

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Relações de Dispersão Fotônicas e
Birrefringência do Vácuo
em
Cenários Além do Modelo-Padrão

Estudante: Luís Rodolfo dos Santos Filho
Orientador: José Abdalla Helayël-Neto

Rio de Janeiro
2018

Resumo

11 de setembro de 2018

Nesta Tese, são discutidos e inter-conectados dois possíveis caminhos de Física além do Modelo-Padrão: Supersimetria (SUSY) e o chamado Modelo-Padrão Estendido (SME). Três aspectos originais são colocados em destaque: (1) a violação da simetria de Lorentz, eixo central do SME, ocorre em um cenário dominado pela SUSY. Diferentemente do que se propõe na literatura da área, identifica-se uma origem microscópica para a anisotropia de fundo, gerada por graus de liberdade supersimétricos, sob a forma de condensados bosônicos e fermiônicos advindos dos parceiros supersimétricos; (2) os efeitos indiretos da SUSY nas relações de dispersão estendidas do setor fotônico são originados dos condensados fermiônicos de fundo e do fotino, mediante análise de uma ação efetiva para os fótons, derivada da integração sobre os graus de liberdade do fotino; (3) é identificado um fenômeno de dissipação na propagação de fótons, induzido pela anisotropia espaço-temporal, quando estes fótons viajam em um meio onde há um campo eletromagnético de fundo.

Abstract

11 de setembro de 2018

This Thesis sets out to pursue an investigation of possible combined effects of Supersymmetry (SUSY) and Lorentz-symmetry violating (LSV) space-time anisotropies on the dispersion relations of the photonic sector of the so-called Standard Model Extension (SME). The original aspects of our proposal are three-fold: (1) Lorentz-symmetry violation takes place in a scenario dominated by SUSY; (2) the extended photonic dispersion relations embody the photino effects, the latter summed up to yield effective photon actions; (3) dissipative effects on photon propagation, triggered by SUSY and LSV, are worked out whenever the photon travels in presence of a background electromagnetic field.

Sumário

Sumário	1
1 Sobre fótons e a massa	9
1.1 Resumo das buscas experimentais da massa associada aos Fótons	11
1.2 Sobre a Birrefringência e a invariância de Lorentz	17
1.3 Sobre a violação da simetria de Lorentz	19
1.4 Mecanismos para a quebra de Lorentz: Quebra Espontânea	21
1.5 "En passant" a Supersimetria	23
1.6 Modelo Maxwell-Chern-Simons-supersimétrico com violação de Lorentz.	26
2 Relações de dispersão	27
2.1 Modelo com simetria CPT-ímpar: Carrol-Field-Jackiw-supersimétrico: modelo L_1	27
2.2 CPT-ímpar com efeitos dos Fotinos: L_2	29
2.3 Efeitos de Birrefringência e Trirrefringência em L_1 e L_2	33
2.4 Propagação de ondas com perda de energia em L_1	37
3 Relações de dispersão no setor de CPT-par	39
3.1 Setor de radiação do modelo padrão estendido	39
3.2 Termo tensorial k_F e a violação de Lorentz: modelo L_3	40
3.3 Modelo de CPT-par com efeitos dos campos de fotinos: modelo L_4	43
3.4 Tensor de Energia-Momento do modelo L_3	45
4 Considerações Conclusivas e Futuros Encaminhamentos	47
5 Seção extra	51
5.1 Interação de Férmions com a Torção	53
Referências Bibliográficas	61

Agradecimentos

Para as rosas, escreveu alguém, o jardineiro é eterno - Machado de Assis.

Eu sou o resultado de Projetos Sociais, desde a minha infância fui agraciado com auxílios dos mais diversos: Ensino técnico gratuito, ensino médio gratuito, cursinho pré-vestibular gratuito, faculdade pública, mestrado público; todos ou iniciativas estatutais ou de projetos sociais filantrópicos. A escolha da profissão de físico não me vem em mente quando se manifestou.

