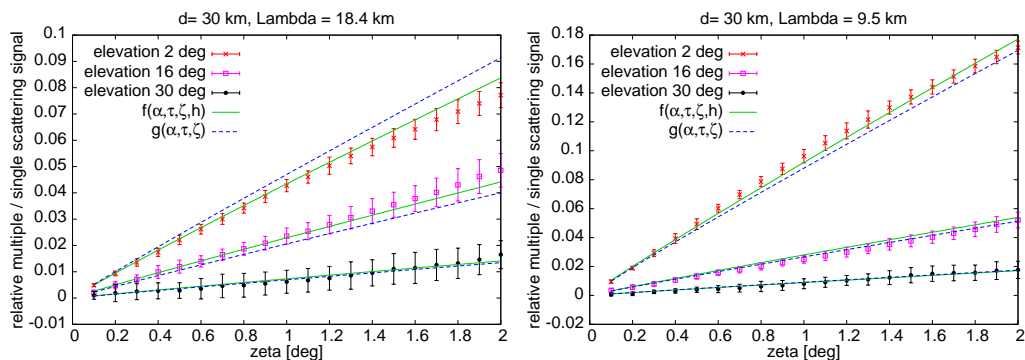
Poprzednie analizy pokazały, że światło rozproszone tworzy rozległą otoczkę wokół obserwowanej pozycji źródła światła. Po zsumowaniu okazuje się, że przyczynki z dużych obszarów nieba składają się na dużą część całkowitego strumienia światła docierającego do detektora. Jednak w przypadku obserwacji promienia

lasera nie ma potrzeby uwzględniania wkładu od impulsów odległych od centrum obrazu. W detektorze odległym o kilkadziesiąt kilometrów jednokrotnie rozproszone światło lasera jest obserwowane tylko w tych pikselach, których pola widzenia pokrywają drogę wiązki. Nawet jeśli światło wielokrotnie rozproszone jest wystarczająco silne, aby wyzwolić sąsiednie piksele, znając położenie promienia lasera można je łatwo odrzucić. Dlatego analiza wkładu światła wielokrotnie rozproszonego została ograniczona do obszaru w granicach $\zeta = 2^\circ$ wokół chwilowego centrum obrazu. Taki kąt jest wystarczający do objęcia pasa 2-3 pikseli wzdłuż obserwowanej trasy wiązki laserowej. Ten mały kąt pozwala też uniknąć nieregularności wprowadzanych przez bliskość horyzontu przy obserwacjach prowadzonych na małych wysokościach, a miejsca te są szczególnie istotne, ponieważ efekty związane z rozpraszaniem są największe nisko nad ziemią.

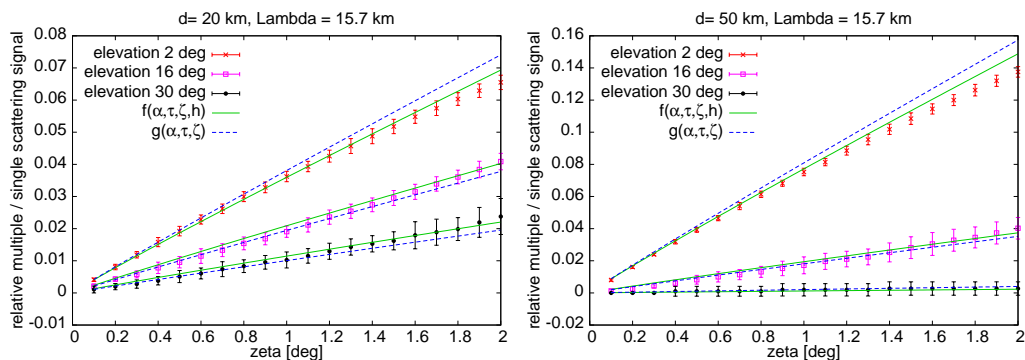
Rys. 81 i 82 przedstawiają wkład od światła wielokrotnie rozproszonego do obserwowanego obrazu w funkcji kąta ζ . Ten dodatkowy sygnał został obliczony jako względny dodatek, w odniesieniu do światła pochodzącego z pojedynczych rozproszeń, rejestrowanego w tym samym czasie. Na każdym wykresie znajdują się wyniki z jednej symulacji, dla wybranych odległości laser-detektor i koncentracji aerozoli. Przedstawione są wyniki dla trzech wysokości nad horyzontem, odpowiadających dolnej granicy, centrum i górnej granicy pola widzenia detektora fluorescencyjnego. Dla oszacowania niepewności statystycznej wyników, część symulacji została powtórzona 10 razy. Odchylenia standardowe tych wyników są zaznaczone na wykresach.

Więcej wyników symulacji, dla różnych odległości i warunków atmosferycznych, jest zawartych w tabeli 3. Wyniki są przedstawione dla wybranych wartości kąta ζ . Wkład od światła wielokrotnie rozproszonego, w procentach, są podane do pierwszego miejsca po przecinku, choć należy pamiętać że dokładność symulacji jest nieco gorsza. Szacunkowe niepewności statystyczne wyników wynoszą kilka dziesiątych części procenta. Zwłaszcza dla dużych wysokości, przy których obserwowane są obszary o mniejszej gęstości powietrza, fluktuacje są najbardziej znaczące, sięgające $\simeq 1\%$.

Jak można było oczekiwać, największe wkłady od wielokrotnego rozpraszania światła obserwuje się dla małych wysokości nad horyzontem, a ich wielkość maleje ze wzrostem wysokości. Poprzednie analizy pokazały, że znaczenie wielokrotnego rozpraszania rośnie z odległością (geometryczną lub grubością optyczną) między źródłem a detektorem. Zależność tę widać również w obecnych wynikach: w tych samych warunkach atmosferycznych przyczynek od wielokrotnego rozpraszania na odległości 50 km jest około dwukrotnie większy niż przy 20 km (rys. 82). Tak duże różnice są jednak widoczne tylko nisko nad horyzontem. Wyżej nad horyzontem przyczynek ten ma porównywalne wartości. Jest to zrozumiałe, ponieważ przy tej samej wysokości nad horyzontem, różne odległości oznaczają że obserwowany punkt znajduje się na różnych wysokościach



Rysunek 81: Sygnał światła wielokrotnie rozproszonego w odniesieniu do jednokrotnie rozproszonego, w funkcji kąta ζ , przedstawiony dla wysokości na horyzontem odpowiadających dolnej granicy (2°), centrum (16°) i górnej granicy (30°) pola widzenia detektora fluorescencyjnego. Przedstawione są wyniki z symulacji dla odległości lasera równej 30 km, w czystej atmosferze (po lewej) i przy dużej koncentracji aerozoli (po prawej). Funkcje $f(\alpha, \tau, \zeta, h)$ i $g(\alpha, \tau, \zeta)$ zostały dopasowane do wyników symulacji (opis w tekście).



Rysunek 82: Sygnał światła wielokrotnie rozproszonego w odniesieniu do jednokrotnie rozproszonego, przedstawiony w funkcji kąta ζ . Wyniki zostały uzyskane z symulacji dla odległości lasera równej 20 km (po lewej) i 50 km (po prawej).

nad gruntem, a więc również warunki dla rozpraszania światła mogą zmieniać się znacząco.

