

Autoreferat

dr Wiesław Sobków
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski

kwiecień 2019

1. Imię i Nazwisko: **Wiesław Sobków**
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/artystyczne - z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej:

22.06.2001 - doktor nauk fizycznych; Instytut Fizyki Teoretycznej (IFT), Wydział Fizyki i Astronomii, Uniwersytet Wrocławski (UWr);
tytuł rozprawy - *Egzotyczne sprzężenia w oddziaływaniach słabych*;
promotor - dr hab. Stanisław Ciechanowicz, IFT, UWr

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/artystycznych: od 1.10.2001 do chwili obecnej - adiunkt w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego.
4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311):

Osiągnięciem naukowym jest cykl dziewięciu prac oryginalnych o sumarycznym impact factor: **41,863**.

a) Tytuł osiągnięcia naukowego/artystycznego:

Badanie naruszenia symetrii względem inwersji czasu i natury neutrin w obecności oddziaływań niestandardowych przy niskich energiach

b) Wykaz publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe (autor/autorzy, tytuł/tytuły publikacji, rok wydania, nazwa wydawnictwa, recenzenci wydawniczy):

H1 W. Sobków, Right-handed neutrinos in low-energy neutrino–electron scattering, Physics Letters B **555**, 215–226 (2003), **IF: 4,066**

H2 S. Ciechanowicz, M. Misiaszek, W. Sobków, Right-handed Dirac neutrinos in νe^- scattering and azimuthal asymmetry in recoil electron event rates, European Physical Journal C **32**, s01, s151-s164 (2003), **IF: 3,580**

H3 S. Ciechanowicz, W. Sobków, M. Misiaszek, Scattering of neutrinos on a polarized electron target as a test for new physics beyond the standard model, Physical

Review D **71**, 093006 (2005), **IF: 4,852**

H4 W. Sobków, S. Ciechanowicz, M. Misiaszek, Decay of polarized muon at rest as a source of polarized antineutrino beam, Physics Letters B **713**, 258-263 (2012), **IF: 4,569**

H5 W. Sobków, T-odd correlation in muon neutrino elastic scattering on polarized proton target, Nuclear Physics B **869**, 440–451 (2013), **IF: 3,946**

H6 W. Sobków, Right-handed chirality of muon neutrinos in polarized muon decay at rest, European Physical Journal C **74**:2997 (2014), **IF: 5,084**

H7 W. Sobków, A. Błaut, Azimuthal asymmetry of recoil electrons in neutrino–electron elastic scattering as signature of neutrino nature, European Physical Journal C **76**:257 (2016), **IF: 5,297**

H8 W. Sobków, A. Błaut, Probing neutrino nature at Borexino detector with chromium neutrino source, European Physical Journal C **76**:550 (2016), **IF: 5,297**

H9 W. Sobków, A. Błaut, On possibility of time reversal symmetry violation in neutrino elastic scattering on polarized electron target, European Physical Journal C **78**:197 (2018), **IF: 5,172**

c) Omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania:

Dwa fundamentalne problemy fizyki neutrin, tj. możliwość łamania symetrii względem inwersji czasu w procesach czysto leptonowych (np. rozpraszanie elastyczne neutrin na elektronach (nie)spolaryzowanych; rozpad mionów spolaryzowanych w spoczynku) i semileptonowych (np. wychwyt mionu spolaryzowanego przez proton; rozpad neutronu) oraz kwestia natury neutrin (cząstka Diraca czy Majorany) ciągle czekają na jednoznaczne rozwiązanie.

Zgodnie z przewidywaniem modelu standardowego [1, 2, 3, 4, 5] sprzężenia wektorowe V i aksjalne A neutrin lewych (lewoskrętna chirality) mogą jedynie uczestniczyć we wspomnianych procesach. Co więcej, w przypadku procesu rozpraszania elastycznego neutrin na elektronach, stałe sprzężenia V , A muszą być liczbami rzeczywistymi jako bezpośrednia konsekwencja warunków hermitowskości lagrangianu oddziaływania. To oznacza, że nie ma żadnej możliwości pojawienia się w przekroju czynnym jakiejkolwiek korelacji kątowej łamiącej symetrię względem inwersji czasu (iloczyn mieszany trzech wektorów; wielkość typu "T-odd"), nawet jeśli elektrony tarczy byłyby spolaryzowane. Jakościowa zmiana pojawia się wraz z wprowadzeniem zespolonych sprzężeń egzotycznych skalarnych S , tensorowych T , pseudoskalarnych P neutrin lewych i prawych spoza modelu standardowego. Obecność tych sprzężeń razem z polaryzacją elektronów tarczy pozwala na generowanie różnych korelacji kątowych typu T-odd jak i T-even w różniczkowym przekroju czynnym dla rozpraszania. Jeśli chodzi o wspomniane wyżej procesy produkcji, tzn. rozpad mionu i wychwyt mionu przez proton, to sprzężenia standardowe V , A jak i niestandardowe S , T , P , $V+A$ w obu tych procesach mogą być zespolone.

Jak dobrze wiadomo naruszenie symetrii względem inwersji czasu (równoważne naruszeniu symetrii CP w przypadku oddziaływań słabych zachowujących symetrię CPT) jest obserwowane jedynie w rozpadach neutralnych kaonów K i mezonów B [6, 7, 8] i opisywane za pomocą pojedynczej fazy obecnej w kwarkowej macierzy mieszania Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [9]. Jednakże barionowa asymetria wszechświata nie daje się wyjaśnić istnieniem jednej fazy i nowe źródła łamania CP są potrzebne [10]. Poza tym model standardowy nie wyjaśnia jeszcze wielu innych podstawowych kwestii

(np. jaki mechanizm wywołuje łamanie parzystości, problem małej masy neutrina i dużej hierarchii mas fermionów). Ta sytuacja doprowadziła do pojawienia się różnych modeli niestandardowych, zawierających mechanizmy łamania parzystości, nowe oddziaływania odpowiedzialne za naruszenie symetrii CP, oddziałujące neutrina z prawą chiralitą. Mamy tu na myśli, np. modele lewo-prawo symetryczne [11, 12, 13, 14, 15], kompozytowe [16, 17, 18], leptokwarkowe, oddziaływań kontaktowych, z dodatkowymi wymiarami [19], niecząstkowe (unparticle models - UP) [20, 21, 22, 23]. Jeśli chodzi o UP, to w tym schemacie jest możliwe sprzęganie się neutrin prawych (right-handed chirality) z odpowiednimi niecząstkowymi sektorami o spinie odpowiednio 0, 1 i 2.

Należy także mocno podkreślić, że dostępne dane eksperymentalne ciągle pozostawiają trochę miejsca dla scenariuszy z oddziaływaniami S, T, P i V+A.

Dzisiejsze testy na łamanie symetrii CP bazują głównie na pomiarach składowych prostopadłych polaryzacji spinu leptonów naładowanych produkowanych w rozpadach spolaryzowanych mionów, neutronów, jąder lub kaonów K^+ [24, 25, 26, 27, 28], elektrycznego momentu dipolowego neutronów (atomów) [29, 30, 31, 32, 33]. Wszystkie wyniki do tej pory odpowiadają zachowaniu symetrii CP. Taki stan rzeczy motywuje do poszukiwania nowych narzędzi czułych na efekty liniowe od zespolonych sprzężeń egzotycznych spoza modelu standardowego. Trzeba również zauważyć, że przyszłe eksperymenty z oscylacjami neutrin stawiają sobie za cel zmierzenie łamania symetrii CP w sektorze leptonowym przez jednoczesny pomiar oscylacji neutrin i antyneutrin produkowanych przez fabryki neutrin [34, 35]. Badania przeprowadzone w cyklu dzieł wielu prac wskazują na alternatywne podejście do obu nierozwiązanych kwestii.

Co się tyczy problemu natury neutrin, to można go badać w kontekście niezerowych mas neutrin i standardowego oddziaływania V-A używając np. rozpraszania elastycznego neutrin na elektronach (RENE), w którym biorą udział jedynie neutrina lewe (left-handed chirality). Odpowiednie testy zostały zaproponowane przez Kaysera i Langacker'a [36, 37].

Alternatywna droga polega na odejściu od struktury V-A i dopuszczeniu sprzężeń egzotycznych skalarnych S, tensorowych T, pseudoskalarnych P neutrin zarówno lewych jak i prawych oraz oddziaływania V+A neutrin prawych i poszukiwaniu rozróżnienia między neutrinami Diraca i Majorany na rozmaitych obserwacjach w granicy relatywistycznego neutrina. Pierwsze testy zostały zgłoszone przez Rosena [38] i Dassa [39] oraz ostatnio przez Rodejohanna [40]. Wszystkie te propozycje są ograniczone do szukania różnic przez pomiar spektrum elektronów rozproszonych przez padające neutrina podłużnie spolaryzowane.

Powinno się wyraźnie podkreślić, że obecnie głównym narzędziem do badania natury neutrin wydaje się być podwójny bezneutrinowy rozpad beta [41, 42, 43], ale rozważany proces rozpraszania elastycznego neutrin na elektronach spolaryzowanych lub niespolaryzowanych może również rzucić więcej światła na badaną kwestię. Istnieje bogata literatura poświęcona różnym aspektom natury i niestandardowych własności neutrin [44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53].

Badanie możliwości naruszenia symetrii CP i natury neutrin w obecności sprzężeń egzotycznych opiera się na wykorzystaniu dwóch procesów produkcji wiązki neutrin (rozpad mionu spolaryzowanego w spoczynku oraz wychwyt mionu spolaryzowanego przez proton, wskutek czego powstaje neutrin mionowe monoenergetyczne i neutron) i jednego procesu detekcji, tzn. rozpraszania elastycznego neutrin na tarczy elektronów spolaryzowanych lub niespolaryzowanych. Te procesy są analizowane w obszarze niskich energii na poziomie czterofermionowego oddziaływania punktowego. Przeprowadzone rozważania są niezależne od konkretnej wersji modelu zawierającego oddziaływanie

niestandardowe. Dodatkowo zakłada się, że wszystkie oddziaływania są lorentzowsko i CPT niezmiennicze oraz zachowują zapach (flavour conserving interactions). Rezultaty obliczeń różnych obserwacji są prezentowane w granicy relatywistycznego neutrina (pominięte są wkłady od członów typu m_ν/E_ν co nie jest tożsame z przyjęciem neutrina bezmasowego).

Publikacje cyklu skupione na badaniu symetrii CP i natury neutrin w obecności sprzężeń egzotycznych można podzielić zasadniczo na dwie grupy w których tarcza do detekcji jest spolaryzowana bądź nie. Zatem w pracach $H_1, H_2, H_4, H_6, H_7, H_8$ badane są scenariusze dla tarczy niespolaryzowanej, ale źródło w H_1, H_2, H_4, H_6, H_7 jest spolaryzowane z wyjątkiem H_8 kiedy jest niespolaryzowane. Z kolei prace H_3, H_5, H_9 dotyczą tarczy spolaryzowanej, podczas gdy źródło jest spolaryzowane jedynie w H_3, H_9 . W H_5 rozważa się neutrina pochodzące ze źródła niespolaryzowanego.

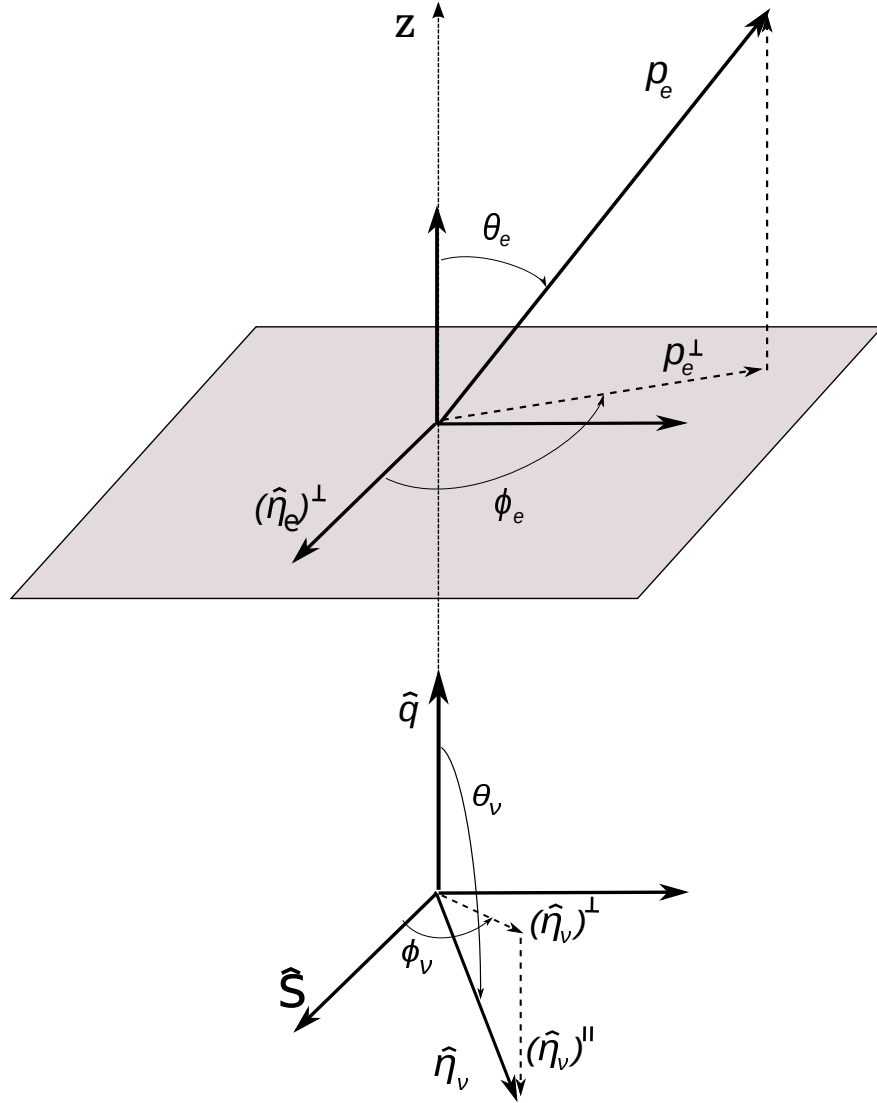
Dla zobrazowania różnych scenariuszy rozpatrywanych w prezentowanym cyklu plac zamieszcza się Rysunek 1, który ilustruje potencjalną sytuację od strony eksperymentalnej, gdzie widać płaszczyznę produkcji wiązki neutrin i odpowiadającą jej płaszczyznę reakcji dla procesu detekcji neutrin. Warto także podać amplitudy dla procesu rozpraszania $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ z udziałem neutrin Diraca i Majorany w obecności oddziaływań niestandardowych przy niskich energiach. Amplituda dla neutrin Diraca ma postać:

$$\begin{aligned}
M_{\nu_e e^-}^D = & \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ (\bar{u}_{e'} \gamma^\alpha (c_V^L - c_A^L \gamma_5) u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u_{\nu_e}) \\
& + (\bar{u}_{e'} \gamma^\alpha (c_V^R + c_A^R \gamma_5) u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{\nu_e}) \\
& + c_S^R (\bar{u}_{e'} u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} (1 + \gamma_5) u_{\nu_e}) \\
& + c_P^R (\bar{u}_{e'} \gamma_5 u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} \gamma_5 (1 + \gamma_5) u_{\nu_e}) \\
& + \frac{1}{2} c_T^R (\bar{u}_{e'} \sigma^{\alpha\beta} u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} \sigma_{\alpha\beta} (1 + \gamma_5) u_{\nu_e}) \\
& + c_S^L (\bar{u}_{e'} u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} (1 - \gamma_5) u_{\nu_e}) \\
& + c_P^L (\bar{u}_{e'} \gamma_5 u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} \gamma_5 (1 - \gamma_5) u_{\nu_e}) \\
& + \frac{1}{2} c_T^L (\bar{u}_{e'} \sigma^{\alpha\beta} u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} \sigma_{\alpha\beta} (1 - \gamma_5) u_{\nu_e}) \},
\end{aligned} \tag{1}$$

gdzie $G_F = 1.1663788(7) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} (0.6 \text{ ppm})$ [54] jest stałą Fermiego. Stałe sprzężenia są oznaczone jako $c_V^{L,R}, c_A^{L,R}, c_S^{R,L}, c_P^{R,L}, c_T^{R,L}$ odpowiednio do chiralności lewej L i prawej R neutrina wchodzącego na tarczę. Sprzężenia $c_S^{R,L}, c_P^{R,L}, c_T^{R,L}$ są liczbami zespolonymi: $c_S^R = |c_S^R| e^{i\theta_{S,R}}, c_S^L = |c_S^L| e^{i\theta_{S,L}}, \text{ etc.}$ Sprzężenia $c_V^{L,R}, c_A^{L,R}$ są rzeczywiste jako konsekwencja hermitowskości lagranagianu oddziaływania. Trzeba też wziąć pod uwagę relacje między sprzężeniami S, T, P: $c_{S,T,P}^L = c_{S,T,P}^{*R}$.