Hoje acompanhado de diversas leituras sei que muita gente já foi embora enquanto eu sentado estudava; desde o vestibular, faculdade, mestrado e preparação ao doutorado.

Acompanhado a este vazio tenho compensado-me com as leituras, reflexões e a paixão em lecionar aulas.

Escrever essa Tese me trouxe esperanças de que devo continuar seguindo a carreira de educador e pesquisador, mesmo que os tempos políticos nos façam comer o vólgo pão que o diabo amassou.

Querem calar os mais "Pobres- evidentemente torná-los subservientes. E como fazer isso? Exaurindo investimentos de desenvolvimento educacional os crimes sociais acontecem. O sujeito com fome pega o ônibus e alimenta apenas suas ansiedades em relação a vida, o medo se instaura e a desesperança aflorece. E a luta pelo que se ama torna-se desamparada; o tempo com a família é substituído pelo argumento de sacrifícios em prol de uma vida mais digna. Os anos passam e as pessoas passam e tudo se vai junto ao orgulho e vaidade. Surgem os falsos profetas e as representações indignas do criador movimentam orçamentos de números nacionais. Mas somente hoje sou capaz de entender que...

Não devo ser apenas um físico que brilha pelos corredores dos institutos (isso, inclusive não tenho condições psíquicas), devo ser um veículo que tem compromisso social em resguardar esperanças apontando direções dignas ao teor humano por intermédio a aulas e discussões de Física àqueles que estão nas escolas e públicos mais diversos de palestras.

Essa é a unica garantia que me resguarda nesta profissão - quando possível olhar em algumas páginas de equações e ideias de Física e me maravilhar...

Agradeço a todos! Com clara gratidão, ao Prof. Helayël, que representa a mais pura definição de professor dada por Freire: "O professor é aquele que ama seus alunos. - e que etmológicamente segundo a definição de Magistério:

- traz dignidade àqueles que os acompanha.

Agradeço ao meu pai, minha mãe e minha irmã por serem minha raiz familiar.

E agradeço com amor e apreço a minha doce e amada futura esposa Marilissa Aires, por todo ganho pessoal que me ocasiona e pela vida que em Deus prometemos seguir.

E gostaria de expressar a gratidão em nome da memória de todos físicos brasileiros que construíram cada

degrau do que hoje se chama Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, centro que além de me ensinar física me ensinou ser um ser humano melhor.

Considerações Iniciais

Este trabalho tem como interesse central discutir uma Física que talvez esteja camuflada diante as vastas escalas de energia que detém o Universo. É inegável que a Física atual seja demasiadamente sólida e satisfaça à compreensão de diversas classes de fenômenos. Mas, ... e se as conclusões bem acertadas, como por exemplo simetria de Lorentz, massa dos fótons, indivisibilidade do elétron fossem reavaliadas? Desabaria tudo o que aprendemos com as gerações anteriores? Ou será que colocariamos limites de validade sobre as noções já decorrentes? As respostas a estes pontos, certamente, não seremos capazes de trazer - e nem nos arrogamos a tal - no decorrer do trabalho; por hora, desejamos discutir essas hipóteses e explorar suas consequências - e deixar esta nossa infinitésima contribuição de caráter científico.

Os escritos foram divididos em dois pilares: contextualização e resultados publicados.

A contextualização engloba todo o primeiro capítulo; coloca de maneira não-linear um percurso histórico; julguei pertinente essa parte a esse molde, pois, mesmo que os pontos explorados na seção de resultados sejam populares para uma classe de investigadores, a releitura da contextualização poderá trazer incrementos, mesmo que de caráter intuitivo. E àqueles que não são devidamente especialistas da área, terão oportunidade de acessar os conteúdos por um ângulo não decorrente na literatura.