Ilość aerozoli w atmosferze jest kolejną ważną zmienną. Przy porównaniu wyników uzyskanych przy tej samej geometrii, ale w różnych warunkach atmosferycznych (rys. 81), widać że przy obecności aerozoli w powietrzu wkład od wielokrotnego rozpraszania światła może być znacznie większy niż w czystej atmosferze molekularnej. Znowu, efekt ten jest wyraźnie widoczny na małych wy-

d [km]	Λ_T [km]	wysokość 2°			wysokość 16°			wysokość 30°		
		$\zeta=0.5^\circ$	$\zeta=1^\circ$	$\zeta=1.5^\circ$	$\zeta=0.5^\circ$	$\zeta=1^\circ$	$\zeta=1.5^\circ$	$\zeta=0.5^\circ$	$\zeta=1^\circ$	$\zeta=1.5^\circ$
20	9.5	3.8	7.8	10.5	1.1	2.1	2.7	0.6	1.2	1.8
20	11.8	2.9	5.6	7.7	0.8	1.9	3.3	0.3	0.7	1.5
20	15.7	2.0	3.9	5.1	0.7	1.9	2.9	0.7	1.3	2.1
20	18.4	1.5	2.8	4.2	1.0	2.1	3.0	0.5	1.1	1.5
30	9.5	4.6	9.5	12.8	1.3	2.8	4.1	0.3	1.0	1.2
30	11.8	4.0	7.2	11.0	0.9	1.8	2.9	0.0	0.3	0.6
30	15.7	2.6	5.0	7.4	0.9	2.0	3.3	0.6	1.4	1.7
30	18.4	2.2	4.5	6.4	1.3	2.2	3.5	0.5	0.7	0.9
40	9.5	6.3	11.9	16.8	0.9	2.1	4.2	0.0	0.0	0.4
40	11.8	5.1	9.1	12.5	0.8	1.9	3.0	0.0	0.2	0.3
40	15.7	2.9	6.5	8.8	1.0	1.9	2.7	0.0	0.0	0.0
40	18.4	3.3	5.8	8.4	0.9	1.8	3.4	0.0	0.0	0.0
50	9.5	6.4	12.8	17.5	1.4	2.4	3.3	0.4	1.2	1.5
50	11.8	5.6	9.8	14.1	1.1	2.7	4.2	0.0	0.6	1.0
50	15.7	4.1	7.7	11.1	0.6	1.2	2.4	0.4	0.7	0.9
50	18.4	3.9	7.0	9.9	1.0	1.7	3.0	0.0	0.0	0.0

Tablica 3: Względny wkład od światła wielokrotnie rozproszonego (w procentach). Przedstawione są wyniki dla różnych odległości d między laserem a detektorem, i dla różnych średnich dróg rozpraszania na poziomie gruntu Λ_T . Wyniki zostały podane dla wysokości nad horyzontem odpowiadających dolnej granicy (2°), centrum (16°) i górnej granicy (30°) pola widzenia detektora fluorescencyjnego.

sokościach nad horyzontem. Aerozole koncentrują się nisko nad ziemią, a więc nie mają dużego wpływu na rozpraszanie światła na dużych wysokościach.

Aby można było łatwo używać wyników symulacji przy analizie pomiarów laserowych, potrzebna jest parametryzacja wkładu od światła wielokrotnie rozproszonego. Znowu, powinna być to funkcja niewielkiej liczby podstawowych parametrów, opisujących geometrię obserwacji i panujące podczas niej warunki atmosferyczne. Najbardziej użyteczne w poprzednich analizach były: grubość optyczna τ dla linii od źródła światła do detektora, współczynnik rozpraszania α dla pozycji źródła, wysokość nad powierzchnią ziemi h , kąt ζ określający obszar zbierania światła. Obliczenie niektórych z tych parametrów wymaga wiedzy o stanie atmosfery, podczas gdy pomiary laserowe wykonuje się właśnie po to, aby go poznać. Ponieważ wielkość wkładu od światła wielokrotnie rozproszonego za-

leży od warunków atmosferycznych, niemożliwe jest wyeliminowanie tych parametrów. Zatem aby uwzględnić ten efekt w analizie obserwacji lasera, konieczne będzie zastosowanie procedury iteracyjnej, umożliwiającej wyznaczenie rozkładu aerozoli z wymaganą dokładnością. Do określenia wartości wymienionych parametrów konieczne jest wskazanie pozycji źródła światła. W przypadku lasera oczywiście nie będzie to położenie samego urządzenia, ale zbiór wszystkich punktów na trasie wiązki światła. Linia ta wyznacza położenie punktów pierwszego rozproszenia fotonów – można umownie przyjąć te miejsca za początek drogi światła rozproszonego w kierunku do detektora, ale też we wszystkich innych kierunkach – światło to może ulegać kolejnym rozproszeniom, i w ten sposób trafić do detektora.

Po szeregu prób, następująca funkcja została wybrana do sparametryzowania wkładu światła wielokrotnie rozproszonego do obserwowanego sygnału:

$$f(\alpha, \tau, \zeta, h) = (a * (1 + bh) * \alpha^c * \tau^d + e) * \zeta^l. \quad (31)$$

Została ona zaznaczona na wykresach zieloną linią ciągłą (rys. 81, 82). Jest to funkcja czterech parametrów. Po zbadaniu różnych postaci prostszych funkcji okazało się, że żadna z nich nie jest w stanie równie dobrze opisać wyników symulacji. Jako przykład na wykresach przedstawiona została również funkcja trzech parametrów, która najlepiej dopasowuje się do wyników:

$$g(\alpha, \tau, \zeta) = (m * \alpha^n * \tau^o + p) * \zeta^q. \quad (32)$$

Wartość χ^2 określona na podstawie odchyłeń standardowych może posłużyć jako przybliżony wskaźnik jakości dopasowania. Dla funkcji (31) χ^2 wynosi 2.0, dla (32): 2.3. Różnica wydaje się niewielka, ale trzeba zauważyć że obie funkcje z podobną dokładnością opisują wyniki przy dużych wysokościach nad horyzontem, a zatem różnica wartości χ^2 odzwierciedla jakość dopasowania na małych wysokościach. A właśnie na małych wysokościach wkład od wielokrotnie rozproszonego światła jest największy, więc także dobry opis wyników w tej części pola widzenia jest bardzo ważny. Wysokość nad powierzchnią h jest bardzo łatwa do obliczenia, więc dodanie tego parametru nie powinno spowodować znaczących trudności.

Po wykonaniu dopasowania funkcji (31) do wyników symulacji otrzymujemy następujące wartości stałych parametrów:

$$\begin{aligned} a &= 24.24 \pm 5.29, \\ b &= 0.07101 \pm 0.00585, \\ c &= 0.6835 \pm 0.0241, \\ d &= 0.9337 \pm 0.0111, \\ e &= -0.003427 \pm 0.000524, \\ l &= 0.9469 \pm 0.0078, \end{aligned} \quad (33)$$

przy czym kąt ζ podawany jest w stopniach, wysokość nad gruntem h w kilometrach, współczynnik rozpraszania α w m^{-1} .

Prace nad zbadaniem wpływu wielokrotnego rozpraszania światła na wyniki pomiarów laserowych nie zostały jeszcze zakończone. Uwzględnienie tego efektu poprawi dokładność, z jaką mierzone są rozkłady aerozoli, co z kolei pozwoli zmniejszyć systematyczne błędy końcowych wyników pomiarów wielkich pęków atmosferycznych.

9 Dotychczasowe zastosowania parametryzacji wkładu wielokrotnego rozpraszania

9.1 Rekonstrukcja własności wielkich pęków

Wyniki symulacji wielokrotnego rozpraszania światła pokazały, że zjawisko to prowadzi do zauważalnego wzrostu sygnału mierzonego w detektorach fluorescencyjnych. Jeśli wkład ten nie zostanie poprawnie uwzględniony w analizie danych obserwacyjnych, końcowe wyniki będą obciążone systematycznymi błędami: przeszacowane zostaną energie promieni kosmicznych, drobnej zmianie ulegną również zrekonstruowane profile podłużne rozwoju wielkich pęków. Oczekiwanie wielkości poprawek, na poziomie kilku procent, nie są na szczęście tak duże, aby unieważnić wcześniejsze prace dotyczące fluorescencyjnej metody obserwacji wielkich pęków. Niemniej, jest to efekt znaczący i dla uzyskania dokładnych wyników należy go uwzględnić przy analizie obserwacji.