Odpowiednia amplituda dla neutrin Majorany nie zawiera wkładów od elementów macierzowych prądów neutrinowych związanych z oddziaływaniami wektorowymi V i tensorowymi T jako bezpośrednia konsekwencja warunku Majorany jaki musi spełniać pole Majorany. Widać, że wszystkie człony od (A, S, P) są pomnożone przez czynnik 2 jako rezultat warunku Majorany:

$$\begin{aligned}
M_{\nu_e e^-}^M = & \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \{ -(\bar{u}_{e'} \gamma^\alpha (c_V - c_A \gamma_5) u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} \gamma_\alpha \gamma_5 u_{\nu_e}) \\
& + (\bar{u}_{e'} \gamma^\alpha (\tilde{c}_V + \tilde{c}_A \gamma_5) u_e) (\bar{\nu}_{\nu_e'} \gamma_\alpha \gamma_5 u_{\nu_e}) \\
& + (\bar{u}_{e'} u_e) [c_S^L (\bar{\nu}_{\nu_e'} (1 - \gamma_5) u_{\nu_e}) + c_S^R (\bar{\nu}_{\nu_e'} (1 + \gamma_5) u_{\nu_e})] \\
& + (\bar{u}_{e'} \gamma_5 u_e) [-c_P^L (\bar{\nu}_{\nu_e'} (1 - \gamma_5) u_{\nu_e}) + c_P^R (\bar{\nu}_{\nu_e'} (1 + \gamma_5) u_{\nu_e})] \}.
\end{aligned} \tag{2}$$



Rysunek 1: Płaszczyzna produkcji wiązki neutrina jest rozpięta przez wektor polaryzacji źródła $\hat{\mathbf{S}}$ i wektor pędu neutrina $\hat{\mathbf{q}}$. Płaszczyzna reakcji jest rozpięta przez $\hat{\mathbf{q}}$ i wektor składowej poprzecznej polaryzacji tarczy $(\hat{\boldsymbol{\eta}}_e)^\perp$ dla procesu $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$. $\theta_1 = \pi/2$ jest kątem między wektorami $\hat{\boldsymbol{\eta}}_e$ i $\hat{\mathbf{q}}$, więc $\hat{\boldsymbol{\eta}}_e \cdot \hat{\mathbf{q}} = 0$ i $\hat{\boldsymbol{\eta}}_e = (\hat{\boldsymbol{\eta}}_e)^\perp$. θ_e is kątem polarnym między $\hat{\mathbf{q}}$ i wektorem pędu elektronu odrzutu $\hat{\mathbf{p}}_e$. ϕ_e is kątem azymutalnym między $(\hat{\boldsymbol{\eta}}_e)^\perp$ wektorem składowej poprzecznej pędu elektronu odrzutu $(\hat{\mathbf{p}}_e)^\perp$. Jednostkowy wektor polaryzacji neutrina w jego układzie spoczynkowym ma postać: $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu = (\sin \theta_\nu \cos \phi_\nu, \sin \theta_\nu \sin \phi_\nu, \cos \theta_\nu)$.

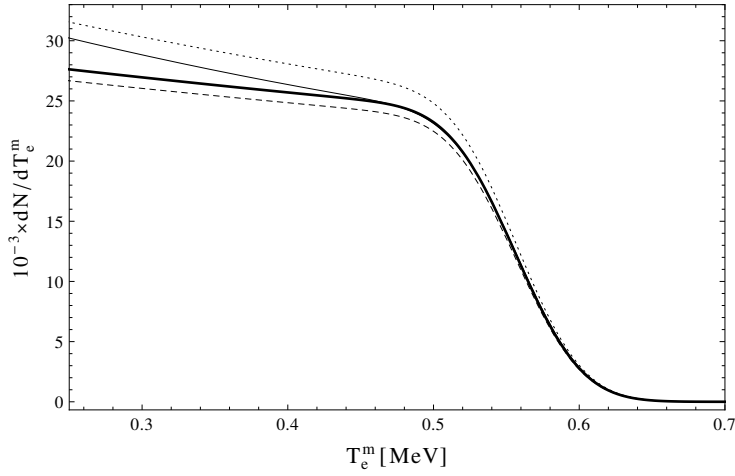
Postać amplitud dla procesów produkcji, formuły na składowe poprzeczne polaryzacji neutrina wraz z dokładnym opisem przyjętych założeń można znaleźć w H_1, H_2, H_3, H_4 . W pierwszej pracy cyklu, H_1 , przewiduje się efekty teoretycznie możliwego scenariusza, w którym sprzężenie egzotyczne skalarne S neutrin prawych jest dopuszczone obok standardowego oddziaływania neutrin lewych w rozpraszaniu elastycznym neutrin mionowych (lub elektronowych) na niespolaryzowanych elektronach. Zakłada się, wiązka neutrin wchodzących na tarczę elektronową jest superpozycją stanów lewych z prawymi. Poza tym przyjmuje się, że neutrina mają masę różną od zera i są typu Diraca. Procesem produkcji neutrin mionowych jest wychwyt mionu spolaryzowanego przez proton ($\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$), w którym neutrina prawe są generowane przez oddziaływanie egzotyczne skalarne S, a neutrina lewe przez standardowe oddziaływanie V-A. Jeśli chodzi o neutrina elektronowe, przyjmuje się, że procesem produkcji jest wychwyt elektronu przez jądro chromu ^{51}Cr spolaryzowanego. Bezpośrednią konsekwencją superpozycji jest możliwość pojawienia się składowych prostopadłych polaryzacji spinu neutrina, zarówno zachowujących symetrię inwersji czasu (T-even) jak i łamiących symetrię odwrócenia czasu (T-odd). Warto podkreślić, że składowe poprzeczne polaryzacji neutrina nie anihilują w granicy zanikającej masy neutrina. Obserwacja niezerowych składowych poprzecznych polaryzacji neutrina wskazałaby na istnienie prawych neutrin i wyjście poza model standardowy. Detekcja T-odd składowej poprzecznej polaryzacji oznaczałaby łamanie symetrii odwrócenia czasu w procesie semileptonowym. Jednakże pomiary obserwabli polaryzacyjnych neutrin są ciągle poza zasięgiem dzisiejszych eksperymentów. Stąd zamiar użycia rozpraszania elastycznego neutrin na niespolaryzowanych elektronach. Wyliczony różniczkowy przekrój czynny z azymutalną zależnością elektronów odrzutu zawiera między innymi interferencję między sprzężeniem V neutrin lewych i egzotycznym S neutrin prawych, która zależy od korelacji kątowych typu T-even i T-odd zbudowanych z polaryzacji poprzecznej neutrina związanej z procesem produkcji, pędu neutrina i pędu elektronu rozproszonego. Pojawiające się interferencje nie zależą od masy neutrina i generują azymutalną asymetrię w rozkładzie elektronów rozproszonych. Wykrycie takiej regularności byłoby sygnaturą istnienia neutrin prawych (bo według modelu standardowego rozkład kątowy elektronów ma być symetryczny) oraz pomogłoby przetestować naruszenie symetrii względem odwrócenia czasu w procesach leptonowych.

Prace H_2, H_4 stanowią rozszerzenie rozważań przeprowadzonych w H_1 przez wprowadzenie dodatkowych sprzężeń niestandardowych tensorowych T i pseudoskalarne P neutrin prawych zarówno w procesie produkcji neutrin jak i detekcji efektów wywołanych przez obecność stanów prawochiralnych. Zakłada się, że neutrina są cząstkami Diraca z masą różną od zera. W H_2 procesem produkcji wiązki neutrin mionowych jest reakcja wychwytu mionu przez proton, w której dopuszczone są oddziaływania S, T, P mogące produkować neutrina prawe obok dominującego oddziaływania standardowego V-A, które generuje neutrina lewe. Zakłada się, że wyprodukowana wiązka neutrin jest superpozycją stanów lewych z prawymi co skutkuje pojawieniem się składowych poprzecznych polaryzacji spinu neutrina, zarówno typu T-even jak i T-odd. Kluczową kwestią jest niezależność członów interferencyjnych od masy neutrina. Pojawiają się aż cztery typy faz względnych między sprzężeniami. Wkłady typu m_ν/E_ν występują jedynie przy członach kwadratowych od sprzężeń V-A i $(S, T, P)_R$ i mogą być pominięte. Poszukiwanie efektów liniowych od $(S, T, P)_R$ w obserwablach jądrowych, np. polaryzacja podłużna i poprzeczna neutronu, byłoby praktycznie niemożliwe, gdyż wszystkie interferencje między $(V, A)_L$ i $(S, T, P)_R$ są mocno tłumione przez masę neutrina. Jak było zauważone w H_1 bezpośrednie pomiary polaryzacji poprzecznej neutrina są

ciągłe niemożliwe, dlatego też proponuje się rozpraszanie elastyczne wiązki neutrin z niezerową składową poprzeczną polaryzacji na tarczy elektronowej, która jest niespolaryzowana. Różniczkowy przekrój czynny w układzie laboratoryjnym z azymutalną zależnością elektronów odrzutu w granicy relatywistycznego neutrina zawiera, między innymi, części rzeczywiste i urojone członów interferencyjnych między sprzężeniami V_L i S_R oraz A_L i T_R związane z odpowiednimi korelacjami kątowymi typu T-even i T-odd. Obecność tych wkładów wywołuje asymetrię azymutalną w rozkładzie kątowym elektronów rozproszonych i pozwala na badanie naruszenia symetrii inwersji czasu oraz efektów pochodzących od prawych neutrin.

W pracy H_4 rozważa się możliwość użycia rozpadu spolaryzowanych mionów w spoczynku, $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$, jako źródła wiązki (anty)neutrino elektronowych z niezerową składową poprzeczną polaryzacji do testowania symetrii względem inwersji czasu i badania efektów od prawych neutrin. Zakłada się, że (anty)neutrino są fermionami Diraca z masą różną od zera. Dopuszcza się możliwość produkcji (anty)neutrino z prawoskrętną chiralitą przez oddziaływania egzotyczne wektorowe, skalarnie i tensorowe obok dominującego oddziaływania standardowego generującego (anty)neutrino lewe. Głównym celem jest pokazanie jak rozkład kąto-energetyczny (anty)neutrino zależy od części rzeczywistych i urojonych interferencji między sprzężeniami standardowymi a egzotycznymi. Okazuje się, że wszystkie interferencje zależą od korelacji kątowych typu T-even i T-odd, w których zawsze występuje wektor składowej poprzecznej polaryzacji (anty)neutrino. Poza tym interferencje nie zanikają w granicy relatywistycznej i generują asymetrię w rozkładzie energetyczno-kątowym (anty)neutrino. W konsekwencji można wyliczyć strumień wiązki (anty)neutrino oraz spodziewaną liczbę zdarzeń w rozpraszaniu elastycznym (anty)neutrino na elektronach tarczy niespolaryzowanej w przypadku hipotetycznego detektora. Szacowanie wielkości nowych efektów bazuje na aktualnych ograniczeniach z góry na sprzężenia niestandardowe w rozpadzie mionu. Dodatkowo pokazuje się, że ewentualne efekty związane z masą i mieszaniem (anty)neutrino są całkowicie nieistotne w eksperymentach, w których odległość między źródłem i detektorem jest stosunkowo mała.

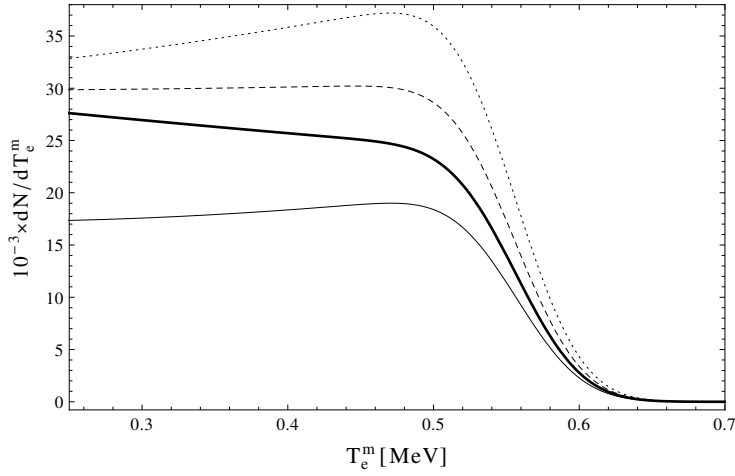
W pracy H_6 analizuje się również rozpad mionów spolaryzowanych w spoczynku, ale tym razem w obecności oddziaływania egzotycznego V+A przy zachowaniu sprzężenia standardowego neutrin lewochiralnych. Pokazuje się, że rozkład kąto-energetyczny neutrin mionowych typu Diraca z masą różną od zera jest czuły na części rzeczywiste i urojone interferencji między sprzężeniami V-A neutrin lewych i sprzężeniami niestandardowymi V+A neutrin prawych. Pojawienie się interferencji jest zależne od składowych poprzecznych polaryzacji spinu neutrin mionowych, zarówno T-even jak i T-odd. Wszystkie interferencje przeżywają w granicy infinitezymalnie małej masy neutrina, co pozwala na testowanie możliwości łamania symetrii CP w rozpadzie mionu. Jednakże bezpośrednie pomiary obserwabli neutrinowych są poza zasięgiem obecnych eksperymentów, stąd użycie procesu rozpraszania wiązki neutrin z niezerową składową poprzeczną polaryzacji na tarczy elektronów niespolaryzowanych. Wylicza się strumień wiązki neutrin dla założonej konfiguracji detektora, zarówno przewidywany w teorii standardowej jak i w przypadku superpozycji stanów lewych z prawymi. Warto podkreślić, że wpływ masy neutrina i mieszania na rozkład kąto-energetyczny neutrin jest bardzo mały i może być pominięty dla eksperymentu z bliskim detektorem. Trzeba także zauważyć, że w obserwablach elektronowych człony interferencyjne między sprzężeniami V-A i V+A są silnie tłumione przez małą masę neutrina, co praktycznie uniemożliwia pomiar faz względnych między obu typami sprzężeń. Pomiary obserwabli neutrinowych wydają się być odpowiednimi narzędziami do badania efek-



Rysunek 2: Neutrino Diraca: różniczkowe spektrum zdarzeń; zależność (dN/dT_e^m) od energii mierzonej T_e^m . Linia ciągła pogrubiona jest dla oddziaływania $V - A$ z $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$; linia przerywana jest dla $(c_V^R = c_A^R = 0.4, c_S^L = c_T^L = c_P^L = 0)$ z $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$; linia kropkowana jest dla $(c_V^R = c_A^R = c_S^L = c_T^L = 0.4, c_P^L = 0)$ z $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$; linia cienka ciągła jest dla $(c_V^R = -0.4, c_A^R = c_S^L = c_T^L = c_P^L = 0.4)$ z $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$.

tów od neutrin z prawoskrętną chiralitą jak i testowania symetrii względem odwrócenia czasu. Jednakże na dzień dzisiejszy takie testy są ciągle poza zasięgiem grup eksperymentalnych.