Sem sombra de dúvidas o fóton é o principal objeto de interesse da discussão, motivando-nos a levantar as seguintes discussões:

- possibilidade de entes massivos em uma eletrodinâmica a elevadas energias ($E > 100$ MeV);
- propriedades ópticas não-usuais em um contexto Maxwelliano;
- Consequências da violação de simetrias fundamentais - Lorentz, Supersimetria (SUSY);
- estruturas não-triviais do vácuo quântico.

O capítulo dos resultados publicados tem a particular valiosidade de ser um assunto que foi praticamente desenvolvido por pesquisadores brasileiros do CBPF e que hoje se espalharam pela região norte do país. A temática chegara até trazer interesses de colaborações internacionais, como exemplo: Chile, Itália e França.

O assunto de quebra de Lorentz-SUSY basicamente ganhou prestígio da comunidade na "Era das Cordas", onde o pesquisador Alan V. Kostelezcký mostrou cenários de uma Física de baixas energias, mas derivadas das escalas das cordas - onde a valiosa simetria de Lorentz apresentaria violações; por outro lado, uma visão mais fundamental, mais microscópica, foi proposta pelo nosso Grupo de Pesquisa no CBPF, quando propusemos tratar os campos de fundo causadores de anisotropia auto-consistentes com um modelo de gauge supersimétrico simples, isto é, um modelo Abelian no âmbito da SUSY-N=1.

Na seção 2.1 introduz-se um modelo eletrodinâmico supersimétrico com violação de Lorentz/SUSY e com simetria CPT-ímpar, este modelo é bastante empregado e conhecido na literatura, por conta disso, iniciamos a exposição caminhando mais rapidamente à obtenção das relações de dispersão.

Na seção 2.2 introduz-se uma modificação da eletrodinâmica anterior, considerando efeitos dos campos de fotinos e então mostra-se as relações de dispersão neste contexto. Aborda-se em seguida a questão do atraso de tempo da propagação das ondas eletromagnéticas; sugerindo modos massivos associados ao fóton - a massa associada ao fóton é decorrente a não-linearidade ou devido a quebra de Lorentz? E então de maneira teórica justifica-se a possibilidade em nível Lagrangeano que termos de massa sejam produzidos a partir das eletrodinâmicas L_1 e L_2 .

A seção 2.3 reserva discutir efeitos ópticos de dispersão e a possibilidade de Birrefringência por efeito Faraday,

presentes no modelo L_1 e L_2 . Calcula-se as relações de dispersão, deriva-se as velocidades de grupo e conclui-se resultados. Generalizou-se a discussão e os resultados considerando a propagação das ondas eletromagnéticas que não sejam necessariamente paralelas ao vetor de anisotropia, obteve-se novos efeitos ópticos que por existência da polarização linear emergiu a noção de Trirrefringência; este quadro assume valores de frequências angulares complexo imaginárias quando alguns requisitos são garantidos para o vetor de anisotropia.

A seção 2.4 investiga as possíveis causas dos efeitos discutidos nas seções anteriores, a partir dos estados de vácuo. Estes casos sugerem não trivialidade ao vácuo, imagina-se que a não trivialidade seja causada principalmente devido a anisotropia; assim oferecendo novas leituras a respeito da conservação de energia ao tratarmos alguns quadros de dissipação.

A seção 3.1 introduz o modelo de categoria CPT-par, este alternativamente ao modelo de CJF, não faz menção a campos vetoriais que violam Lorentz, e sim campos de natureza tensorial, compostos por estruturas vetoriais. Estes objetos completamente anti-simétricos dão a fenomenologia discutida.

A seção 3.2 aborda a natureza do tensor k_F e discutimos a violação de simetria de Lorentz segundo este contexto, calcula-se as relações de dispersão considerando alguns critério ao tensor $t_{\mu\nu}$ e discute-se as velocidades de grupo segundo estas condições.