Na potrzeby analizy danych zbieranych w Obserwatorium Pierre Auger opracowany został pakiet oprogramowania pod nazwą Offline [153]. Pozwala on wykonywać zarówno rekonstrukcje oparte na danych eksperymentalnych, jak również symulacje rozwoju wielkich pęków i ich obserwacji w detektorach. Poszczególne programy składają się z serii modułów – każdy z nich odpowiada za wykonanie wybranej części analizy. Dzięki takiej budowie, poprzez zmianę sekwencji modułów programy można łatwo modyfikować i przystosowywać do różnych celów. Zmiany istniejących modułów w naturalny sposób są uwzględniane we wszystkich wykorzystujących je programach, a użytkownik może włączyć własne moduły, opracowane do wykonywania pożądaných działań na danych. Do sterowania szczegółami wykonywanych programów, szereg parametrów jest określonych w oddzielnych plikach XML, co ułatwia modyfikacje ich wartości, w zależności od potrzeb.

W programie Offline rekonstrukcja własności wielkich pęków wykonywana jest według opisanego wcześniej schematu: najpierw określone jest położenie osi wielkiego pęku, a w oparciu o geometrię obserwacji obliczana jest ilość światła generowanego przy przejściu wielkiego pęku. Jednym z kroków określenia wielkości sygnału jest procedura obliczająca wielkość kąta ζ_{opt} , przy którym stosunek sygnału do szumu jest największy. Po tym kroku program został zmodyfikowany, tak aby uwzględnić efekt wielokrotnego rozpraszania światła, z użyciem parametryzacji (20). Wykorzystywany jest przy tym ustalony kąt ζ , określona wcześniej geometria wielkiego pęku oraz dostępne w bazie danych informacje o stanie atmosfery podczas obserwacji. Dla wszystkich przedziałów czasowych, w których sygnał był rejestrowany, obliczone są odpowiadające im położenia wielkiego pęku, a więc również jego wysokości nad gruntem h . W połączeniu z danymi o

stanie atmosfery, geometria wielkiego pęku dostarcza również informacji wystarczających do obliczenia grubości optycznych τ dla wszystkich obserwowanych punktów. Z tych danych obliczana jest wielkość poprawki nanoszonej na obserwowany sygnał w poszczególnych przedziałach czasowych.

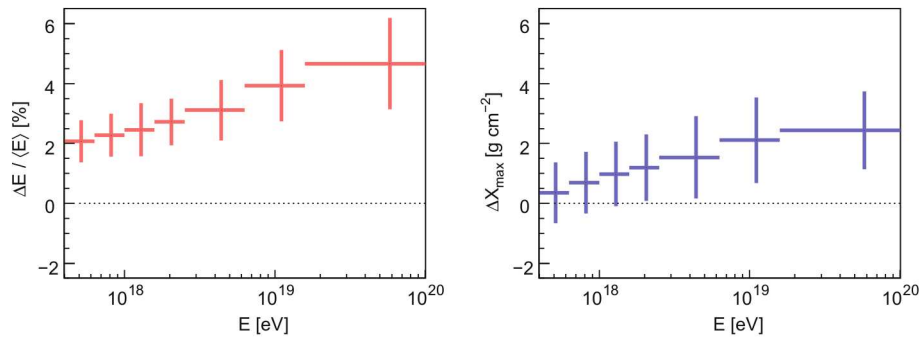
Umieszczenie poprawki w ciągu programu zostało wybrane stosownie do własności parametryzacji. Jej wartość jest określana kiedy wszystkie potrzebne do tego dane zostały już obliczone, co ogranicza ilość dodatkowych operacji do minimum. Poprawka ta musi także być uwzględniona przed kolejnymi procedurami rekonstrukcji sygnału. Parametryzacja opisuje wkład światła wielokrotnie rozproszonego do całkowitego sygnału – po uwzględnieniu tego wkładu otrzymujemy wielkość sygnału pochodzącego od bezpośredniego światła fluorescencyjnego oraz bezpośredniego i jednokrotnie rozproszonego światła czerenkowskiego. Dokładnie te składowe są uwzględniane i rozdzielane w kolejnych, uprzednio istniejących, procedurach rekonstrukcji wielkich pęków. Zatem taka kolejność działań daje najprostszy i najdokładniejszy sposób naniesienia poprawki na wielokrotne rozpraszanie światła.

W pakiecie Offline wykorzystywane są dwie parametryzacje wkładu od wielokrotnie rozpraszane światła: przedstawiona w [123] oraz opisana w niniejszej pracy. Obie te poprawki można używać zamiennie, lub dla testów całkiem wyłączyć, a sterowanie tą funkcją odbywa się poprzez proste modyfikacje odpowiedniego pliku XML. Od kilku lat poprawka na światło wielokrotnie rozproszone jest standardowo używana przy rekonstrukcjach własności wielkich pęków opierających się na danych, które są zbierane przy użyciu detektorów fluorescencyjnych.

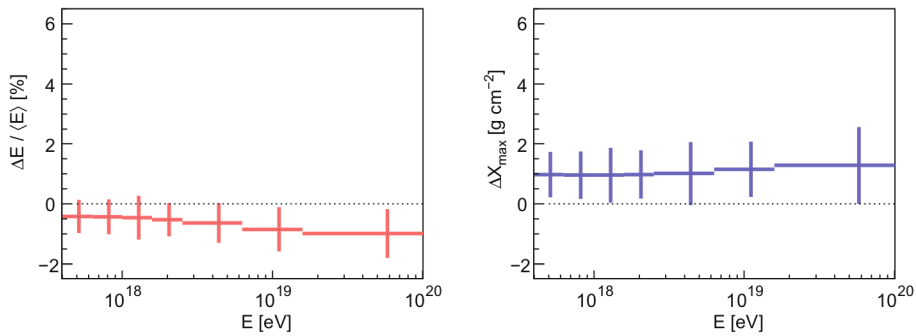
9.2 Znaczenie zjawiska wielokrotnego rozpraszania światła

Uwzględnienie wielokrotnego rozpraszania światła powoduje zmniejszenie zrekonstruowanych energii wielkich pęków. Dla określenia wpływu tego efektu na końcowe rezultaty, przeprowadzone zostały pełne rekonstrukcje danych obserwacyjnych: raz przy zastosowaniu poprawki na światło rozproszone, i raz zaniehbując to zjawisko. Do porównania wybrane zostały rzeczywiste wielkie pęki zaobserwowane w Obserwatorium Pierre Auger. Zbiór obserwacji został poddany ścisłej selekcji, aby uzyskać próbkę obserwacji wysokiej jakości: wybrane zostały wielkie pęki dla których udało się zaobserwować dużą część profilu rozwoju, zawierającą jego maksimum, wykluczono obecność chmur, a zrekonstruowane własności wielkich pęków obarczone są stosunkowo niewielkimi niepewnościami (energia: $<20\%$, X_{max} : $<40 \text{ g/cm}^2$) [99].

Porównanie wyników tych rekonstrukcji przedstawione jest na rys. 83. Poziom odniesienia (linia kropkowana) na wykresach stanowią wyniki uzyskane przy uwzględnieniu poprawki na wielokrotne rozpraszanie. Punkty przedstawiają zatem systematyczny błąd wyników rekonstrukcji wynikający z zaniehbania tego



Rysunek 83: Przeszacowanie wartości energii (po lewej) i X_{max} wielkich pęków (po prawej) wynikające z pominięcia efektu wielokrotnego rozpraszania światła [99].