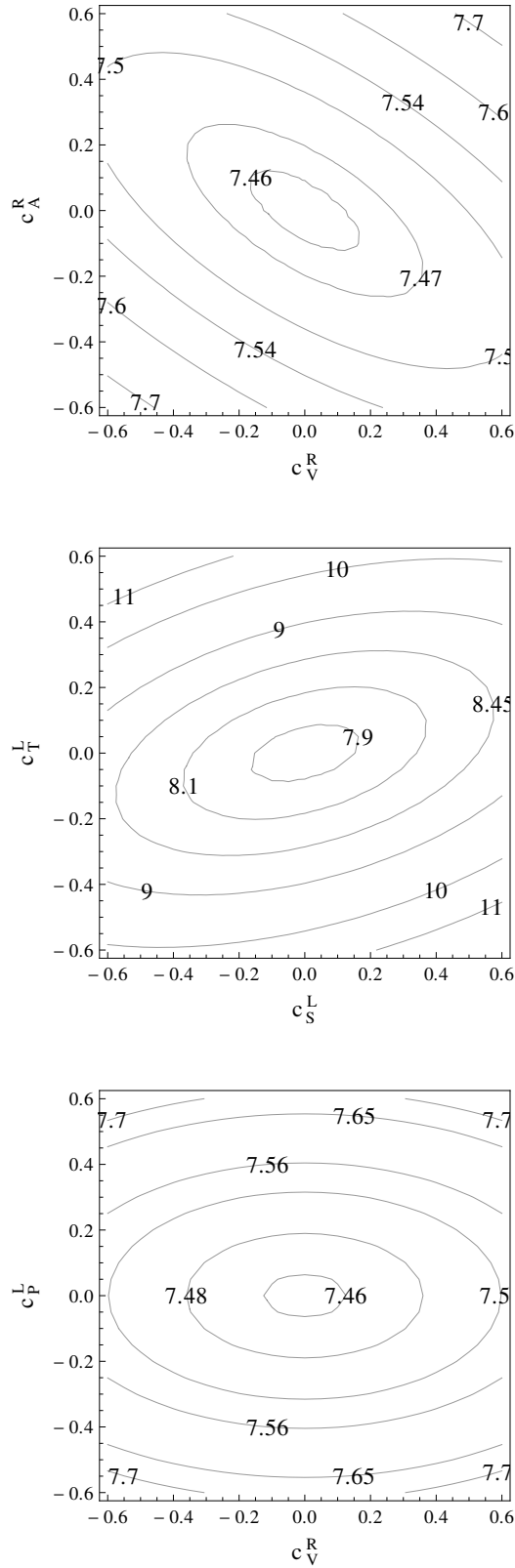
Dwie kolejne prace H_7, H_8 analizują problem rozróżnienia neutrin Diraca od Majorany z wykorzystaniem procesu rozpraszania elastycznego neutrin na tarczy elektronów niespolaryzowanych, kiedy dopuszcza się w procesie detekcji obecność sprzężeń egzotycznych S, T, P oraz oddziaływania $V+A$ neutrin z prawoskrętną chiralitą obok standardowego oddziaływania $V-A$ neutrin lewych. Rozważania w H_7 bazują na założeniu, że wchodząca na tarczę wiązka neutrin jest superpozycją stanów lewych z prawymi co prowadzi do pojawienia się składowych poprzecznych polaryzacji spinu neutrina, zarówno T-even jak i T-odd. Źródłem neutrin jest rozpad mionów spolaryzowanych w spoczynku, w którym mogą brać udział oddziaływania niestandardowe. Pokazuje się, że obserwabłą właściwą do badania różnic między neutrinami Diraca i Majorany w granicy relatywistycznej wydaje się być azymutalna asymetria w rozkładzie kątowym elektronów odrzutu, która byłaby mierzona między kątami $(0, (\pi))$ i $(\pi, (2\pi))$ (asymetria góra-dół). Źródłem tej asymetrii są człony interferencyjne między sprzężeniami standardowymi a egzotycznymi, które bezpośrednio zależą od wektora polaryzacji poprzecznej neutrina związanego z procesem produkcji. W praktyce ze względu na tę zależność rozróżnienie między neutrinami Diraca a Majorany byłoby ekstremalnie trudne. Wielkość efektu azymutalnej asymetrii w przypadku neutrin Majorany jest większa niż dla scenariusza z neutrinami Diraca. Potencjalny eksperyment powinien sprawdzić czy rozkład kątowy elektronów rozproszonych jest azymutalnie symetryczny. Stwierdzenie odstępstwa od przewidywań dla jakiegoś scenariusza z oddziaływaniami egzotycznymi w przypadku neutrin Diraca na statystycznie istotnym poziomie oznaczałoby, że neutrina mogą być fermionami Majorany. Jednakże żeby to jednoznacznie stwierdzić wartości asymetrii musiałyby być zmierzone z bardzo małymi błędami, żeby móc wyeliminować scenariusz z neutrinami Diraca. Poza tym wymagane byłoby precyzyjne odjęcie zdarzeń tła. Pomiary azymutalnej asymetrii wymagałyby



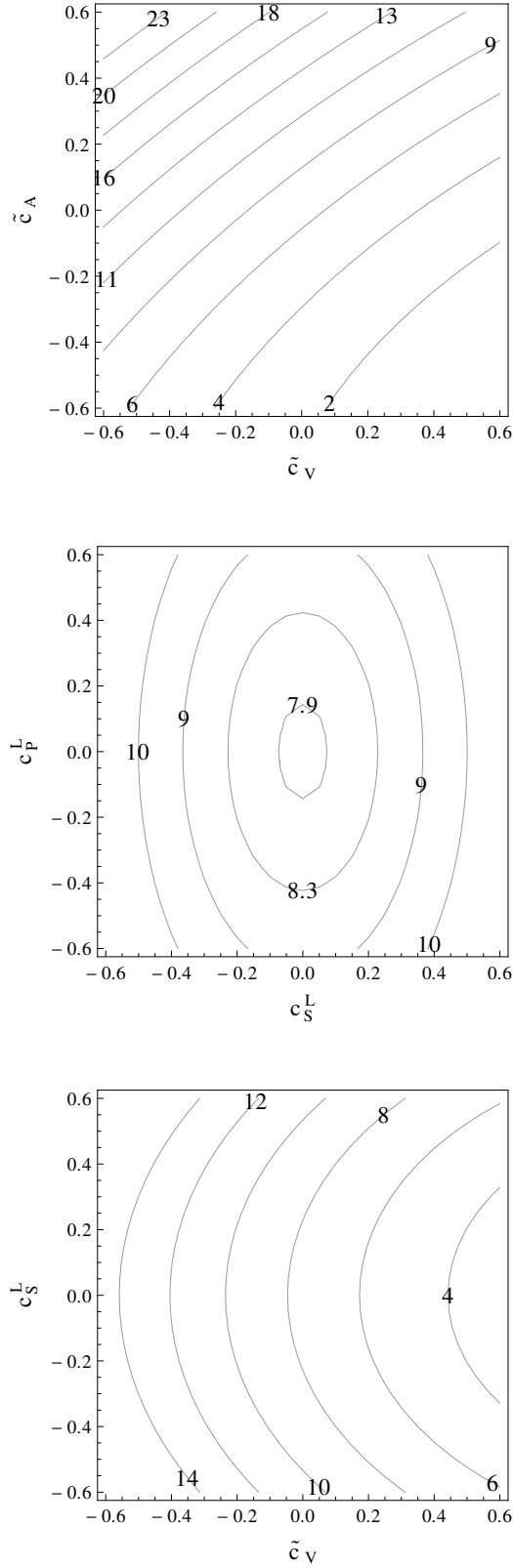
Rysunek 3: Neutrino Majorany: różniczkowe spektrum zdarzeń; zależność (dN/dT_e^m) od energii mierzonej T_e^m . Linia ciągła pogrubiona jest dla oddziaływania $V - A$ z $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$; linia przerywana jest dla $(\tilde{c}_V = \tilde{c}_A = 0.4, c_S^L = c_P^L = 0)$ z $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$; linia kropkowana jest dla $(\tilde{c}_V = \tilde{c}_A = c_S^L = c_P^L = 0.4)$ z $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$; linia cienka ciągła jest dla $(\tilde{c}_V = 0.2, \tilde{c}_A = -0.2, c_S^L = c_P^L = 0.4)$ z $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$.

źródeł spolaryzowanych z wysoką aktywnością, dużych tarcz, długiego czasu trwania pomiarów, detektorów mierzących kąty polarne i azymutalne z wysoką rozdzielczością. Realizacja takich pomiarów pozwoliły na poszukiwanie nowych faz łamiących symetrię CP oczekiwanych w kosmologii.

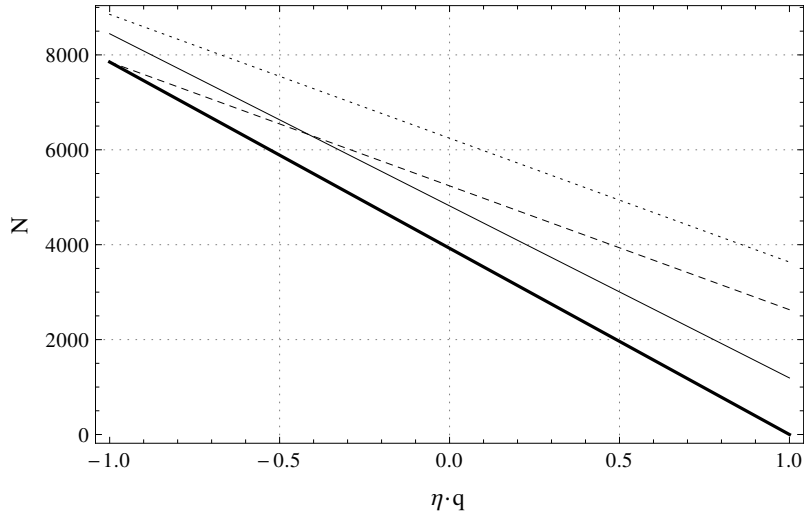
Rozważania w pracy H_8 wydają się być najbardziej osiągalne eksperymentalnie, bo dotyczą aktualnie działającego detektora Borexino. W pracy H_8 wskazuje się na możliwość wykorzystania intensywnego źródła wiązki neutrin niskoenergetycznych (rzędu 370 PBq) do badania natury neutrin przez wspomniany detektor Borexino, który działa w czasie rzeczywistym, ma ultra niski próg na detekcję oraz ekstremalnie niski poziomem tła i jest położony dość blisko źródła (około 10 m). Jest to detektor typu scyntylacyjnego, a procesem detekcji jest rozpraszanie elastyczne neutrin na elektronach niespolaryzowanych i pomiar energii elektronów odrzutu. Zakłada się podobnie jak w H_7 , że wiązka neutrin wchodzących jest superpozycją stanów lewych z prawymi, ale informacja o składowej poprzecznej polaryzacji wiązki neutrin jest utracona, bo źródło jest niespolaryzowane i wkład od tej polaryzacji uśrednia się. Obliczone przekroje czynne dla neutrin Diraca po wycalkowaniu po kącie azymutalnym elektronów odrzutu nie zawierają żadnych interferencji między sprzężeniami standardowymi a egzotycznymi i są nieczułe na efekty naruszenia symetrii CP. Podobnie wygląda sytuacja dla neutrin Majorany, ale w tym scenariuszu pojawiają się człony interferencyjne między oddziaływaniami V-A i V+A, ale zawierające tylko wkłady od korelacji kątowych typu T-even. Precyzyjny pomiar kształtu krzywej spektrum elektronów rozproszonych w oknie energetycznym detektora mogłoby pomóc rozstrzygnąć jaką jest natura neutrin. Odstępstwo od standardowego przewidywania niekompatybilne z jakimś scenariuszem z oddziaływaniami egzotycznymi dla neutrin Diraca na poziomie statystycznie istotnym wskazywałoby na neutrina Majorany, pod warunkiem ekstremalnie małych błędów w pomiarze spektrum elektronów odrzutu, Rysunek, 2, 3. Poza tym przewidywana liczba zdarzeń dla neutrin Diraca i Majorany w obecności sprzężeń egzotycznych jest różna, co również mogłoby rzucić pewne światło na naturę neutrin, Rysunek 4, 5. Liczba



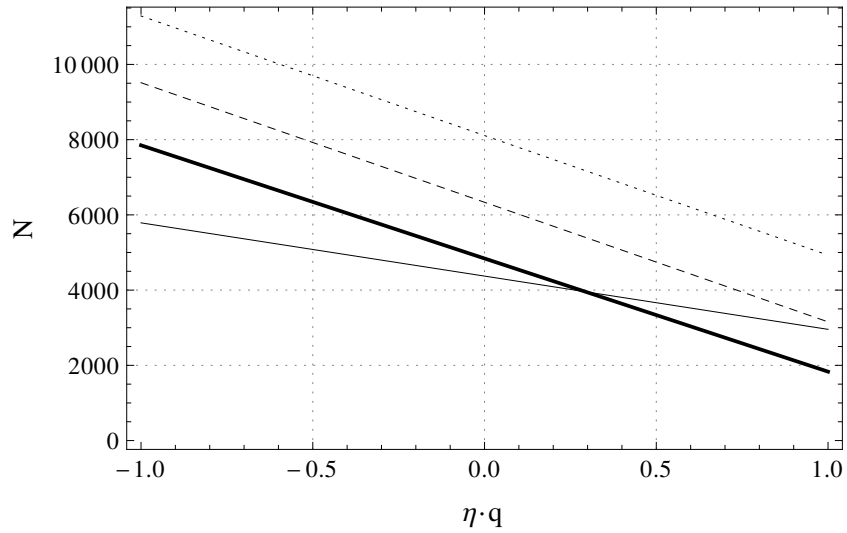
Rysunek 4: Neutrino Diraca: górny i dolny rys. pokazują oczekiwaną liczbę zdarzeń $N/10^3$ odpowiednio dla $(c_V^L, c_A^L, c_V^R, c_A^R)$ i $(c_V^L, c_A^L, c_V^R, c_P^L)$ z $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$. Środkowy rysunek opisuje scenariusz z neutrinami lewochiralnymi dla $(c_V^L, c_A^L, c_S^L, c_T^L)$, gdy $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$.