Na seção 3.3 levamos em consideração os efeitos dos campos de fotinos na propagação dos sinais eletromagnéticos; então diante a esta situação, deduziu-se as relações de dispersão do modelo, uma vez que esta equação não seja popularmente encontrada na literatura. E então investigou-se as relações de dispersão e velocidade de grupo; notamos a existência de velocidades distintas para cada uma das direções de propagação e então identificamos efeitos ópticos. Nota-se que este tipo de modelo induz um vácuo com propriedades do tipo meio-material.

Durante a seção 3.4 investiga-se as particularidades do vácuo em questão ao obtermos as leis de conservação; todavia mesmo se inserindo em um contexto de meio-material, esse vácuo apresenta conservação nas leis do tensor de energia-momento quando levamos em consideração os parâmetros de anisotropia independentes das variações espaço-temporais.

E por fim no capítulo 4, intitulado como "Seção Extra", discute-se interessantes contextos da Física além do modelo padrão a partir da violação de simetrias da EDQ fazendo uso de graus de liberdade da Torção do espaço-tempo.

Publicações Referentes a esta Tese

Simpósiums e Congressos

- 1) 6th International Workshop High Energy Physics and 4th Chilean School of High Energy Physics. Val Paraíso - Chile. 2016. "Axions and Grand Unification Theory"
- 2) XI Latin American Symposium of High Energy Physics. Antigua Guatemala- Guatemala. "Investigating the Electrons Electric Dipole Moment from Scenarios Beyond the Standard Model. 2016.
- 3) XXXVI Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos.Re-assessing the Yang-Mills-Shaw Path to Gauge Theories. Caxambu - Minas Gerais. 2015.
- 4) 2nd Fundamental Physics School. São José dos Campos- São Paulo. 2014.

Revistas Científicas

Publicados

Bonneti, L ; dos Santos Filho, Luís R. ; Helayël-Neto, José. A. ; Spallicci, A. Effective photon mass by Super- and Lorentz-symmetry breaking. Phys. Lett. B764 (2017) 203.

Bonetti, L; dos Santos Filho,Luís.R; Spallicci, A; Helayël-Neto, José. A."Photon sector analysis of Super- and Lorentz-symmetry breaking"; arXiv:1709.04995 [hep-th]. (Aceito para publicação em Eur. Phys. J. C).

Orientações Concluídas

Lucas Convertito Araújo: "O futuro da energia no Brasil- Trabalho foi agraciado com menção honrosa em 2015 durante a apresentação do PROVOC - CBPF.

Denis Piton : "Teoria Quântica ao alcance da sociedade- Finalizado em 2016.

Deinis Piton: "A natureza elementar do elétron e suas relações com buracos negros- Finalizado em 2017. (Denis hoje pertence ao quadro de alunos da Usp onde cursa Graduação em Física).

Capítulo 1

Sobre fótons e a massa

O tempo, esse químico invisível, que dissolve, compõe, extrai e transforma todas as substâncias morais - Machado de Assis.

Os mais fundamentais princípios teóricos que embasam a física de altas energias estão enraizadas no conceito de que a luz seja um ente imaterial do ponto de vista massivo; os princípios básicos da relatividade e as noções de homogeneidades do espaço-tempo entendem a luz como necessariamente não massiva [41].

Por outro lado, o conceito material do número zero, somente é realizável na contagem de medidas discretas; em conjuntos de grandezas contínuas como o exemplo da massa - o conceito de zero torna-se irrepresentável, ao passo que este revela apenas nossa incapacidade de mensurar além das limitações experimentais envolvidas na ocasião [42].

Aceitando a impossibilidade de mensurar massas nulas relacionadas ao fóton (pelo menos até o presente estágio de evolução mental em que nos situamos), efeitos relacionados direta ou indiretamente a massa poderão vir a se tornar relevantes, e de expressiva importância aos contextos atuais da Física [43].

Afinal de contas, a noção de fótons massivos já é bastante compreendida no cenário da física de matéria condensada onde via interação com um campo magnético, fótons apresentam modos de propagação do tipo massivos.¹

- Proca o brilhante físico romeno, discípulo de de Broglie, conjecturou um modelo ousado - em algum lugar do universo deveria existir um portador de massa com spin-1; estes se existissem serviriam perfeitamente aos modelos das interações nucleares da época.