Rysunek 84: Systematyczne różnice obliczonych wartości energii (po lewej) i X_{max} wielkich pęków (po prawej) dla obliczeń wykorzystujących poprawkę na wielokrotne rozpraszanie światła podaną w [123] oraz w niniejszej pracy [99].

efektu. Średnia różnica energii wyznaczonych przy obu rekonstrukcjach rośnie od 2% przy 10^{18} eV, do około 5% przy najwyższych obserwowanych energiach ($\sim 10^{20}$ eV). Sama poprawka nie zależy od energii, efekt ten spowodowany jest pośrednio, poprzez zależność od odległości. Wielkie pęki o większych energiach generują więcej światła, które może być zarejestrowane z większych odległości, stąd różnice w średnich odległościach zaobserwowanych wielkich pęków w różnych przedziałach energii. Widać zatem, że uwzględnienie wielokrotnego rozpraszania światła prowadzi do niewielkiej zmiany kształtu widma promieni kosmicznych najwyższych energii.

Zauważalne jest również niewielkie przesunięcie zrekonstruowanego położenia X_{max} , w granicach $\lesssim 2\ g/cm^2$. Poprawka zależy od wysokości nad gruntem, więc jej wielkość będzie różna w różnych fazach rozwoju wielkiego pęku. Wyniki

rekonstrukcji zatem potwierdzają przewidywaną zmianę profilu podłużnego.

Przewidywania parametryzacji podanych w [123] oraz w niniejszej pracy, chociaż zasadniczo zgodne, nie są identyczne. Dla oszacowania znaczenia tych różnic, przeprowadzone zostały osobne rekonstrukcje przy użyciu obu poprawek. Porównanie wyników przedstawione jest na rys. 84. Jak widać różnice ograniczają się do poniżej 1% dla energii i 1 g/cm^2 dla położenia X_{max} , w całym obserwowanym zakresie energii. Wartości te zostały przyjęte jako szacunkowe wielkości niepewności systematycznych, spowodowanych wielokrotnym rozpraszaniem światła, pozostających w rekonstrukcji własności wielkich pęków.

9.3 Symulacje detekcji wielkich pęków

Pakiet Offline wykorzystywany jest nie tylko do analizy danych obserwacyjnych, ale także do przeprowadzania symulacji obserwacji wielkich pęków. Punktem wyjścia jest symulowany wielki pęk atmosferyczny, wygenerowany przy pomocy takich programów jak AIRES [154], CORSIKA [155], CONEX [156] lub SENECA [157]. Na podstawie informacji o rozkładzie cząstek i o intensywności światła produkowanego wzdłuż trasy wielkiego pęku, określana jest odpowiedź detektorów. W przypadku detektorów fluorescencyjnych w kolejnych modułach symulacji określana jest propagacja światła w atmosferze, tło od światła rozproszonego, skupianie i straty światła w układzie optycznym, odpowiedź elektroniki. Jeśli sygnał jest wystarczająco silny, dochodzi do wyzwolenia detektora, a symulowana obserwacja zostaje zapisana do dalszych analiz, w formacie analogicznym do prawdziwych danych eksperymentalnych.

Jak już wspomniano wcześniej, parametryzacja światła wielokrotnie rozproszonego rejestrowanego podczas obserwacji wielkich pęków nie nadaje się do użycia w symulacjach. Na potrzeby symulacji detekcji wielkich pęków wykonałem analizę rozpraszania światła od źródła punktowego. Z taką właśnie sytuacją mamy do czynienia w symulacjach: dla kolejnych punktów wzdłuż trasy wielkiego pęku w atmosferze obliczone jest wyemitowane światło, jak również wielkość bezpośredniego sygnału docierającego do detektora. Ten punkt w procedurze symulacji, w którym wykonywane są te obliczenia, najlepiej nadaje się do przyłączenia dodatkowego sygnału od wielokrotnie rozproszonego światła. Przed tym krokiem określone zostały wszystkie wielkości potrzebne do określenia tego przyczynku przy użyciu parametryzacji (22)-(30).

Najprostsze w realizacji okazało się zastosowanie poprawki na etapie, w którym obliczone zostały własności wszystkich fotonów bezpośrednich docierających do detektora. Wszystkie przyczynki są zebrane w tabeli, każdy z określoną wagą, długością fali, kierunkiem i czasem przylotu. Znane są również miejsca ich emisji, co pozwala łatwo obliczyć wielkości h i τ dla każdego z nich.

Jednym z parametrów potrzebnych do obliczenia wielkości sygnału rozproszonego jest opóźnienie czasowe t . Aby uwzględnić światło przychodzące do detektora z różnymi opóźnieniami, konieczne jest obliczenie przyczynków dla różnych chwil t . Wykonywane jest to przy pomocy pętli po przedziałach czasowych o długości 100 ns. Pętla ta pokrywa odcinek czasu od opóźnienia zero (czyli momentu zarejestrowania impulsu światła bezpośredniego), aż do wybranego przez użytkownika czasu `MaxTime`. Czas przyjścia sygnału od światła rozproszonego zostaje obliczony odpowiednio do przedziału czasowego, w którym został wygenerowany, z uwzględnieniem dodatkowego losowego przesunięcia czasowego, ustalającego dokładny moment w tym przedziale. Parametryzacja (22) używa dwóch różnych funkcji do określenia wkładu światła rozproszonego dla opóźnień mniejszych i większych od 200 ns, co zostało uwzględnione przy jej implementacji.

Sama symulacja wielkiego pęku nie zadaje wartości kąta ζ , który określa obszar zbierania światła rozproszonego. Słabe impulsy światła rozproszonego przychodzą z praktycznie całego nieba. Na dużych odległościach sygnał jest jednak bardzo słaby, można zatem ograniczyć się do mniejszych obszarów. Pole widzenia detektora fluorescencyjnego daje dobry punkt odniesienia – skoro taka właśnie część nieba jest objęta obserwacją, można zatem uwzględniać światło rozproszone przychodzące z tego obszaru. Parametryzacja (22) podaje ilość światła rozproszonego przychodzącego z kąta bryłowego 1 stopnia kwadratowego, można by więc podzielić rozważaną część nieba na mniejsze fragmenty, i wykonywać dla nich osobne obliczenia. Jednak aby ograniczyć wydłużenie czasu symulacji, wybrany obszar nieba, czyli koło o promieniu `MaxZeta`, nie jest dzielony na mniejsze części. Wielkość obszaru może być dowolnie określona przez użytkownika. Dla kierunków nisko nad horyzontem będzie się zdarzać, że część koła o zadanym promieniu `MaxZeta` znajdzie się poniżej horyzontu. Jednakże sama parametryzacja została uzyskana na podstawie wyników symulacji w takich samych warunkach: rozważane były różne kąty ζ , także takie które powodowały przecinanie się obszaru sumowania światła rozproszonego z horyzontem.

W obszarze zadanym kątem `MaxZeta` sygnał od światła rozproszonego jest całkowany, na podstawie funkcji właściwej dla bieżącego przedziału czasowego (M_1 lub M_2). W symulacji każdy foton światła bezpośredniego ma przypisaną wagę – proporcjonalnie do niej obliczana jest waga sygnału od światła rozproszonego. W większości warunków całkowity sygnał rozproszony jest znacznie mniejszy od sygnału bezpośredniego. Aby uniknąć generowania wielkiej liczby fotonów o bardzo małych wagach, co mogłoby znacząco spowolnić symulację, wykonywane jest losowanie. Stosunek wagi scałkowanego sygnału rozproszonego do wagi fotonu bezpośredniego jest użyty jako prawdopodobieństwo zarejestrowania światła rozproszonego. W ten sposób znacząco zmniejszana jest liczba zarejestrowanych impulsów. Aby więc zapobiec niedoszacowaniu wielko-

ści sygnału, waga wylosowanych fotonów rozproszonych zostaje podniesiona do wartości odpowiadającego mu fotonu bezpośredniego. Dla przykładu: z dużej grupy fotonów rozproszonych o względnych wagach 0.001 tylko jeden na tysiąc zostanie losowo zapisany, jednak jego waga zostanie powiększona do wagi fotonu bezpośredniego.