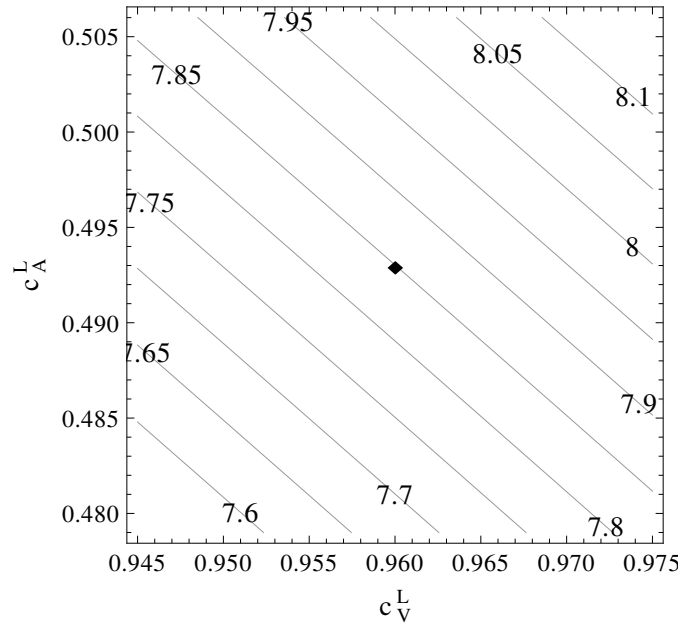
Rysunek 5: Neutrino Majorany: górny i dolny rysunek pokazują oczekiwaną liczbę zdarzeń $N/10^3$ odpowiednio dla $(c_V, c_A, \tilde{c}_V, \tilde{c}_A)$ i $(c_V, c_A, \tilde{c}_V, c_S^L)$ z $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$ (interferencje między (c_V, c_A) and $(\tilde{c}_V, \tilde{c}_A)$ mogą znacząco zmniejszyć liczbę oczekiwanych zdarzeń). Środkowy rysunek opisuje scenariusz z neutrinami lewochiralnymi dla (c_V, c_A, c_S^L, c_P^L) , gdy $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$.



Rysunek 6: Neutrino Diraca, zależność liczby zdarzeń od $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} \in [-1, 1]$. linia ciągła pogubiona jest dla oddziaływania $V - A$; linia przerywana, linia kropkowana i linia cienka ciągła opisują odpowiednio kombinacje oddziaływania $V - A$ z ($c_V^R = c_A^R = 0.4$, $c_S^L = c_T^L = c_P^L = 0$); ($c_V^R = c_A^R = c_S^L = c_T^L = 0.4$, $c_P^L = 0$) i ($c_V^R = -0.4$, $c_A^R = c_S^L = c_T^L = c_P^L = 0.4$).



Rysunek 7: Neutrino Majorany, zależność liczby zdarzeń od $(\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}}) \in [-1, 1]$. linia ciągła pogubiona jest dla oddziaływania $V - A$; linia przerywana, linia kropkowana i linia cienka ciągła opisują odpowiednio kombinacje oddziaływania $V - A$ z ($\tilde{c}_V = \tilde{c}_A = 0.4$, $c_S^L = c_P^L = 0$); ($\tilde{c}_V = \tilde{c}_A = c_S^L = c_P^L = 0.4$) i ($\tilde{c}_V = 0.2$, $\tilde{c}_A = -0.2$, $c_S^L = c_P^L = 0.4$).

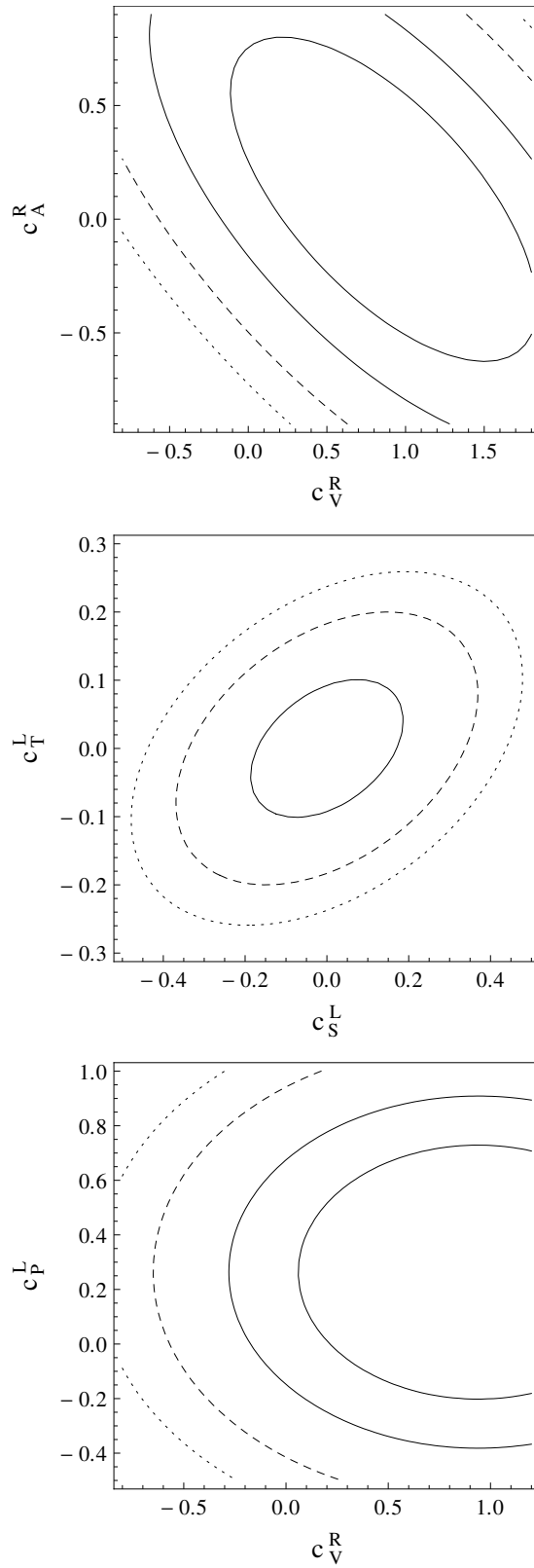


Rysunek 8: Neutrino Diraca, zależność liczby zdarzeń $N/10^3$ od błędów na wartościach eksperymentalnych sprzężeń c_V^L, c_A^L .

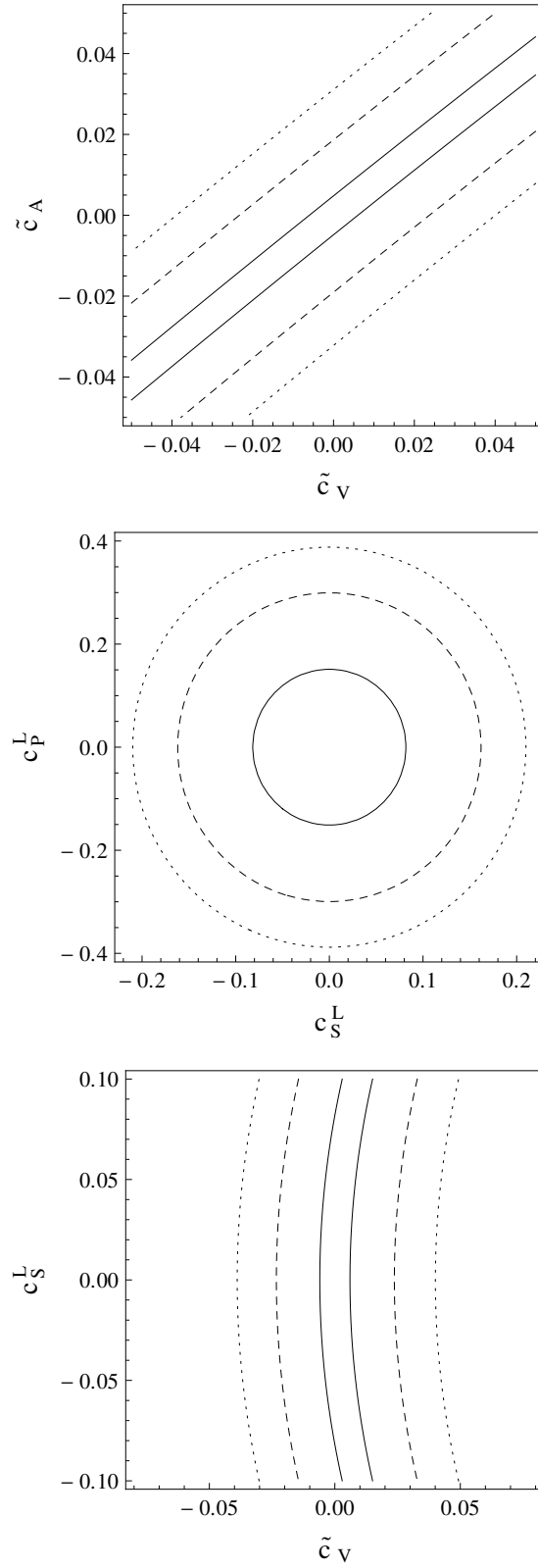
zdarzeń mocno zależy od wartości wektora polaryzacji podłużnej neutrino, Rysunek 6, 7. Interesująca jest również zależność liczby zdarzeń od błędów na wartościach sprzężeń standardowych, Rysunek 8. Znalezione kontury czułości na poziomie ufności 90% dla neutrino Majorany dają silniejsze ograniczenia na sprzężenia egzotyczne niż dla neutrino Diraca, Rysunek 9, 10.

Trzy kolejne prace H_3, H_5, H_9 poświęcone są badaniu niestandardowych własności neutrino niskoenergetycznych przy użyciu rozpraszania elastycznego neutrino na tarczy elektronów spolaryzowanych oraz tarczy protonów spolaryzowanych. Myślimy tutaj głównie o testowaniu naruszenia symetrii względem inwersji czasu, badaniu efektów od neutrino z prawoskrętną chiralnością, czy natury neutrino. Warto także przypomnieć inne koncepcje wykorzystania tarczy spolaryzowanej materii do detekcji niskoenergetycznych neutrino słonecznych [55], badania momentów magnetycznych neutrino, składu zapachowego wiązki neutrino, efektów od axionów, oddziaływania spin-spin w grawitacji, natury ciemnej materii [56, 57, 58, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66]. Ważne jest, żeby wspomnieć o wstępnych pomiarach potwierdzających możliwość zbudowania efektywnej tarczy elektronów spolaryzowanych [67]. Poza tym znane są metody produkcji gazów spolaryzowanych takich jak hel, argon, ksenon [68, 69].

W publikacji H_5 analizuje się rozpraszanie elastyczne neutrino mionowych lewych na tarczy protonów spolaryzowanych zakładając, że w procesie detekcji bierze udział tylko oddziaływanie standardowe $V - A$ i dopuszczone są tzw. sprzężenia indukowane. Neutrino są fermionami Diraca z masą różną od zera. Rozważa się teoretycznie możliwy scenariusz, w którym sprzężenia V, A oraz słaby magnetyzm i indukowany pseudoskalar mogą być liczbami zespolonymi. W konsekwencji różniczkowy przekrój czynny z azymutalną zależnością protonów rozproszonych zawiera niezerowe części urojone interferencji między sprzężeniami V i A związane z korelacją kątową (typu T-odd, P-even) złożoną z pędu neutrino wchodzącego, pędu protonu odrzutu i polaryzacji protonu tarczy. Pomiar azymutalnej asymetrii protonów odrzutu mógłby dać odpowiedź czy



Rysunek 9: Neutrino Diraca, górny i dolny rys. pokazują 90% *C.L.* kontury czułości w płaszczyznach (c_V^R, c_A^R) , (c_V^R, c_P^L) dla $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$. Środkowy rys. jest w płaszczyźnie (c_S^L, c_T^L) z $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$. Linia ciągła każdego rysunku jest dla źródła ułożonego w centrum detektora i dla $\delta_A = 0.001$. Linia przerywana jest dla $\delta_A = 0.01$ i źródła w centrum detektora. Linia kropkowana jest dla źródła w odległości $D = 8.25$ m od detektora i $\delta_A = 0.01$.



Rysunek 10: Neutrino Majorany, górny i dolny rys. pokazują 90% *C.L.* kontury czułości w płaszczyznach $(\tilde{c}_V, \tilde{c}_A)$, $(\tilde{c}_V, c_S^L)$ z $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.9$. Środkowy rys. jest w płaszczyźnie (c_S^L, c_P^L) z $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$. Linia ciągła każdego rysunku jest dla źródła ulokowanego w centrum detektora i dla $\delta_A = 0.001$. Linia przerywana jest dla $\delta_A = 0.01$ i źródła w centrum detektora. Linia kropkowana jest dla źródła w odległości $D = 8.25 \text{ m}$ od detektora i $\delta_A = 0.01$.

zachodzi naruszenie symetrii CP, gdyż faza względna wchodzi do różniczkowego przekroju czynnego i zmienia kąt przy którym liczba protonów byłaby największa. Trzeba wyraźnie podkreślić, że powstała korelacja może być również generowana przez tzw. oddziaływania stanu końcowego (final state interactions), które są typu T-even. Dlatego też kluczowe jest precyzyjne określenie wkładu od tych oddziaływań i odjęcie go od zmierzonego efektu, żeby otrzymać prawdziwą informację o możliwym łamaniu symetrii CP. Zatem jeśli oddziaływania łamiące symetrię odwrócenia czasu dają wkład większy do badanej korelacji T-odd niż oddziaływania T-even stanu końcowego, to byłby sygnał naruszenia symetrii CP w rozpraszaniu elastycznym neutron na protonach. Sytuacja tutaj jest analogiczna do tej jaka jest w rozpadzie neutronów spolaryzowanych ("cold neutrons"), gdzie mierzy się współczynnik korelacji D (czuły na T-odd sprzężenia V i A) i R (czuły na efekty łamania CP związane z oddziaływaniami egzotycznymi typu skalarnego S i tensorowego T). Spektrum protonów odrzutu nie jest czułe na naruszenie symetrii względem inwersji czasu, ale pomiar energii protonów odrzutu może pomóc w precyzyjnym pomiarze tła w eksperymentach z neutronami niskoenergetycznymi, gdyż dzięki możliwości zmiany kierunku polaryzacji tarczy można kontrolować wielkość wkładu oddziaływania do przekroju czynnego procesu.