Hoje sabemos que intuir massa aos entes vetoriais como fez Proca, adequa-se para a discussão de modelos efetivos às interações fundamentais, como por exemplo a dinâmica dos Weakons das interações Fracas. Mas o preço de Mephintopheles² é sempre elevado para os astutos demais.

Noether nos ensina que a conservação de carga elétrica é o resultado direto da existência de uma simetria contínua; esta mesma constatação reflete vínculos aos modos de propagação do mediador das interações, exigindo que o mesmo seja dotado unicamente de propagação transversa, ou seja, isento de massa. A leitura inversa

¹Sabemos que a massa em geral é dada pelo mecanismo de Higgs; todavia, em super- condutividade o valor esperado do vácuo é induzido por campos compostos. O meio onde ocorre esse fenômeno é material, ou seja, a força entre os pares de cargas elétricas induzem um condensado, e este por sua vez um valor esperado do vácuo diferente de zero. Como agora o vácuo pode apresentar carga elétrica diferente de zero, a simetria $U(1)$ é quebrada; e a esta quebra, está relacionada a produção da massa aos fótons.

²Goethe. Fausto

também poderia ser empregada: "Devido os fótons não apresentarem massa, são transversos; portanto, sendo transversos concordam que exista um calibre e este justifica a conservação de carga elétrica"(Qual leitura é a mais fundamental ?)[\[90\]](#).

O amadurecimento deste conceito permitiu Ward generalizar as consequências diretas que esse fato propõe: As teorias de campos quânticos se finitas dentro do contexto da contagem de graus de liberdade dos observáveis físicos; deverão impor que as flutuações estocásticas dos campos não sejam arbitrárias - mas orquestradas pelas simetrias de calibre que os campos obedecem [\[39\]](#),[\[40\]](#).³.

Até o momento fomos apenas levados a um grande problema conceitual: massa e spin apresentam uma natureza do tipo espaço-tempo, quando a partir do grupo de Poincarè definimos os objetos de Casimir; massa e carga estão relacionadas a partir da noção de Noëther; então, onde estaria a natureza espaço-temporal da carga elétrica, já que a teoria de calibre aparenta ser uma ponte de conexão entre os conceitos?

Onde desejamos chegar vai além da possível aflição do querido leitor; a visão central é em quais outros contextos poderíamos necessitar dos "fótons massivos", quais seriam as justificativas mais fundamentais para a geração desses fótons; quais as novas propriedades que estes passariam apresentar? Mas antes de frisar essas perguntas, veremos quais foram durante décadas passadas as buscas a respeito da massa associada ao fóton.

³A prova inicial do trabalho de Ward foi contextada, quando se verificou desvios da predição no cálculo de perturbação da 23 - ordem; e então foi corrigido mais tarde com a ajuda de Abduss Salam com a inserção da noção de "overlapping" das divergências.

1.1 Resumo das buscas experimentais da massa associada aos Fótons

Do ponto de vista fenomenológico, não é de agora que se discute a respeito dos "Paraphotons" e os possíveis setores escondidos do modelo padrão [30],[31],[32].

Se os fótons (em algum contexto) possuem massa de repouso diferente de zero, a primeira consequência experimental esperada é a mudança da interação eletromagnética [2], e consequentemente um desvio ao fator 2 da lei de potência $\frac{1}{r^2}$. No entanto, verificações experimentais [1] conferem a precisão de 1 a 10^{19} ao valor esperado por Coulomb. Resultados da medição da interferência em campos fotônicos pelos campos eletromagnéticos de Júpiter, realizados pela sonda Pioneer-10, concluíram que a massa do fóton deveria ser menor que 10^{-49} kg [11]. Em contra partida, leituras espectroscópicas do átomo de Hidrogênio conferem um limite superior de 10^{-50} kg e a massa associada ao fóton surgiria a partir de correções de segunda ordem [89].