W pewnych warunkach (duże odległości, małe wysokości nad gruntem, całkowanie po dużych obszarach nieba) wielkość sygnału rozproszonego może przewyższyć sygnał bezpośredni. W takim wypadku nie ma potrzeby obniżać liczby fotonów – wszystkie są zapisywane. Ich waga odpowiada wartości uzyskanej przy całkowaniu sygnału.

Sygnał światła rozproszonego jest całkowany z dużych obszarów nieba, kierunek jego przyścia nie jest więc ściśle określony. Dlatego kierunek musi zostać wybrany losowo. Kąt ζ , czyli kątowa odległość między kierunkami fotonu bezpośredniego i rozproszonego, jest losowana z przedziału $[0, \text{MaxZeta}]$, aby foton rozproszony przychodził z wnętrza rozważanego obszaru. Losowanie odbywa się z uwzględnieniem rozkładu światła rozproszonego w funkcji kąta ζ . Drugi kąt, azymutalny w odniesieniu do kierunku fotonu bezpośredniego, jest losowany z rozkładu płaskiego. To wystarczy do obliczenia kierunku fotonu rozproszonego.

Nowy foton, z tak obliczonymi własnościami (waga, kierunek, czas przyścia), jest dołączany do listy wszystkich obserwowanych fotonów, która stanowi podstawę dalszego ciągu symulacji.

Parametryzacja światła rozproszonego została uzyskana na podstawie symulacji, które zakładały izotropowy rozkład emisji światła. Dlatego opisana powyżej procedura została zastosowana do fotonów powstałych w procesie fluorescencji. Jednokrotnie rozproszone światło czerenkowskie jest już obecne w symulacjach. Pozostały sygnał od wielokrotnego rozpraszania światła czerenkowskiego jest dużo mniejszy, nawet o rząd wielkości, od rozproszonego światła fluorescencyjnego, co oznacza że opisana procedura uwzględnia przeważającą część światła rozproszonego. Procedura obliczająca sygnał rozproszony nie powinna być stosowana do bezpośredniego światła czerenkowskiego – nie tylko z powodu anizotropii, ale także dlatego, że wywołałoby to podwójne uwzględnianie jednokrotnie rozproszonych fotonów czerenkowskich. Można natomiast użyć tę procedurę do jednokrotnie rozproszonego światła czerenkowskiego: światło to po przejściu rozproszenia ma rozkład znacznie bardziej zbliżony do izotropowego; zapobiegłoby to również podwójnemu zliczaniu fotonów jednokrotnie rozproszonych.

Opisana procedura została włączona do modułów programu Offline wykorzystywanych w symulacjach obserwacji wielkich pęków atmosferycznych. Przy pomocy prostych modyfikacji sterujących plików XML możliwe jest, w zależności od potrzeb, włączanie i wyłączenie obliczeń światła wielokrotnie rozproszonego w symulacjach.

Dowolnie można określać czas `MaxTime`, określający zakres opóźnień czaso-

wych przy jakich obliczenia są wykonywane. Parametryzacja została opracowana na podstawie danych o opóźnieniach sięgających 5000 ns. Powolny i regularny spadek sygnału rozproszonego przy dużych opóźnieniach pozwalają wprowadzić wydłużyć zakres stosowania poprawki, jednak bardzo mała wielkość sygnału nie uzasadnia potrzeby wydłużania czasu trwania symulacji dla uwzględnienia tak opóźnionego światła. $MaxZeta$ może być także określone przez użytkownika – najlepsza wydaje się być wielkość porównywalna z polem widzenia detektora, poprawnie uwzględniająca obszar zbierania światła z jakim mamy do czynienia.

Możliwe jest również wykorzystywanie różnych modeli rozkładu kąтового prawdopodobieństwa rozpraszania na aerozoluach. Parametryzacja została opracowana dla czterech modeli: modelu aerozoli pustynnych (Longtin) i funkcji Henyey'a-Greensteina przy wartościach parametru g równych 0.1, 0.5 oraz 0.9. Wszystkie te modele są dostępne w symulacjach wielkich pęków, a przełączanie między nimi wykonuje się również poprzez modyfikację pliku XML.

10 Podsumowanie

Od ponad stu lat promienie kosmiczne są obiektem nieustannych badań. Obserwacje przy użyciu coraz bardziej zaawansowanych narzędzi ujawniły występowanie cząstek przybywających z głębi kosmosu do Ziemi i obdarzonych wysokimi energiami, o widmie rozciągającym się na wiele rzędów wielkości. Najwyższe zmierzone energie przekraczają 10^{20} eV. Liczne eksperymenty i prace teoretyczne zostały poświęcone wyjaśnieniu własności i pochodzenia cząstek o tak wielkich energiach.

Obserwatorium Pierre Auger w Argentynie jest obecnie największym systemem detektorów poświęconym badaniom promieni kosmicznych najwyższych energii. Dzięki pokryciu powierzchni 3000 km^2 siecią detektorów możliwe jest rejestrowanie znacznej liczby wielkich pęków wywoływanych przez te niezwykle rzadkie cząstki. Zastosowanie różnych technik do równoczesnej obserwacji wielkich pęków pozwala uzyskać nieosiągalną wcześniej precyzję pomiarów. Dzięki Obserwatorium Pierre Auger, ale także dzięki innym eksperymentom, np. położonemu na półkuli północnej Telescope Array, w ciągu ostatnich kilkunastu lat osiągnięto wielkie postępy w badaniach cząstek o najwyższych energiach.

Udało się potwierdzić tłumienie widma promieni kosmicznych przy energiach powyżej $\simeq 4 \times 10^{19}$ eV. Jest to zgodne z przewidywanym efektem GZK, wynikającym z oddziaływania cząstek z fotonami tła mikrofalowego. Oszacowany został skład promieni kosmicznych w tym zakresie energii: wydaje się być zdominowany przez protony przy energiach rzędu 10^{18} eV, a ze wzrostem energii rośnie wkład od cięższych jąder. Takie zachowanie może wskazywać, że obcięcie widma przy najwyższych energiach może być wynikiem nie tylko efektu GZK, ale również ograniczeń w możliwościach przyspieszania cząstek w źródłach.

Ustalono zostały silne ograniczenia na udział fotonów i neutrin w strumieniu cząstek najwyższych energii, co jest niezgodne z przewidywaniami całej klasy egzotycznych modeli pochodzenia promieni kosmicznych. Wobec tego przyspieszanie cząstek w obiektach astrofizycznych wydaje się być obecnie najlepszym wytłumaczeniem obserwowanego strumienia promieni kosmicznych. Przy ograniczonym zasięgu cząstek o najwyższych energiach powinno być możliwe zidentyfikowanie ich źródeł – jednak dotychczasowe badania anizotropii promieni kosmicznych, a także korelacji ich kierunków przychodzenia z położeniami obiecujących kandydatów na źródła, nie dały przekonujących wyników.

Poczynione zostały duże postępy, jednak zagadka pochodzenia promieni kosmicznych najwyższych energii nie została jeszcze ostatecznie rozwiązana – badania trwają więc nadal. Prace teoretyczne skupiają się na opracowaniu modelu pochodzenia promieni kosmicznych, który najlepiej wyjaśniałby wyniki obserwacji. Trwają również dalsze obserwacje – przy bardzo małym strumieniu promieni kosmicznych ultra-wysokich energii poprawa statystyki wymaga wielolet-

niej pracy wielkich sieci detektorów. Uruchomienie orbitalnego detektora JEM-EUSO wielokrotnie zwiększyłyby liczbę obserwowanych wielkich pęków najwyższych energii. Poszukiwane są także sposoby zwiększenia dokładności obserwacji – temu służy prowadzona obecnie rozbudowa detektorów naziemnych Obserwatorium Pierre Auger. W pobliżu detektorów fluorescencyjnych zbudowano szereg specjalnych urządzeń monitorujących stan atmosfery podczas obserwacji – informacja ta jest niezbędna do poprawnej interpretacji danych; wykorzystuje się też wyniki satelitarnych obserwacji atmosfery.