W pracy H_3 rozważa się dwa teoretycznie możliwe scenariusze spoza modelu standardowego, kiedy neutrino są fermionami Diraca z masą różną od zera. Pierwszy wariant zakłada, że neutrino wchodzące na tarczę mają wyłącznie lewoskrętną chiralność i są wykrywane przez oddziaływanie standardowe V-A z elektronami tarczy, przy czym sprzężenia V i A mogą mieć niezerowe części urojone. Sytuacja jest analogiczna do rozważanej w pracy H_5 z tą różnicą, że obecnie nie ma efektów od sprzężeń indukowanych. To oznacza, że w różniczkowym przekroju czynnym z azymutalną zależnością elektronów odrzutu mogą pojawić się T-odd korelacje kątowe (zbudowane z wektorów polaryzacji elektronu tarczy, pędu neutrino wchodzącego i pędu elektronu odrzutu) proporcjonalne do części urojonych interferencji między sprzężeniami V i A. Pomiar maksymalnej asymetrii w rozkładzie kątowym elektronów odrzutu pozwoliłby na przetestowanie możliwości naruszenia symetrii CP, ponieważ faza łamiąca CP wchodzi do przekroju czynnego i zmienia kąt przy którym liczba elektronów rozproszonych będzie maksymalna. Pomiar azymutalnego kąta jest możliwy tylko wówczas, gdy polaryzacja tarczy elektronowej jest znana.

Drugi scenariusz zakłada, że wchodząca wiązka neutronów jest produkowana przez proces wychwytu mionów przez protony, w którym mogą uczestniczyć oddziaływania egzotyczne prądów naładowanych generujące prawe neutrino mionowe obok dominującego oddziaływania V-A (rozważana jest wersja minimalna rozszerzenia z oddziaływaniem egzotycznym skalarnym S). Przyjmuje się, że powstała wiązka neutronów jest superpozycją stanów lewych z prawymi. Bezpośrednią konsekwencją stanu superpozycji jest pojawienie się składowych prostopadłych polaryzacji spinu neutrino, jak to już było wielokrotnie podkreślane dla scenariuszy z tarczą niespolaryzowaną. Ponieważ w procesie produkcji dopuszcza się jedynie obecność jednego sprzężenia niestandardowego S, więc konsekwentnie w procesie detekcji rozważa się udział oddziaływania egzotycznego skalarnego S prądów neutralnych. Oddziaływanie S wykrywa neutrino z prawoskrętną chiralnością, podczas gdy oddziaływanie V-A wykrywa neutrino lewe. Głównym celem jest pokazanie, że spektrum elektronów odrzutu jest czułe na części urojone i rzeczywiste interferencji między sprzężeniami standardowymi a sprzężeniem egzotycznym S, które nie zanikają w granicy relatywistycznej i są proporcjonalne do odpowiednich korelacji kątowych łamiących jak i zachowujących symetrię względem inwersji czasu. Pomiar maksymalnych wartości asymetrii przekroju czynnego mógłby pozwolić na wykrycie

faz sprzężeń. Dodatkowo, jeśli byłyby znane fazy dla rozpraszania można by przetestować symetrię CP w procesie produkcji, tj. w wychwycie mionu przez proton. Praca H_9 stanowi rozszerzenie analiz przeprowadzonych w H_3 przez wprowadzenie dodatkowych sprzężeń egzotycznych tensorowych T i pseudoskalarnych P neutrin prawych i lewych oraz oddziaływania V+A neutrin prawych do procesu rozpraszania elastycznego neutrin na tarczy elektronów spolaryzowanych. Głównym celem jest pokazanie, że tarcza spolaryzowanej materii może być użytecznym narzędziem do testowania naruszenia symetrii względem inwersji czasu oraz do badania natury neutrin w procesach czysto leptonowych przy niskich energiach. Obie te kwestie można badać w ramach dwóch scenariuszy. Pierwszy zakłada, że wchodząca wiązka neutrin zawiera wyłącznie neutrina lewochiralne, ale w procesie detekcji uczestniczą oddziaływania niestandardowe S, T, P i V+A. Rysunki 11-14 odpowiadają sytuacji dla oddziaływania standardowego, gdy $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$. Możliwość łamania symetrii CP jest zilustrowana na Rys. 15 dla $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$. Obserwacja takiej asymetrii oznaczałaby, że neutrina są fermionami Diraca. Widzimy tam zależność położenia osi asymetrii oraz wartości asymetrii od faz względnych sprzężeń. Rys. 16 pokazuje, że jest możliwe rozróżnienie neutrin Diraca od Majorany, gdyż nie można krzywej opisanej linią przerywaną dla scenariusza z oddziaływaniami V-A, S, T w przypadku neutrin Diraca odtworzyć używając wszystkich możliwych oddziaływań czułych na neutrina Majorany. Rys. 17-19 ilustrują różne przekroje czynne dla określonych kombinacji sprzężeń egzotycznych, odpowiednio dla neutrin Diraca i Majorany, gdy $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$. Drugi wariant opiera się na założeniu, że wiązka neutrin jest generowana przez emiter w stanie superpozycji stanów lewych z prawymi, co prowadzi do możliwości pojawienia się składowych poprzecznych polaryzacji spinu neutrina (T-even i T-odd). Wyliczona formuła na różniczkowy przekrój czynny z zależnością od kąta azymutalnego elektronów odrzutu zawiera części rzeczywiste i urojone interferencji między sprzężeniami V-A a $(S, T, P)_R$ dla neutrin Diraca (w przypadku Majorany interferencje między V-A a $(S, P)_R$ i V+A) zależne od różnych korelacji kątowych między polaryzacją tarczy, polaryzacją poprzeczną neutrina wchodzącego, pędem elektronu rozproszonego i pędem neutrina wchodzącego, zarówno T-even jak i T-odd. Dzięki tym interferencjom mogą zostać wygenerowane różne asymetrie azymutalne, których pomiar pomógłby wykryć istnienie prawych neutrin, nowe źródła naruszenia symetrii CP w sektorze leptonowym i rozstrzygnąć kwestie natury neutrina, a przynajmniej rzucić pewne światło na ten problem. Odpowiednie asymetrie dla przypadku superpozycji ilustrują Rys. 20-21. W przypadku spolaryzowanej tarczy, warto podkreślić, że spektrum elektronów i rozkład polarny elektronów odrzutu są ciągle czułe na części urojone interferencji między obu rodzajami sprzężeń co zwiększa szanse na wykrycie łamania symetrii odwrócenia czasu i efektów rozróżnienia między neutrinami Diraca i Majorany, Rys. 22-23. Szczegóły analizy zawiera praca H_9 i będąca w recenzji praca arXiv:1812.09828.

$$A(\Phi) := \frac{\int_{\Phi}^{\Phi+\pi} \frac{d\sigma}{d\phi_e} d\phi_e - \int_{\Phi+\pi}^{\Phi+2\pi} \frac{d\sigma}{d\phi_e} d\phi_e}{\int_{\Phi}^{\Phi+\pi} \frac{d\sigma}{d\phi_e} d\phi_e + \int_{\Phi+\pi}^{\Phi+2\pi} \frac{d\sigma}{d\phi_e} d\phi_e}, \quad (3)$$

$$A_y(\Phi) := \frac{\int_{\Phi}^{\Phi+\pi} \frac{d^2\sigma}{d\phi_e dy} d\phi_e - \int_{\Phi+\pi}^{\Phi+2\pi} \frac{d^2\sigma}{d\phi_e dy} d\phi_e}{\int_{\Phi}^{\Phi+\pi} \frac{d^2\sigma}{d\phi_e dy} d\phi_e + \int_{\Phi+\pi}^{\Phi+2\pi} \frac{d^2\sigma}{d\phi_e dy} d\phi_e}, \quad (4)$$

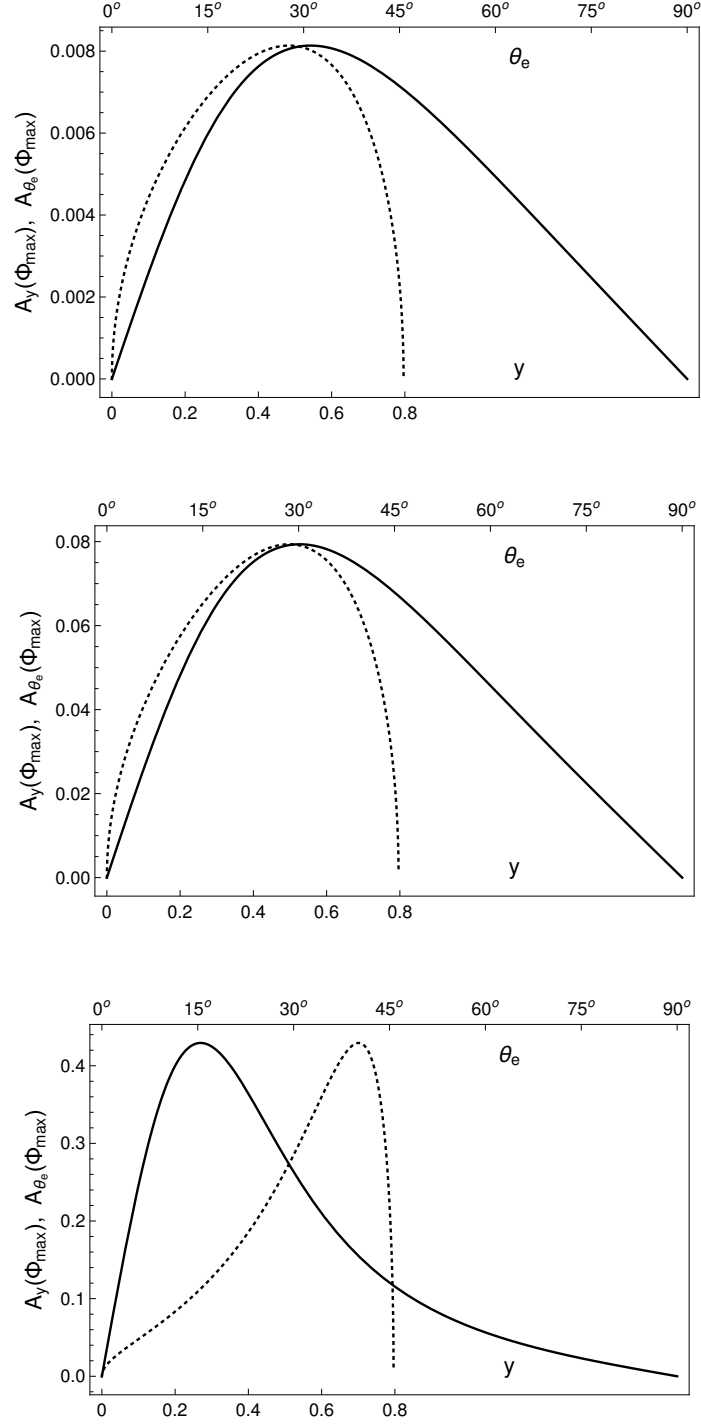
$$A_{\theta_e}(\Phi) := \frac{\int_{\Phi}^{\Phi+\pi} \frac{d^2\sigma}{d\phi_e d\theta_e} d\phi_e - \int_{\Phi+\pi}^{\Phi+2\pi} \frac{d^2\sigma}{d\phi_e d\theta_e} d\phi_e}{\int_{\Phi}^{\Phi+\pi} \frac{d^2\sigma}{d\phi_e d\theta_e} d\phi_e + \int_{\Phi+\pi}^{\Phi+2\pi} \frac{d^2\sigma}{d\phi_e d\theta_e} d\phi_e}. \quad (5)$$

W podsumowaniu trzeba podkreślić, że precyzyjne pomiary różnych typów azymutalnych asymetrii elektronów odrzutu potrzebowałyby intensywnych monochromatycznych emiterów (najlepiej spolaryzowanych) generujących niskoenergetyczne neutrina, dużych tarcz spolaryzowanych, detektorów mierzących kąty polarne i azymutalne elektronów odrzutu z wysoką rozdzielczością. Oprócz tego ekstremalna trudność jest związana z zależnością badanych efektów interferencyjnych od polaryzacji poprzecznej spinu neutrina związanej z procesem produkcji. Kluczową byłaby kontrola orientacji tego wektora względem płaszczyzny produkcji. Chcąc myśleć o pomiarach efektów zależnych od $(\hat{\eta}_\nu)^\perp$ dalsze badania nad wyborem odpowiedniego źródła neutrin są konieczne, żeby wyjaśnić kluczową rolę procesu produkcji w generowaniu składowej polaryzacji poprzecznej neutrina i kontrolowaniu jej położenia względem płaszczyzny produkcji. Na dzień dzisiejszy taka kontrolowana produkcja wiązki neutrin z ustalonym wektorem polaryzacji poprzecznej jest niemożliwa. Jednakże pozostaje do dyspozycji opcja ze źródłem niespolaryzowanym, które emituje neutrina mające tylko składową podłużną polaryzacji. Wtedy efekt łamania symetrii CP może się ujawnić dzięki części urojonej interferencji między oddziaływaniami skalarnymi i tensorowymi, która istnieje w przekroju czynnym i jest zależna od korelacji kątowej między pędami neutrina wchodzącego, elektronu odrzutu i polaryzacją tarczy. Obserwacja zmiany położenia osi asymetrii, Rys. 15 (górna część) i wartości asymetrii azymutalnej (część dolna) jako funkcji fazy względnej między sprzężeniami S, T oznaczałaby, że neutrina są fermionami Diraca i pozwoliłaby na przetestowanie naruszenia symetrii względem inwersji czasu. Jest niemożliwe, żeby udało się odtworzyć krzywą opisaną linią przerywaną na Rys. 16 (część górna i dolna) dla wiązki neutrin Diraca podłużnie spolaryzowanej i scenariusza z oddziaływaniami V-A, S, T zachowującymi zapach przez użycie wszystkich możliwych oddziaływań (również zachowujących zapach) którym podlegają neutrina Majorany.

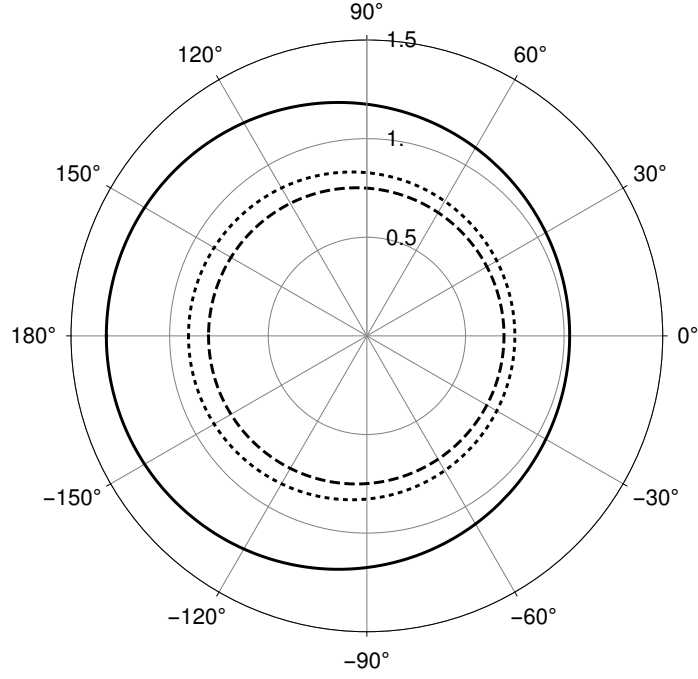
Najbardziej realny wydaje się pomiar kształtu krzywej spektrum w eksperymencie z detektorem scyntylacyjnym typu Borexino. Odstępstwo od scenariusza z oddziaływaniem standardowym jest bardziej widoczne dla neutrin Majorany niż Diraca dla jakiegóż wariantu ze sprzężeniami niestandardowymi, Rys. 2, 3.