Aferições de feixes de radiação advindos do espectro eletromagnético da nebulosa de Carangueijo, ao serem interpretadas como ondas magneto-acústicas de baixas frequências, permitiram estabelecer limites superiores a uma interpretação de massa de repouso do fóton; a relação entre ondas magneto-acústicas e a massa se dá devido ao fato que se fótons tem massa de repouso diferente de zero, a frequência das ondas estarão limitadas por parâmetros críticos. Esta construção oferece um resultado estimado ao limite superior da massa do fóton na ordem de $m \sim 10^{-60}$ g [3].

Uma outra perspectiva de caráter astrofísico, se dá ao relacionar variação da densidade de energia do potencial vetor como uma consequência a interação com fótons massivos. A massa estimada neste contexto reflete uma faixa de comprimento de onda da ordem de 10^{10} m- 10^9 m [4]; enquanto isso, o "particle data group" estipula que o limite superior estimado via aceleradores de partículas seja $m < 2.10^{-16}$ kg, enquanto, em comparação aos valores para as previsões de origem astrofísicas, $m < 2.10^{-27}$ kg [5]. Todavia, se a massa do fóton for fruto do mecanismo de Higgs, sabe-se que ambos limites impostos poderão estar errados; ao passo que interações do tipo vórtices anulariam a contribuição da interação dos fótons com o potencial vetor magnético [6].

1.1.1 Fótons massivos e o atraso da propagação

Os neutrinos apresentam interação essencialmente "Fraca". Isto coloca os neutrinos sobre elevada importância para o conhecimento da natureza interestelar, uma vez que, não é, ou pouco é espalhado e absorvido durante sua transmissão. Deste modo, são importantes instrumentos para verificação de possíveis desvios na simetria de Lorentz, da Relatividade Geral, Mecânica Quântica etc [19].

Apesar dos efeitos de Gravitação Quântica serem desprezíveis em escalas de energia muito menores que as de Planck, a interação estabelecida por grávitons pode tornar-se importante em eventos virtuais com interação de neutrinos, podendo então servir-se de subterfúgio para que entendamos um pouco mais sobre a natureza elementar da matéria das interações de escalas de energia abaixo de grande unificação.

Um exemplo disso são os efeitos de descorência quântica, que acontecem em certos números quânticos de estados de neutrinos, advindos da interação de natureza Eletrofraca x Gravitacional[19].

Essencialmente a interação entre grávitons e neutrinos são classificadas em duas categorias: O processo Bethe-Heiter e o espalhamento tipo Compton [19].

Especula-se hoje, que podem existir neutrinos astrofísicos com energias da ordem de TeV [23].

Espera-se que fótons altamente energéticos possam vir a interagir com neutrinos, uma vez que para condições de menor energia o processo é completamente descartado por causa do processo apresentar uma seção de choque

muito pequena. Estima-se que a frequência de um processo do tipo espalhamento deste tipo seja da ordem de um evento por ano [24].

A existência da interação fóton-neutrino se dá por intermédio a processos virtuais, onde léptons virtuais apresentam acoplamento de natureza Eletrofraca [25].

Outro interessante processo se dá pela transformação de fótons em neutrinos. Este fenômeno pode servir para explicar o resfriamento de super-novas. E até mesmo, servir-se como explicação a um dos mecanismos de resfriamento do universo.

Em estrelas de densidade superiores a escala de Peta-gramas por centímetro cúbico, o processo de resfriamento de estrelas, até então explicado pelo Efeito Urca, dá espaço ao processo descrito pela anomalia de Weiss-Zumino-Witten que é basicamente uma corrente tipo Chern-Simons [26].

Em 1936 Ivanenko sugeriu que os neutrinos até então não massivos e nem sequer descobertos experimentalmente, poderiam também servir para explicar os fenômenos luminosos [44].