Obecna bezprecedensowa precyzja i statystyka pomiarów wielkich pęków atmosferycznych pozwala na coraz dokładniejsze badanie widma i składu promieni kosmicznych ultra-wysokich energii. Dla uzyskania większej dokładności wyników konieczne jest rozwijanie coraz precyzyjniejszych technik obserwacyjnych, ale równie istotne jest udoskonalanie metod analizy danych obserwacyjnych. Do poprawnej interpretacji danych konieczne jest ściśle kontrolowanie i uwzględnianie parametrów wszystkich urządzeń. Ulepszane są symulacje wielkich pęków, pozwalające lepiej zrozumieć własności obserwowanych zjawisk. Kluczowo ważne jest udoskonalanie programów służących do rekonstrukcji własności wielkich pęków – konieczne jest precyzyjne uwzględnienie nawet niewielkich efektów mających wpływ na wyniki obserwacji. Tylko w taki sposób można ograniczyć niepewności, jakimi obciążone są ostateczne wyniki.

Wielokrotne rozpraszanie światła do niedawna było zaniedbywane przy analizie obserwacji wykonywanych przy użyciu detektorów fluorescencyjnych. Standardowo uwzględniane były wkłady od bezpośredniego światła fluorescencyjnego, docierającego do detektora bez rozproszeń, oraz od fotonów czerenkowskich jednokrotnie rozproszonych i bezpośrednich. Suma tych przyczynków rzeczywiście stanowi przeważającą część sygnału rejestrowanego podczas obserwacji wielkich pęków. Okazuje się jednak że światło docierające do detektora po przejściu bardziej złożonej drogi wnosi zauważalny wkład do całkowitego obrazu. W kierunku do detektora wyemitowany zostaje bardzo mały ułamek całkowitej liczby fotonów. Cała reszta rozchodzi się we wszystkich kierunkach w atmosferze, gdzie może ulegać rozproszeniom – niewielka część z nich zostaje skierowana do detektora. Jeśli wkład ten zostanie zaniedbany przy analizie obserwacji, doprowadzi to do przeszacowania wielkości pozostałych przyczynków, co przełoży się na systematycznie zawyżone wartości zrekonstruowanej energii wielkich pęków oraz zmianę kształtu ich profili rozwoju.

W niniejszej pracy przedstawiona została analiza, najpełniejsza z dotąd wykonanych, wielokrotnego rozpraszania światła i jego wpływu na obserwacje wielkich pęków. Procedury do symulacji Monte Carlo opracowane zostały tak, aby jak najwierniej modelować zjawiska zachodzące podczas propagacji światła w atmosferze. Wyniki tych symulacji pozwalają określić wielkość dodatkowego przyczynku wynikającego z rozpraszania, rejestrowanego przy obserwacji źródeł

światła znajdujących się w atmosferze. Zbadałem jak najszerszy zakres zmienności warunków obserwacji: odległości i nachylenia wielkich pęków, położenie detektora, rozkłady i koncentracje aerozoli, różne modele atmosfery molekularnej. Analizy te pozwoliły mi opracować parametryzacje, które umożliwiają łatwe obliczenie poprawki na światło wielokrotnie rozproszone, bez konieczności powtarzania czasochłonnych symulacji. Porównania z pracami innych autorów, pokazujące dobrą zgodność, stanowią dodatkowe potwierdzenie poprawności uzyskanych wyników. Wykonałem oddzielne analizy: obserwacji wielkich pęków, stacjonarnych źródeł punktowych oraz wiązek laserowych. Każda z nich miała dostarczyć wyniki jak najlepiej dopasowane do potrzeb różnych zastosowań: rekonstrukcji danych obserwacyjnych, symulacji wielkich pęków oraz kalibracyjnych pomiarów laserowych. Dzięki temu możliwe jest dokładniejsze uwzględnienie zjawiska wielokrotnego rozpraszania w tych różnych sytuacjach. Przy moim współudziale wyniki tych prac zostały włączone do oprogramowania używanego do analizy danych w Obserwatorium Pierre Auger. Wyniki te są w dużym stopniu uniwersalne i mogą być z powodzeniem stosowane również w innych eksperymentach używających detektorów fluorescencyjnych do obserwacji wielkich pęków atmosferycznych.

Niniejsza praca jest częścią znacznie szerszych wysiłków podejmowanych na świecie w celu poprawienia dokładności wyników badań nad promieniami kosmicznymi ultra-wysokich energii. Wyniki opisanych analiz, jak również prac innych autorów, od kilku lat są standardowo używane w analizach danych zgromadzonych w obserwacjach, dzięki czemu udało się zmniejszyć błędy systematyczne wyników. Przeprowadzone porównanie, z uwzględnieniem oraz pominięciem poprawki na wielokrotne rozpraszanie, pozwoliło określić znaczenie tego efektu. Zaniedbanie tego zjawiska prowadzi do *systematycznego* przeszacowania energii wielkiego pęku: od $\simeq 2\%$ przy 10^{18} eV, do $\simeq 5\%$ przy najwyższych energiach.

Poprawka na efekt wielokrotnego rozpraszania światła zwiększa dokładność wyznaczania energii wielkich pęków, co oznacza że widmo promieni kosmicznych zostaje lepiej wyznaczone. Ścisłe ustalenie zależności między strumieniem cząstek a ich energią jest szczególnie ważne przy porównywaniu wyników obserwacji z przewidywaniami teoretycznymi, jak również przy porównywaniu wyników różnych eksperymentów. Badania składu cząstek pierwotnych w znacznej mierze oparte są na pomiarach położenia maksimum rozwoju wielkiego pęku w zależności od energii, które są porównywane z przewidywaniami teoretycznymi – przesunięcie skali energii ma więc wpływ na końcowe wyniki tych prac. Również badania kierunków przychodzenia promieni kosmicznych są prowadzone z uwzględnieniem zmierzonych energii, ponieważ propagacja promieni kosmicznych silnie zależy od energii. Można więc stwierdzić, że dokładność wyznaczenia energii wielkich pęków rzutuje na niemal wszystkie analizy własności promieni kosmicznych ultra-wysokich energii.

Literatura

- [1] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
- [2] G. T. Zatsepin, V. A. Kuz'min, Pis'ma Zh. Eksp. Theor. Fiz. **4**, 144 (1966).
- [3] J. W. Cronin, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **28**, 213 (1992).
- [4] S. Yoshida, M. Teshima, Prog. Theor. Phys. **89**, 833 (1993).
- [5] E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949).
- [6] A. R. Bell, Mon. Not. R. Astron. Soc. **182**, 147 (1978).
- [7] A. M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22**, 425 (1984).
- [8] P. L. Biermann, P. A. Strittmatter, Astrophys. J. **322**, 643 (1987).
- [9] M. Ostrowski, Astron. Astrophys. **335**, 134 (1998). M. Ostrowski, Mon. Not. R. Astron. Soc. **312**, 579 (2000).
- [10] M. Lyutikov, R. Ouyed, Astropart. Phys. **27**, 473 (2007).
- [11] E. Boldt, P. Ghosh, Mon. Not. R. Astron. Soc. **307**, 491 (1999).
- [12] C. J. Cesarsky, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **28**, 51 (1992).
- [13] H. Kang et al., Astrophys. J. **456**, 422 (1996).
- [14] P. Blasi, R. I. Epstein, A. V. Olinto, Astrophys. J. **533**, 123 (2000).
- [15] Y. A. Gallant, A. Achterberg, Mon. Not. R. Astron. Soc. **305**, L6 (1999).
- [16] E. Waxman, Phys. Rev. Lett. **75**, 386 (1995).
- [17] M. Vietri, Astrophys. J. **453**, 883 (1995).
- [18] J. Bednarz, M. Ostrowski, Phys. Rev. Lett. **80**, 3911 (1998).
- [19] . S. Berezhinsky et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 4302 (1997).
- [20] P. Bhattacharjee, G. Sigl, Phys. Rep. **327**, 109 (2000).
- [21] G. R. Farrar, Phys. Rev. Lett. **76**, 4111 (1996).
- [22] L. Gonzalez-Mestres, Proc. 25 ICRC, Durban 1997, **6**, 113 (1997).
- [23] S. Coleman, S. L. Glashow, Phys. Rev. D **59**, 116008 (1999).