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych (artystycznych):

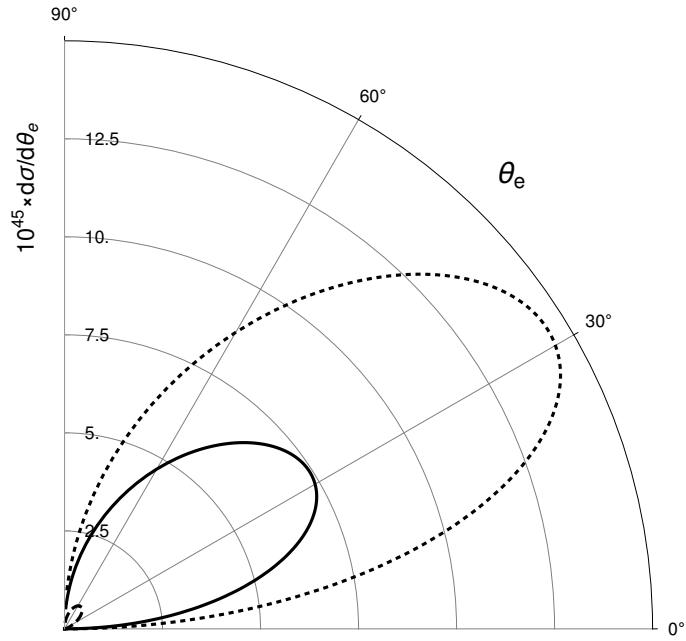
Pozostałe prace spoza cyklu pozostają w bliskim związku z kwestiami analizowanymi w głównym osiągnięciu. W pracy **W. Sobków**, "Right-handed vector V and axial A couplings in weak interactions" (Acta Physica Polonica B 31, 1709-1719 (2000), **IF: 0,479**) bada się scenariusz, w którym rozważane są oddziaływania niestandardowe neutrin prawych przez prądy V+A obok oddziaływania standardowego V-A neutrin lewych. Analizuje się proces wychwytu mionu przez proton, w którym zakłada się, że neutrina produkowane są masowymi cząstkami Diraca. Konstruuje się obserwable neutrinowe, które niosą informację o polaryzacji poprzecznej spinu neutrina i mogą być czułe na efekty łamania symetrii względem inwersji czasu. Te wielkości są zbudowane z interferencji między sprzężeniami V-A i V+A, które nie zanikają w granicy relatywistycznej. Warto podkreślić, że podłużna polaryzacja neutrina i obserwable jądrowe (polaryzacja podłużna i poprzeczna neutronu) nie pozwalają na badanie efektów inter-



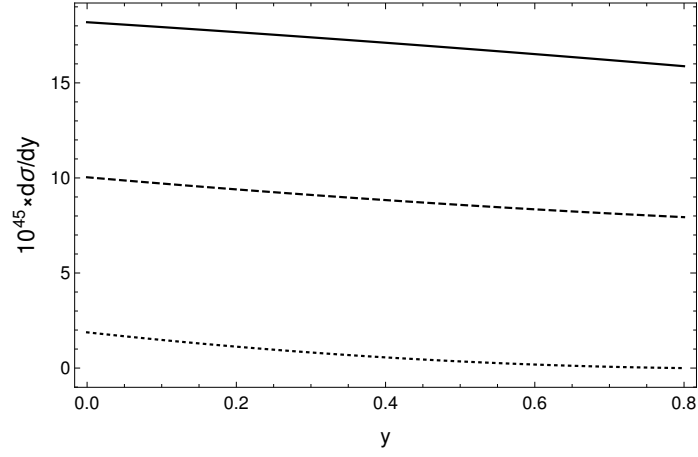
Rysunek 11: Neutrino Diraca z oddziaływaniem standardowym V-A: zależność $A_y(\Phi_{max})$ od y (linia kropkowana) i $A_{\theta_e}(\Phi_{max})$ jako funkcji θ_e (linia ciągła) dla $\hat{\boldsymbol{\eta}}_{\nu} \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$, $E_{\nu} = 1 \text{ MeV}$, $\Phi_{max} = \pi/2$: górny rysunek dla $\theta_1 = \pi/15$; środkowy rysunek dla $\theta_1 = \pi/2$; lower plot for $\theta_1 = 14\pi/15$.



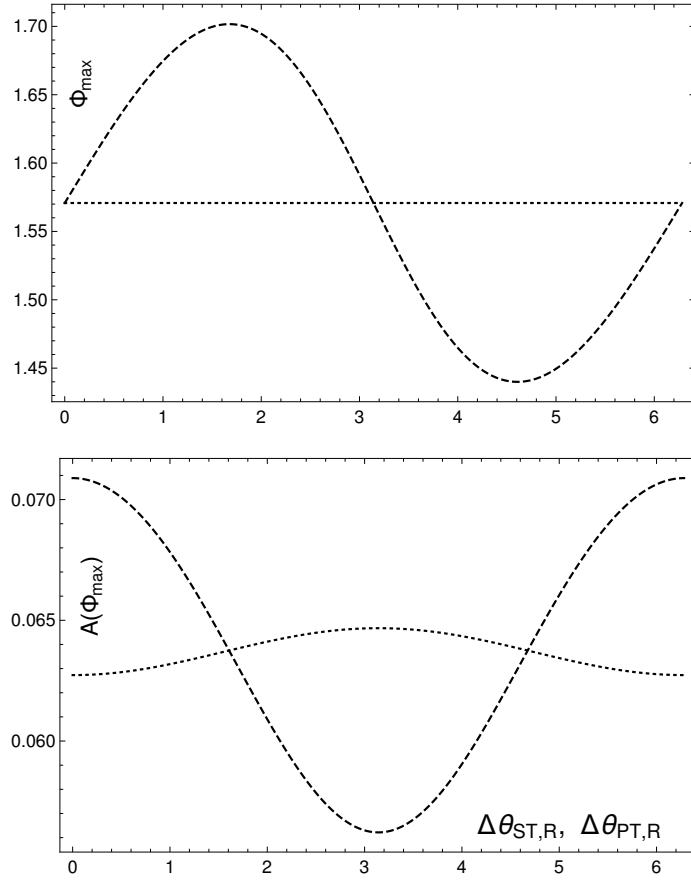
Rysunek 12: Neutrino Diraca z oddziaływaniem standardowym V-A: zależność $d^2\sigma/d\phi_e d\theta_e$ od ϕ_e dla $\hat{\mathbf{n}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$, $E_\nu = 1 \text{ MeV}$, $\theta_1 = \pi/2$; $\theta_e = \pi/12$ (linia kropkowana); $\theta_e = \pi/6$ (linia ciągła); $\theta_e = \pi/3$ (linia przerywana).



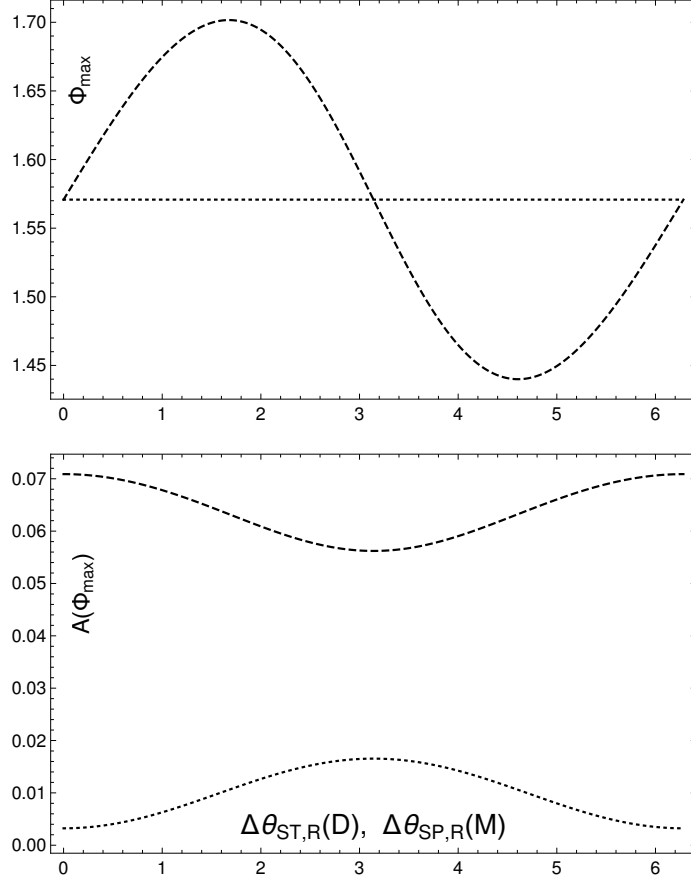
Rysunek 13: Neutrino Diraca z oddziaływaniem standardowym V-A, $\hat{\mathbf{n}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$, $E_\nu = 1 \text{ MeV}$: zależność $d\sigma/d\theta_e$ od θ_e dla różnych wartości θ_1 ; linia kropkowana dla $\theta_1 = 0$; linia ciągła dla $\theta_1 = \pi/2$; linia przerywana for $\theta_1 = \pi$.



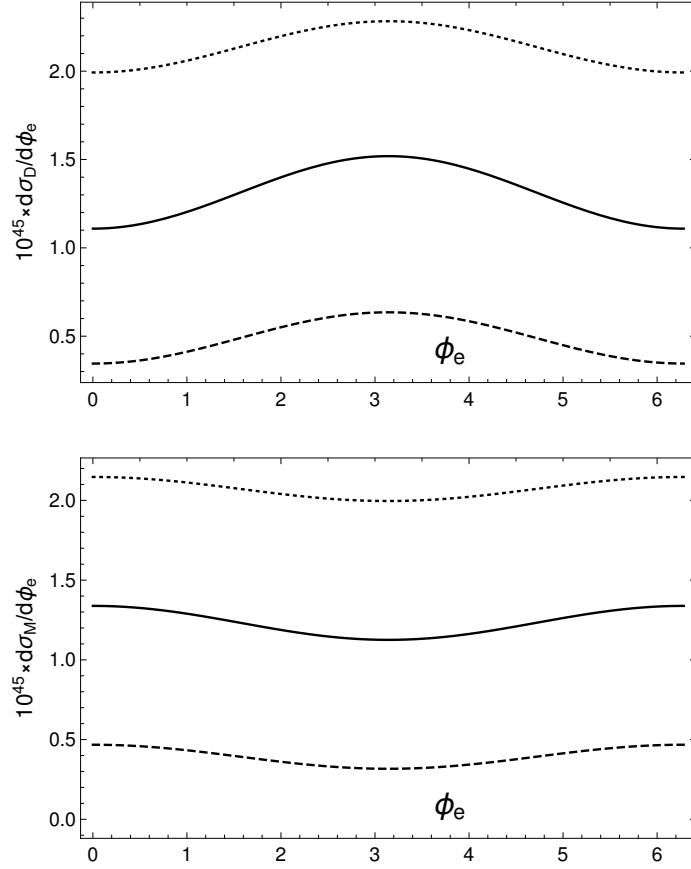
Rysunek 14: Neutrino Diraca z oddziaływaniem standardowym V-A, $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$, $E_\nu = 1 \text{ MeV}$: zależność $d\sigma/dy$ od y dla różnych wartości θ_1 ; linia kropkowana dla $\theta_1 = \pi$; linia ciągła dla $\theta_1 = 0$; linia przerywana dla $\theta_1 = \pi/2$.



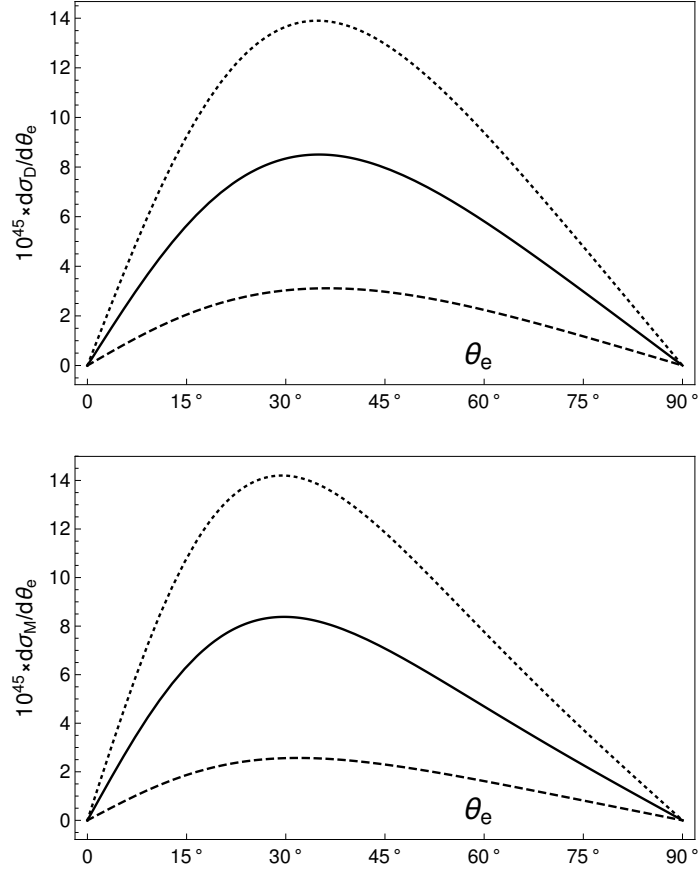
Rysunek 15: Neutrino Diraca w obecności niestandardowych sprzężeń z $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$: górny rysunek; zależność Φ_{max} od $\Delta\theta_{ST,R}$ dla $\theta_1 = \pi/2$, $E_\nu = 1 \text{ MeV}$ w przypadku scenariusza $V - A$ z S_R i T_R kiedy $|c_S^R| = |c_T^R| = 0.2$ (przerywana linia); zależność Φ_{max} od $\Delta\theta_{PT,R}$ dla $\theta_1 = \pi/2$, $E_\nu = 1 \text{ MeV}$ w przypadku scenariusza $V - A$ z P_R i T_R kiedy $|c_P^R| = |c_T^R| = 0.2$ (linia kropkowana). Dolny rysunek; zależność $A(\Phi_{max})$ od $\Delta\theta_{ST,R}$ (linia przerywana) i zależność $A(\Phi_{max})$ od $\Delta\theta_{PT,R}$ (linia kropkowana) z tymi samymi założeniami jak dla Φ_{max} .