- [24] J. Linsley, Phys. Rev. Lett. **10**, 146 (1963).
- [25] M. A. Lawrence et al., J. Phys. G **17**, 733 (1991).
- [26] M. M. Winn et al., J. Phys. G **12**, 653 (1986).
- [27] B. N. Afanasiev et al., Proc. 24 ICRC, Rzym 1995, **2**, 756 (1995).
- [28] R. M. Baltrusaitis et al., Nucl. Instr. Meth. A **240**, 410 (1985).
- [29] J. N. Matthews et al., Proc. 27 ICRC, Hamburg 2001, **1**, 350 (2001),
J.H. Boyer et al., Nucl. Instr. Meth. A **482**, 457 (2002).
- [30] N. Hayashida et al., J. Phys. G **21**, 1101 (1994).
- [31] J. Abraham et al., Nucl. Instr. Meth. A **798**, 172 (2015).
- [32] T. Abu-Zayyad et al., Nucl. Instr. Meth. A **676**, 54 (2012),
T. Abu-Zayyad et al., Nucl. Instr. Meth. A **689**, 87 (2012).
- [33] S. Yoshida, Proc. 29 ICRC Pune 2005, **10**, 297 (2005).
- [34] I. Valiño for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS
(ICRC2015) 271.
- [35] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, S. I. Grigorieva Phys. Rev. D **74** (2006)
043005.
- [36] P. Tinyakov for the Telescope Array Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A **742**,
29 (2014).
- [37] B.R. Dawson et al., Proc. UHECR 2012, CERN, Geneva, EPJ Web of Con-
ferences **53**, 01005 (2013).
- [38] A. di Matteo for the Pierre Auger Collaboration, Proc. of the 34 ICRC, Haga
2015, PoS (ICRC2015) 249.
- [39] T. K. Gaisser, A. M. Hillas, Proc. 15 ICRC, Płowdiw 1977, **8**, 353 (1977).
- [40] A. Aab et al., Phys. Rev. D **90**, 122005 (2014).
- [41] K. Werner, F. M. Liu, T. Pierog, Phys. Rev. C **74**, 044902 (2006).
- [42] S. Ostapchenko, Phys. Rev. D **74**, 014026 (2006).
- [43] E. J. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. D **80**,
094003 (2009).

- [44] A. Aab et al., Phys. Rev. D **90**, 122006 (2014).
- [45] The Telescope Array Collaboration, Astropart. Phys. **64**, 49 (2014).
- [46] M. Unger for the Pierre Auger Collaboration and the Telescope Array Collaboration, Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS (ICRC2015) 307.
- [47] C. Bleve for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS (ICRC2015) 1103.
- [48] M. Settimo for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 32 ICRC, Pekin 2011, **2**, 55 (2011).
- [49] The Telescope Array Collaboration, Phys. Rev. D **88**, 112005 (2013).
- [50] The Yakutsk Collaboration, Phys. Rev. D **82**, 041101 (2010).
- [51] M. Ave et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2244 (2000).
- [52] The AGASA Collaboration, Astrophys. J. **571**, L117 (2002).
- [53] B. McBreen, C. J. Lambert, Phys. Rev. D, **24**, 2536 (1981),
P. Homola et al., Astropart. Phys. **27**, 174 (2007).
- [54] K. Greisen, 1956, w: Progress in Cosmic Ray Physics, Vol. 3, ed. J. G. Wilson (Amsterdam: North-Holland), 17.
- [55] The Pierre Auger Collaboration, Astrophys. J. **789**, 160 (2002).
- [56] The IceCube Collaboration, Phys. Rev. D **88**, 112008 (2013).
- [57] The ANITA Collaboration, Phys. Rev. D **85** 049901(E) (2012).
- [58] M-P Véron-Cetty, P. Véron, Astron. Astrophys. **455**, 773 (2006).
- [59] The Pierre Auger Collaboration, Science **318**, 938 (2007).
- [60] The Pierre Auger Collaboration, Astrophys. J. **804**, 15 (2015).
- [61] The Telescope Array Collaboration, Astrophys. J. **757**, 26 (2015).
- [62] J.P. Huchra et al., Astrophys. J. Supp. **199**, 26 (2012).
- [63] W.H. Baumgartner et al., Astrophys. J. Supp. **207**, 19 (2013).
- [64] S. van Velzen et al., Astron. Astrophys. **544**, A18 (2012).
- [65] The Telescope Array Collaboration, Astrophys. J. **790**, L21 (2015).

- [66] N. Hayashida, et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 1000 (1996).
- [67] I. Al Samarai for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS (ICRC2015) 372.
- [68] The Pierre Auger Observatory, the Telescope Array, Astrophys. J. **794**, 172 (2014),
The Pierre Auger Observatory, the Telescope Array, Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS (ICRC2015) 395.
- [69] The IceCube Neutrino Observatory, the Pierre Auger Observatory, the Telescope Array, Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS (ICRC2015) 1082.
- [70] Pierre Auger Project Design Report (1999).
- [71] K. Kamata, J. Nishimura, Progr. Theor. Phys. Suppl. **6**, 93 (1958).
- [72] K. Greisen, Prog. in Cosmic Ray Physics **3**, 1 (1956).
- [73] J. Hersil, I. Escobar, D. Scott, G. Clark, S. Olbert, Phys. Rev. Lett. **6**, 22 (1961).
- [74] M. Takeda et al., Astropart. Phys. **19**, 447 (2003).
- [75] The JEM-EUSO Collaboration, Exp. Astron. **40**, 3 (2015).
- [76] J. Abraham et al., Nucl. Inst. Meth. A **620**, 227 (2010).
- [77] D. Gora et al., Astropart. Phys. **24**, 484 (2006).
- [78] M. Unger et al., Nucl. Inst. Meth. A **588**, 433 (2008).
- [79] H.M.J. Barbosa et al., Astropart. Phys. **22**, 159 (2004).
- [80] L. Prado et al., Nucl. Inst. Meth. A **545**, 632 (2005).
- [81] R. Engel for the Pierre Auger Collaboration, Proc. of the 34 ICRC, Haga 2015, PoS (ICRC2015) 686,
The Pierre Auger Collaboration, arXiv:1604.03637.
- [82] The Pierre Auger Collaboration, J. Instr. **11**, P02012 (2016).
- [83] J.T. Brack et al., Astropart. Phys. **20**, 653 (2004).
- [84] F.D. Kahn, I. Lerche, Proc. R. Soc. A **289** (1417), 206 (1966).
- [85] G. Askaryan, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **14**, 441 (1962).