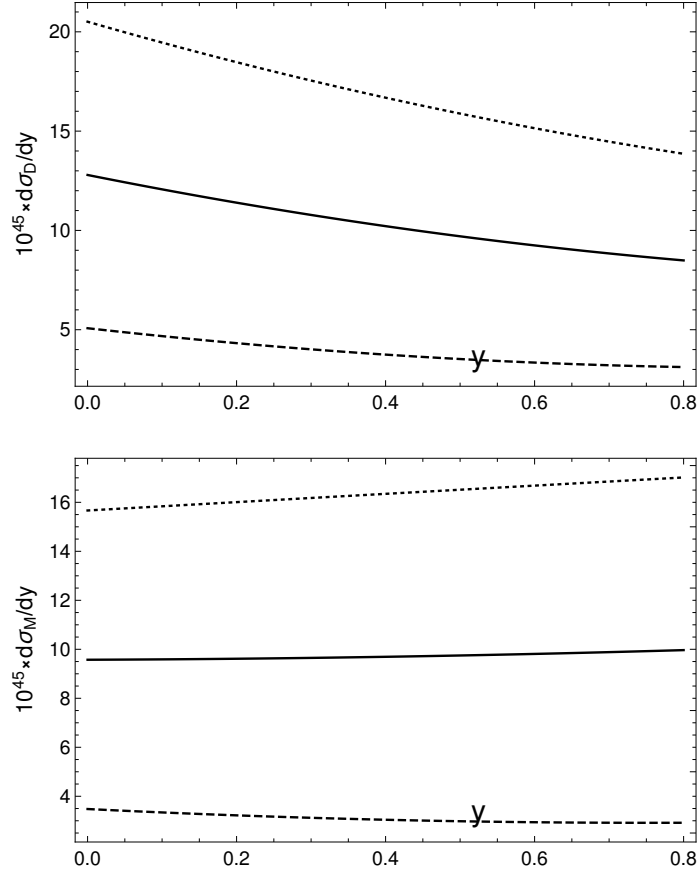
Rysunek 16: Górny rys. (przerywana linia) opisuje zależność Φ_{max} od $\Delta\theta_{ST,R}(D)$ dla neutrin Diraca i scenariusza z oddziaływaniami $V - A$, S_R i T_R kiedy $|c_S^R| = |c_T^R| = 0.2$. Górny rys. (linia kropkowana) opisuje zależność Φ_{max} od $\Delta\theta_{SP,R}(M)$ dla neutrin Majorany i scenariusza z oddziaływaniami $V - A$, S_R , P_R i $V + A$ kiedy $|c_S^R| = |c_P^R| = \tilde{c}_V = \tilde{c}_A = 0.2$. Oba przypadki dla $\hat{\mathbf{n}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$, $\theta_1 = \pi/2$, $E_\nu = 1 \text{ MeV}$. Dolny rys. ilustruje zależność $A(\Phi_{max})$ odpowiednio od $\Delta\theta_{ST,R}(D)$ dla neutrin Diraca (linia przerywana) i od $\Delta\theta_{SP,R}(M)$ dla neutrin Majorany (linia kropkowana) przy tych samych założeniach co dla Φ_{max} .



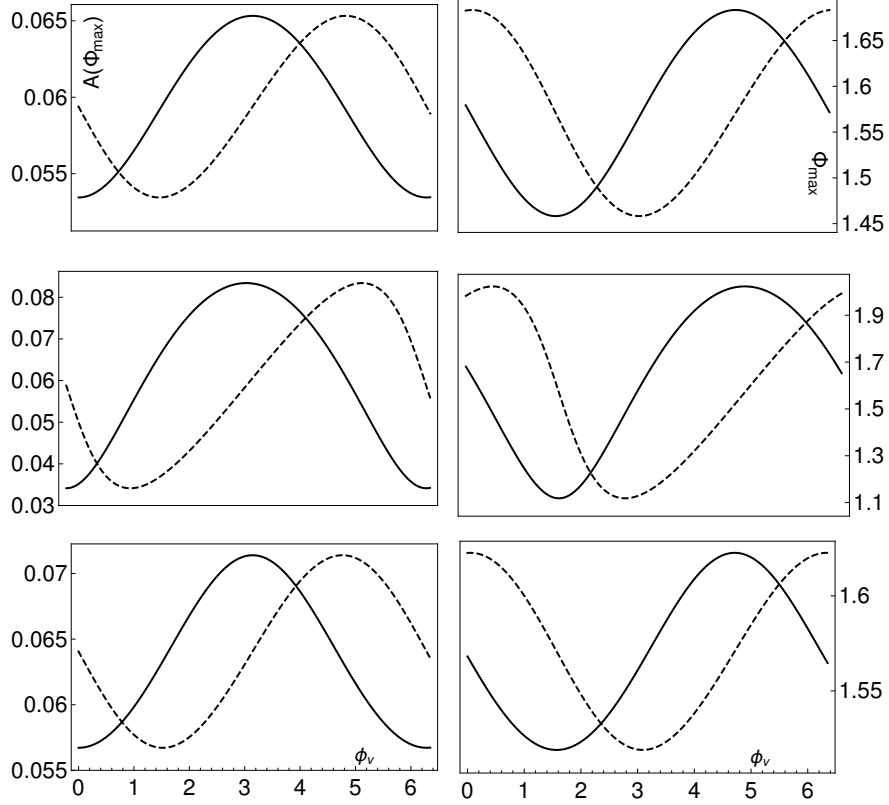
Rysunek 17: Obecność niestandardowych sprzężeń z $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$: zależność $d\sigma/d\phi_e$ od ϕ_e dla różnych wartości θ_1 i $E_\nu = 1 \text{ MeV}$; górny rysunek dla neutrina Diraca z $V - A$, S_R i T_R , $|c_S^R| = 0.4$, $|c_T^R| = 0.4$, $\theta_{S,R} = 0$, $\theta_{T,R} = 0$; dolny rysunek dla neutrina Majorany z $V - A$ i $V + A$ kiedy $|\tilde{c}_V| = |\tilde{c}_A| = 0.4$; linia kropkowana dla $\theta_1 = \pi/4$; linia ciągła dla $\theta_1 = \pi/2$; linia przerywana dla $\theta_1 = 3\pi/4$.



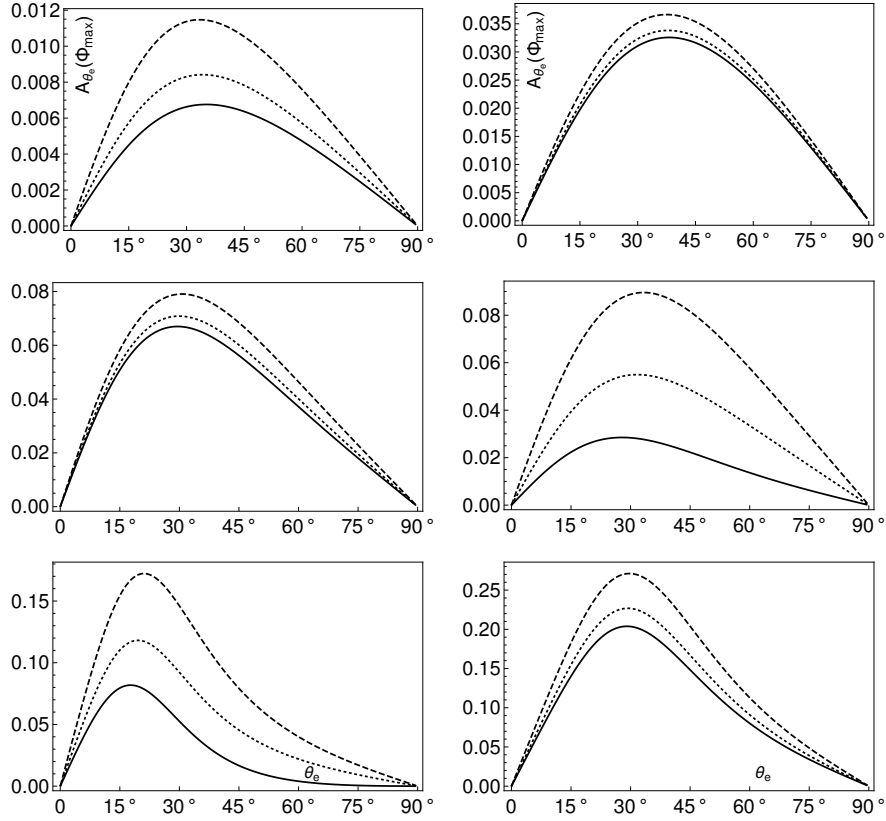
Rysunek 18: Obecność niestandardowych sprzężeń z $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$: zależność $d\sigma/d\theta_e$ od θ_e dla różnych wartości θ_1 i $E_\nu = 1 \text{ MeV}$; górny rysunek dla neutrina Diraca z $V-A$, S_R i T_R , $|c_S^R| = 0.4$, $|c_T^R| = 0.4$, $\theta_{S,R} = 0$, $\theta_{T,R} = 0$; dolny rysunek dla neutrina Majorany z $V-A$ i $V+A$ kiedy $|\tilde{c}_V| = |\tilde{c}_A| = 0.4$; linia kropkowana dla $\theta_1 = \pi/4$; linia ciągła dla $\theta_1 = \pi/2$; linia przerywana dla $\theta_1 = 3\pi/4$.



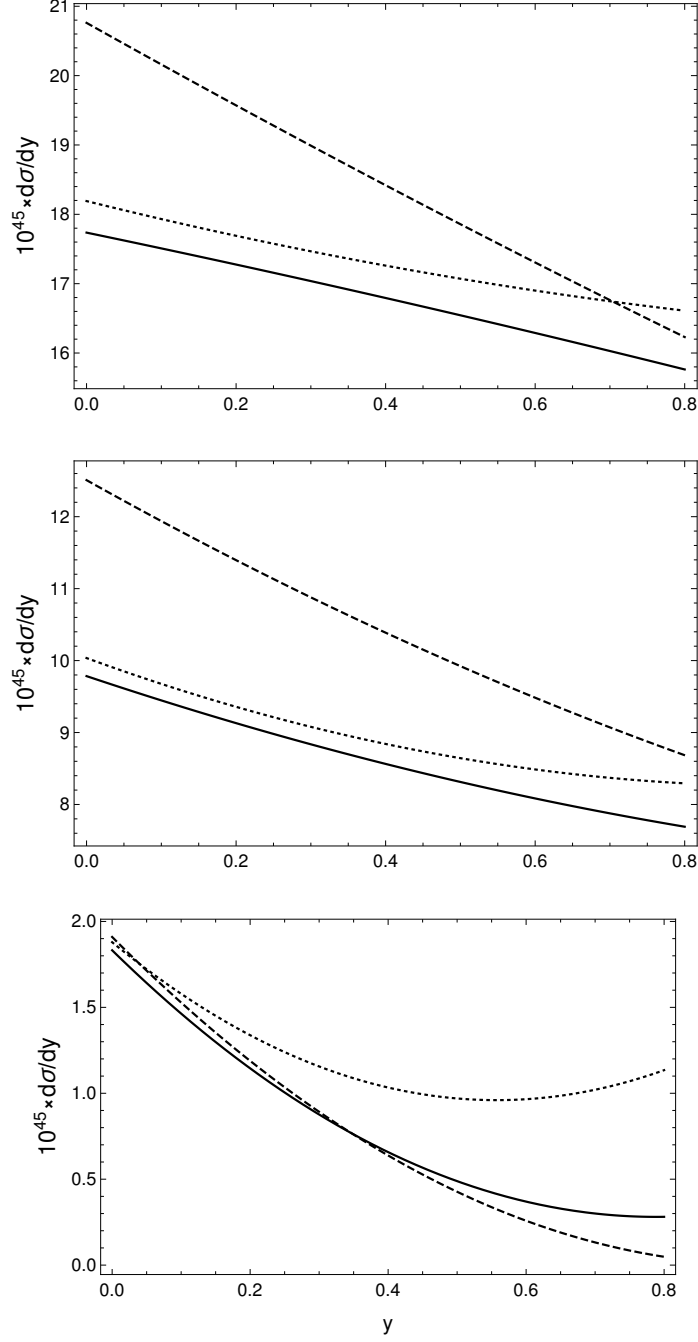
Rysunek 19: Obecność niestandardowych sprzężeń z $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$: zależność $d\sigma/dy$ od y dla różnych wartości θ_1 i $E_\nu = 1 \text{ MeV}$; górny rysunek dla neutrina Diraca z $V - A$, S_R i T_R , $|c_S^R| = 0.4$, $|c_T^R| = 0.4$, $\theta_{S,R} = 0$, $\theta_{T,R} = 0$; dolny rysunek dla neutrina Majorany z $V - A$ i $V + A$ kiedy $|\tilde{c}_V| = |\tilde{c}_A| = 0.4$; linia kropkowana dla $\theta_1 = \pi/4$; linia ciągła dla $\theta_1 = \pi/2$; linia przerywana dla $\theta_1 = 3\pi/4$.



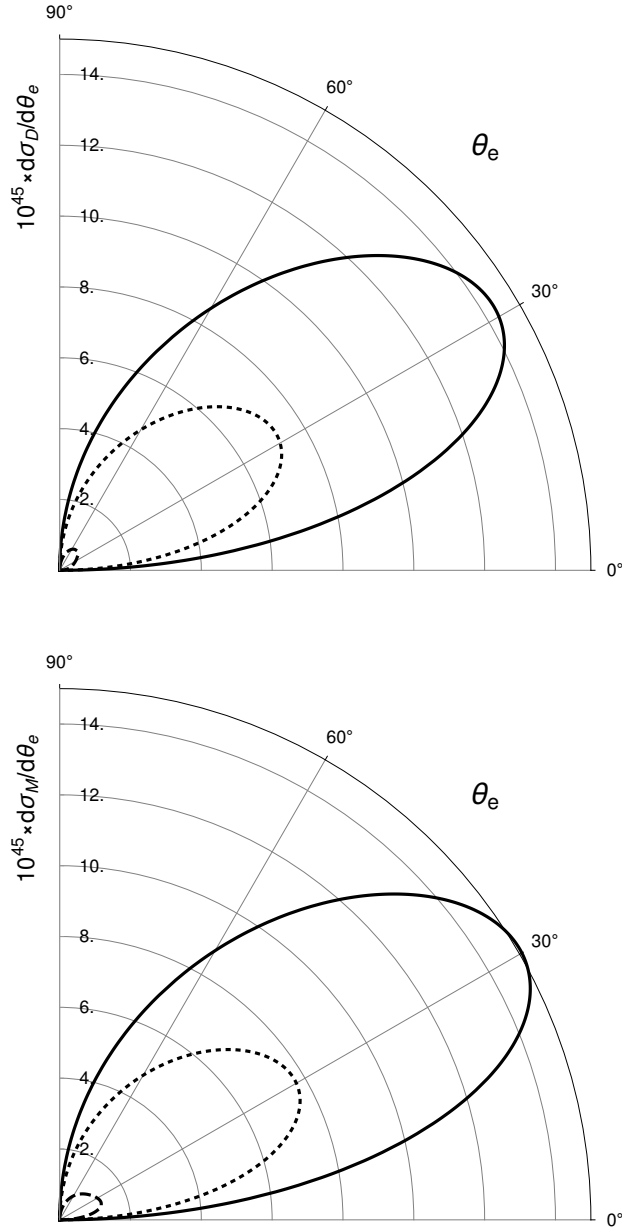
Rysunek 20: Superpozycja neutrin lewochiralnych z prawochiralnymi w obecności sprzężeń niestandardowych, gdy $\hat{\boldsymbol{\eta}}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.95$: zależność $A(\Phi_{max})$ od ϕ_ν (linia ciągła) i Φ_{max} od ϕ_ν (linia przerywana) dla $E_\nu = 1 \text{ MeV}$, $\theta_1 = \pi/2$. Scenariusz z zachowaniem symetrii CP: górny lewy rysunek dla neutrina Diraca i przypadku $V-A$ z S_R kiedy $|c_S^R| = 0.2$, $\theta_{S,R} = 0$; środkowy lewy rysunek dla neutrina Majorany i przypadku $V-A$ z S_R kiedy $|c_S^R| = 0.2$, $\theta_{S,R} = 0$; dolny lewy rysunek dla neutrina Diraca i przypadku $V-A$ z T_R kiedy $|c_T^R| = 0.2$, $\theta_{T,R} = 0$. Scenariusz z łamaniem symetrii CP: górny prawy rysunek dla neutrina Diraca i przypadku $V-A$ z S_R kiedy $|c_S^R| = 0.2$, $\theta_{S,R} = 0$; środkowy prawy rysunek dla neutrina Majorany i przypadku $V-A$ z S_R kiedy $|c_S^R| = 0.2$, $\theta_{S,R} = 0$; dolny prawy rysunek dla neutrina Diraca i przypadku $V-A$ z T_R kiedy $|c_T^R| = 0.2$, $\theta_{T,R} = 0$.



Rysunek 21: Superpozycja neutrin lewochiralnych z prawochiralnymi w obecności sprzężeń niestandardowych, gdy $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.95$: wykres zależności $A_{\theta_e}(\Phi_{max})$ od θ_e dla scenariusza $V - A$ z S_R kiedy $E_\nu = 1 \text{ MeV}$, $\phi_\nu = 0$; lewa kolumna dla neutrin Diraca, prawa kolumna dla neutrin Majorany; górny rysunek dla $\theta_1 = 0.1$; środkowy dla $\theta_1 = \pi/2$; dolny rysunek dla $\theta_1 = \pi - 0.1$; linia ciągła dla $|c_S^R| = 0.3$, $\theta_{S,R} = 0$; linia kropkowana dla $|c_S^R| = 0.3$, $\theta_{S,R} = \pi/4$; linia przerywana dla $|c_S^R| = 0.3$, $\theta_{S,R} = \pi/2$.



Rysunek 22: Superpozycja neutrin lewochiralnych z prawochiralnymi w obecności sprzężeń niestandardowych, gdy $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.95$: zależność $d\sigma/dy$ od y dla różnych wartości θ_1 kiedy $E_\nu = 1 \text{ MeV}$, $\phi_\nu = 0$. Górny rysunek dla $\theta_1 = 0$; środkowy rysunek dla $\theta_1 = \pi/2$; dolny rysunek dla $\theta_1 = \pi$; przerywana linia dla neutrin Diraca i scenariusza $V - A$ z T_R , $|c_T^R| = 0.3, \theta_{T,R} = 0$; kropkowana linia dla neutrin Majorany i scenariusza $V - A$ z S_R , $|c_S^R| = 0.3, \theta_{S,R} = 0$; linia ciągła dla neutrin Diraca i scenariusza z $V - A$ and S_R when $|c_S^R| = 0.3, \theta_{S,R} = 0$.



Rysunek 23: Superpozycja neutrin lewochiralnych z prawochiralnymi w obecności sprzężeń niestandardowych, gdy $\hat{\eta}_\nu \cdot \hat{\mathbf{q}} = -0.95$: zależność $d\sigma/d\theta_e$ jako funkcja θ_e dla różnych wartości θ_1 kiedy $E_\nu = 1 \text{ MeV}$, $\phi_\nu = 0$. Górny rysunek dla neutrin Diraca, scenariusz $V - A$ z S_R dla $|c_S^R| = 0.4, \theta_{S,R} = 0$: linia ciągła dla $\theta_1 = 0$; linia kropkowana dla $\theta_1 = \pi/2$; linia przerywana dla $\theta_1 = \pi$. Dolny rysunek dla neutrin Majorany, scenariusz $V - A$ z S_R dla $|c_S^R| = 0.4, \theta_{S,R} = 0$: linia ciągła dla $\theta_1 = 0$; linia kropkowana dla $\theta_1 = \pi/2$; linia przerywana dla $\theta_1 = \pi$.

ferencyjnych z powodu silnego tłumienia interferencji wywołanego przez masę neutrina. Znacząca część wyników tej pracy została wcześniej zaprezentowana w formie referatu pt.: "Fundamental right-handed vector and axial couplings in weak interactions" na XXIII International School of Theoretical Physics "Recent Developments in Theory of Fundamental Interactions", Ustroń, Poland, September 15-22, 1999. (**W. Sobków**, Acta Physica Polonica B 30, 3491 (1999). **IF: 0,583**)

Wyniki kolejnej pracy pt.: "Problem of neutrino handedness in weak interactions" (S. Ciechanowicz, **W. Sobków**, M. Misiaszek, Acta Physica Polonica B **35**, 1961 (2004). **IF:0,687**) były referowane na Cracow Epiphany Conference on Astroparticle Physics, Cracow, Poland, January 8–11, 2004. W tej publikacji pokazuje się, że rozpraszanie elastyczne neutrin mających niezerową składową poprzeczną polaryzacji spinu na niespolaryzowanych elektronach tarczy generuje niezanikające człony interferencyjne między sprzężeniami standardowymi neutrin lewych a sprzężeniem egzotycznym skalarnym neutrin prawych w różniczkowym przekroju czynnym. Obecność takich interferencji mogłaby produkować azymutalną asymetrię elektronów odrzutu, pod warunkiem, że kierunek polaryzacji poprzecznej wiązki neutrin byłby kontrolowany w źródle. To byłaby bezpośrednia sygnatura obecności neutrin prawych w procesie czysto leptonowym. W pracy pt.: "The polarized electron target as a new solar-neutrino detector" (M. Misiaszek, S. Ciechanowicz, **W. Sobków**, Nuclear Physics B **734**, 203 (2006), **IF:5,199**) analizuje się rozpraszanie elastyczne neutrin niskoenergetycznych (np. słonecznych) na spolaryzowanych elektronach tarczy i przewiduje jak efekt łamania parzystości może pomóc odróżnić właściwy sygnał pochodzący od wchodzących neutrin od tła detektora. Żeby zmierzyć niskoenergetyczny strumień neutrin należałoby zbudować niskoprogowy, działający w czasie rzeczywistym detektor scyntylacyjny, w którym polaryzacja elektronów byłaby kontrolowana. Tarcza elektronowa powinna być zbudowana z materiałów magnetycznych (ferromagnetyki, paramagnetyki). Ważne jest, żeby podkreślić, że wstępne testy przeprowadzone w INFN (Padova) potwierdzają możliwość zbudowania w przyszłości wydajnej tarczy elektronów spolaryzowanych dla detektora scyntylacyjnego.

Warto także zauważyć poster pt.: "Polarized electron target as tool for testing time reversal symmetry violation and neutrino nature in leptonic weak interactions at low energies" (**W. Sobków**, , DOI: 10.5281/zenodo.1300940) zaprezentowany na XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics - Neutrino 2018, 04-09.06.2018, Heidelberg. Głównym celem tej prezentacji było wskazanie na użyteczność tarczy spolaryzowanych elektronów jako narzędzia do testowania symetrii względem inwersji czasu i badania natury neutrin w leptonowych oddziaływaniach słabych przy niskich energiach, gdy dopuszcza się obecność niestandardowych oddziaływań neutrin lewych i prawych, które zachowują zapach (flavour-conserving interactions).

Ważną pracą, aktualnie recenzowaną w European Physical Journal C, jest publikacja pt.: "Neutrino elastic scattering on polarized electrons as a tool for probing the neutrino nature" (A. Błaut, **W. Sobków**, preprint arXiv:1812.09828), w której dyskutuje się możliwości wykorzystania tarczy spolaryzowanych elektronów do badania problemu rozróżnienia między neutrinami Diraca i Majorany w obecności oddziaływań niestandardowych w granicy infinitezymalnie małej masy neutrina. Analizuje się czułość różnych obserwacji takich jak spektrum elektronów odrzutu, rozkład polarny elektronów rozproszonych, a w szczególności asymetria azymutalna elektronów odrzutu na efekty wywołane przez neutrina Diraca i Majorany w ramach dwóch głównych scenariuszy. Pierwsza opcja zakłada, że wchodzące neutrina są wyłącznie lewochiralne i wiązka neutrin ma tylko podłużną składową polaryzacji. Obecność oddziaływań nie-

standardowych skalarnych S i tensorowych T w procesie rozpraszania mogłaby wywołać zmianę położenia osi asymetrii w zależności od fazy względnej między sprzężeniami S i T . Taki efekt jest niemożliwy dla oddziaływania standardowego V - A . To oznaczałoby, że neutrino są fermionami Diraca i może zachodzić łamanie symetrii CP . Drugi wariant zakłada, że wiązka neutrin jest superpozycją stanów lewych z prawymi i ma ustalony kierunek polaryzacji poprzecznej względem płaszczyzny produkcji. W konsekwencji każda z wymienionych wyżej obserwacji byłaby czuła na części rzeczywiste i urojone interferencji między sprzężeniami standardowymi a egzotycznymi, które zależałyby od różnych korelacji kątowych (odpowiednio T -even i T -odd) zbudowanych z wektorów polaryzacji poprzecznej neutrina, pędu neutrina wchodzącego, pędu elektronu odrzutu i polaryzacji elektronu tarczy. Kluczowa kwestia to niezależność wszystkich interferencji od masy neutrina, choć poważnym problemem dla przyszłych eksperymentów byłaby zależność każdej korelacji obecnej w przekroju czynnym od wektora poprzecznej polaryzacji neutrina związanej z procesem produkcji. Dlatego też pierwsza opcja wydaje się bardziej dostępna eksperymentalnie. Potrzebne byłaby silne źródło neutrin, duża tarcza spolaryzowanych elektronów oraz detektor mierzący zarówno kąt polarny jak i azymutalny elektronów odrzutu z wysoką rozdzielczością. Każdy z tych elementów to poważne wyzwanie dla grup eksperymentalnych.

Literatura

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961)
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)
- [3] A. Salam, A. Salam, in *Elementary Particle Theory* (Almquist and Wiksells, Stockholm, 1969)
- [4] R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958)
- [5] E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak, Phys. Rev. **109**, 1860 (1958)
- [6] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
- [7] B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001)
- [8] K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001)
- [9] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [10] A. Riotto, M. Trodden, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **49**, 35 (1999)
- [11] J.C. Pati, A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974)
- [12] R. Mohapatra, J.C. Pati, Phys. Rev. D **11**, 566 (1975); Phys. Rev. D **11**, 558 (1975)
- [13] R.N. Mohapatra, G. Senjanovic, Phys. Rev. D **12**, 1502 (1975); Phys Rev D **23**, 165 (1981)
- [14] M. A. B. Beg et al., Phys. Rev. Lett. **38**, 1252 (1977)
- [15] P. Herczeg, Phys. Rev. D **34**, 3449 (1986)

- [16] A. Jodidio et al., Phys. Rev. D **34**, 1967 (1986)
- [17] E. J. Eichten, K. D. Lane, M.E. Peskin, Phys. Rev. Lett. **50**, 811 (1983)
- [18] P. Herczeg, Prog. Part. Nucl. Phys. **46**, 413 (2001)
- [19] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, J. March-Russell, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998).
- [20] T. Banks, A. Zaks, Nucl. Phys. B **196**, 189 (1982)
- [21] H. Georgi, Phys. Rev. Lett. **98**, 221601 (2007)
- [22] H. Georgi, Phys. Lett. B **650**, 275 (2007)
- [23] K. Cheung, W.Y. Keung, T.C. Yuan, Phys. Rev. Lett **99**, 051803 (2007)
- [24] L. J. Lising et al., Phys. Rev. C **62**, 055501 (2000)
- [25] P. Herczeg, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **110**, 453 (2005)
- [26] R. Huber et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 202301 (2003)
- [27] K. Bodek et al., J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **110**, 461 (2005)
- [28] H. P. Mumm et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 102301 (2011)
- [29] S. Weinberg, Phys. Rev. D **42**, 860 (1990)
- [30] R. Garisto, G. L. Kane, Phys. Rev. D **44**, 2038 (1991)
- [31] G. Belanger, C. Q. Geng, Phys. Rev. D **44**, 2789 (1991)
- [32] G. H. Wu, J. N. Ng. Phys.Lett. B **392**, 93 (1997)
- [33] E. Gabrielli, Phys. Lett. B **301**, 409 (1993)
- [34] S. Geer, Phys. Rev. D **57**, 6989 (1998)
- [35] S. Geer, Phys. Rev. D **59**, 039903 (1999)
- [36] B. Kayser, R. E. Shrock, Phys. Lett. B **112**, 137 (1982)
- [37] P. Langacker, D. London, Phys. Rev. D **39**, 266 (1989)
- [38] S. P. Rosen, Phys. Rev. Lett. **48**, 842 (1982)
- [39] G. V. Dass, Phys. Rev. D **32**, 1239 (1985)
- [40] W. Rodejohann, Xun-Jie Xu, C. E. Yaguna, JHEP **05** 024, (2017)
- [41] M. Doi et al., Phys. Lett. B **103**, 219 (1981)
- [42] W. C. Haxton et al., Phys. Rev. Lett. **47**, 153 (1981)
- [43] H. Ejiri, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 2101 (2005)
- [44] M. Zrałek, Acta Phys. Polon. B **28**, 2225 (1997)

- [45] F. del Aguila, J. de Blas, R. Szafron, J. Wudka, M. Zralek, Phys. Lett. B **683**, 282 (2010)
- [46] M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, K. Okuda, E. Takasugi, Prog. Theor. Phys. **67**, 281 (1982)
- [47] V. B. Semikoz, Nucl. Phys. B **498**, 39 (1997)
- [48] S. Pastor, J. Segura, V. B. Semikoz, J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **59**, 013004 (1998)
- [49] D. Singh, N. Mobed, G. Papini, Phys. Rev. Lett. **97**, 041101 (2006)
- [50] T. D. Gutierrez, Phys. Rev. Lett. **96**, 121802 (2006)
- [51] A. de Gouvea, J. Jenkins, Phys. Rev. D **74**, 033004 (2006)
- [52] M. Carena, A. de Gouvea, A. Freitas, M. Schmitt, Phys. Rev. D **68**, 113007 (2003)
- [53] P. Stockinger, W. Grimus, Phys. Lett. B **327**, 327 (1994)
- [54] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018)
- [55] M. Misiaszek et al., Nucl. Phys. B **734**, 203 (2006)
- [56] J. Bernabeu et al., Phys. Lett. B **613**, 162 (2005)
- [57] V. A. Guseinov et al., Phys. Rev. D **75**, 073021 (2007)
- [58] S. Ciechanowicz et al., Phys. Rev. D **71**, 093006 (2005)
- [59] P. Minkowski, M. Passera, Phys. Lett. B **541**, 151 (2002)
- [60] T. I. Rashba, V. B. Semikoz, Phys. Lett. B **479**, 218 (2000)
- [61] W.-T. Ni et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 2439 (1999)
- [62] W. Bialek et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 1623 (1986)
- [63] P. V. Vorobyov, Y. I. Gitarts, Phys. Lett. B **208**, 146 (1988)
- [64] C.-T. Chiang, M. Kamionkowski, G. Z. Krnjaic, Phys. Dark Univ. **1**, 109 (2012)
- [65] T. Franarin, M. Fairbairn, Phys. Rev. D **94** 053004, (2016)
- [66] G. D. Starkman, D. N. Spergel, Phys. Rev. Lett. **74**, 2623 (1995)
- [67] B. Babussinov et al., Nucl. Instrum. and Meth. A **694**, 335 (2012)
- [68] M. A. Bouchiat, T. R. Carver, C. M. Varnum, Phys. Rev. Lett. **5**, 373 (1960)
- [69] T. G. Walker, W. Happer, Rev. Mod. Phys. **69**, 629 (1997)

Wiesław Sobolewski