- [86] S. Buitink, et al., Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013, 0579 (2013).
- [87] H.R. Allan, Prog. Element. Part. Cos. Ray Phys. **10**, 171 (1971).
- [88] H. Falcke, et al., Nature **435**, 313 (2005).
- [89] D. Ardouin et al., Astropart. Phys. **26**, 341 (2006).
- [90] P. Schellart et al., Astron. Astrophys. **560**, A98 (2013).
- [91] J. Schulz for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS (ICRC2015) 615.
- [92] The Pierre Auger Collaboration, Phys. Rev. Lett. **116**, 241101 (2016).
- [93] P. Gorham et al., Phys. Rev. D **78**, 032007 (2008).
- [94] The Pierre Auger Collaboration, Proc. UHECR 2012, CERN, Geneva, EPJ Web of Conferences **53**, 08009 (2013).
- [95] R. Šmída et al., Proc. UHECR 2012, CERN, Geneva, EPJ Web of Conferences **53**, 08010 (2013).
- [96] R. Šmída et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 221101 (2014).
- [97] T. Tomida et al., Nucl. Inst. Meth. A **654**, 653 (2011).
- [98] US Standard Atmosphere Model, http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/atmos/us_standard.html
- [99] The Pierre Auger Collaboration, Astropart. Phys. **33**, 108 (2010).
- [100] B. Keilhauer for the Pierre Auger Collaboration, Astrophys. Space Sci. Trans. **6**, 27 (2010).
- [101] NOAA Air Resources Laboratory (ARL), Global Data Assimilation System (GDAS1) Archive Information, Tech. rep., <http://ready.arl.noaa.gov/gdas1.php>
- [102] The Pierre Auger Collaboration, Astropart. Phys. **35**, 591 (2012).
- [103] The Pierre Auger Collaboration, J. Instr. **8**, P04009 (2013).
- [104] S.Y. BenZwi et al., Nucl. Inst. Meth. A **574**, 171 (2007).
- [105] C. Medina for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 34 ICRC, Haga 2015, PoS (ICRC2015) 624.

- [106] S.Y. BenZwi et al., *Astropart. Phys.* **28**, 312 (2007).
- [107] S.Y. BenZwi et al., *Proc. 30 ICRC, Merida 2007*, **4**, 347 (2008).
- [108] The Pierre Auger Collaboration, *Astropart. Phys.* **50**, 92 (2013).
- [109] F. Kakimoto et al., *Nucl. Inst. Meth. A*, **372**, 205 (1996).
- [110] M. Nagano et al., *Astropart. Phys.*, **22**, 235 (2004).
- [111] G. Lefevre et al., *Nucl. Inst. Meth. A*, **578**, 78 (2007).
- [112] MACFLY Collaboration, *Astropart. Phys.*, **27**, 317 (2007).
- [113] FLASH Collaboration, *Astropart. Phys.*, **29**, 77 (2008).
- [114] T. Waldenmaier et al., *Astropart. Phys.*, **29**, 205 (2008).
- [115] T. Dandl, T. Heindl, A. Ulrich, *J. Instr.*, **7**, P11005 (2012).
- [116] AIRFLY Collaboration, *Astropart. Phys.*, **42**, 90 (2013).
- [117] A. Morozov et al., *Eur. Phys. J. D*, **33**, 207 (2005).
- [118] T. Waldenmaier, J. Bluemer, H. Klages, *Astropart. Phys.*, **29**, 205 (2008).
- [119] B. Keilhauer et al., *Nucl. Inst. Meth. A*, **597**, 99 (2008).
- [120] AIRFLY Collaboration, *Nucl. Inst. Meth. A*, **597**, 41 (2008).
- [121] J. Pękala, D. Góra, P. Homola, B. Wilczyńska, H. Wilczyński, *Proc. 28 ICRC, Tsukuba 2003*, **2**, 551 (2003).
- [122] J. Pękala, D. Góra, P. Homola, M. Risse, B. Wilczyńska, H. Wilczyński, *Proc. 29 ICRC, Pune 2005*, **7**, 207 (2005).
- [123] M.D. Roberts, *J. Phys. G*, **31**, 1291 (2005).
- [124] J. Pękala, praca doktorska pt. "Atmospheric scattering of light emitted by extensive air showers", Instytut Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego PAN, Kraków, 2007.
- [125] J. Pękala, D. Góra, P. Homola, M. Risse, B. Wilczyńska, H. Wilczyński, *Proc. 30 ICRC, Merida 2007*, **4**, 515 (2008).
- [126] J. Pękala, P. Homola, B. Wilczyńska, H. Wilczyński, *Proc. XV ISVHECRI, Paryż 2008, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **196**, 199 (2009).

- [127] J. Pękala, P. Homola, B. Wilczyńska, H. Wilczyński, Nucl. Inst. Meth. A, **605**, 388 (2009).
- [128] J. Colombi, K. Louedec, J. Opt. Soc. Am. A, **30**, 2244 (2013).
- [129] K. Louedec, J. Colombi, Astropart. Phys., **57-58**, 6 (2014).
- [130] J. Pękala, J. Stasielak, H. Wilczyński, Proc. 33 ICRC, Rio de Janeiro 2013, 0091 (2013).
- [131] J. Pękala, H. Wilczyński, Nucl. Inst. Meth. A, **729**, 296 (2013).
- [132] M. Giller, A. Śmiałkowski, Proc. 29 ICRC, Pune 2005, **7**, 195 (2005).
- [133] M. Giller, A. Śmiałkowski, Proc. 30 ICRC, Merida 2007, **4**, 393 (2008).
- [134] M. Giller, A. Śmiałkowski, Proc. 31 ICRC, Łódź 2009, 0327 (2009).
- [135] M. Giller, A. Śmiałkowski, Proc. 32 ICRC, Pekin 2011, **2**, 226 (2011).
- [136] M. Giller, A. Śmiałkowski, Astropart. Phys., **36**, 166 (2012).
- [137] I. Tegen, A.A. Lacis, J. Geophys. Res., **101** (D14), 19237 (1996).
- [138] J.H. Seinfeld, S.N. Pandis, Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change, Wiley, 2006.
- [139] A. Bucholtz, Appl. Opt. **34**, 2765 (1995).
- [140] H. Naus, W. Ubachs, Opt. Lett., **25**, 347 (2000).
- [141] G. Mie, Ann. Phys., **330**, 377 (1908).
- [142] A. Ångström, Geographical Anal., **12**, 130 (1929).
- [143] T.F. Eck et al., J. Geophys. Res. **104** (D24), 31333 (1999).
- [144] B. Dawson et al., Astropart. Phys., **5**, 239 (1996).
- [145] D. Góra et al., Astropart. Phys., **16**, 129 (2001).
- [146] D.R. Longtin et al., Air Force Geophysical Laboratory Note AFGL-TR-88-0112 (1988).
- [147] F. Nerling et al., Astropart. Phys., **24**, 421 (2006).
- [148] P. Assis for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 32 ICRC, Pekin 2011, **3**, 52 (2011).

- [149] J. Parrisius, praca dyplomowa: “Test of the calibration of the Auger fluorescence telescopes with an isotropic UV light source”, Universität Karlsruhe (2009).
- [150] F. Werner, praca dyplomowa: “Design and Test of a Flying Light Source for the Calibration of the Auger Fluorescence Telescopes”, Karlsruher Institut für Technologie (2010).
- [151] K. Louedec et al., Phys. Scr. **80**, 035403 (2009).
- [152] K. Louedec et al., Appl. Opt. **51**, 7842 (2012).
- [153] S. Argirò et al., Nucl. Inst. Meth. A, **580**, 1485 (2007).
- [154] S. Sciutto, AIRE: A System for Air Shower Simulations (Version 2.2.0), 1999 (arXiv:astro-ph/9911331).
- [155] D. Heck et al., CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019, 1998 (<https://www.ikp.kit.edu/corsika/>).
- [156] T. Bergmann et al., Astropart. Phys., **26**, 420 (2007).
- [157] H.-J. Drescher et al., Phys. Rev. D **67**, 116001 (2003).