Hoje em dia com o conhecimento mais acirrado das interações e da verificação experimental dos parâmetros de acoplamento das teorias, sabe-se que neutrinos não podem ser mediadores das interações eletromagnéticas [45].

Todavia devido ao fato da massa dos neutrinos serem da ordem de 0, 2eV até 2eV como nos atualiza recentes medições realizadas pelo experimento KATRIN, esta partícula pode vir a ser mediadora de algum novo tipo de interação como aponta G. Feinberg e J. Sucher [27].

Existem outras propostas para se investigar a interação fóton-neutrino; processos de Birrefringências, onde feixes de neutrinos denominados "mares de neutrinos" ou "gás de neutrinos" apresentam atividades ópticas muito ínfimas, todavia, diferentes de zero quando analisada em aproximações de segunda ordem em loops, via interação com fótons [28].

Modelos de Grande Unificação como exemplo: SUGRA, STRINGS preveem possíveis setores de partículas as quais interagirão fracamente com o setor visível do modelo padrão. As partículas escondidas, W.I.S.P, são comumente manifestas como: Áxions, Bósons de Gauge Escondidos U(1); essencialmente são partículas de luz com massas inferiores a 1eV que interagem fracamente com o fóton [29]. Um outro exemplo, tendo em vista a compactação de cordas onde por intermédio da compactação das 6 dimensões extras, Áxions e Áxions Like Particle são naturalmente obtidos como modos zero de Kaluza-Klein a partir do Tensor Anti-Simétrico dos campos [29].

$$E_8 \times E_8 = SU(3) \times SU(2) \times SU(1) \times [SU(6) \times U(1)]$$

Outro processo o qual Áxions podem ser obtidos é pelo efeito Primakoff. O efeito Primakoff permite a obtenção de um méson pseudo-escalar neutro. Este efeito é essencialmente o processo inverso do decaimento de um méson em dois Fótons [30].

Perspectivas teoricamente consistentes preveem alternativas para o processo de obtenção de neutrinos, fótons e demais partículas; por exemplo, é de se esperar que gravitinos possam decair em elementos da Teoria Eletrofraca via produção de fótons ou bósons vetoriais neutros mais neutrinos ou bósons carregados mais partículas tal [34].

Quando ocorrer quebra de simetria da paridade, gravitinos decaem em fótons e demais partículas com tempos de vida maiores que o universo - produzindo então um difuso fluxo de raios gammas que poderão vir a ser medidos experimentalmente por projetos como exemplo GLAST ou AMS-02 [34].

1.1.2 Excertos sobre a luz cansada

O paradigma da luz cansada representa uma alternativa que reinterpreta o desvio para o vermelho indicado por Hubble em 1929 no volume 15 dos Anais da Academia de Ciências dos E.U.A [16]. No mesmo ano de 1929 o físico búlgaro Fritz Zwicky propôs uma alternativa à interpretação de Hubble. A proposta de Hubble essencialmente foi relacionar os desvios para o vermelho das radiações oriundas de galáxias e coordenadas de distâncias. Hubble fez estas correlações por intermédio do efeito Doppler.

Coincidentemente neste mesmo ano e revista, Zwicky [17] propõe uma leitura alternativa; interpreta que o desvio seja consequência da luz perder energia durante a propagação, ao viajar da fonte até o observador. Como $\nu\lambda = c$ e $E = h\nu$, se a energia de um quantum de luz perder energia seu comprimento de onda deverá aumentar e a frequência diminuir - se desejarmos que esta preserve c ; então quanto maior for a propagação até ser absorvida pelo observador, a luz, apresentaria maior aumento de λ , ou seja, maior "Desvio para o Vermelho".

Além de enunciar a hipótese alternativa a de Hubble, Zwicky sugere possíveis mecanismos os quais justificariam a fadiga supostamente apresentada à luz. Dentre estas, está o efeito de arrasto gravitacional e algo análogo ao Efeito Compton Gravitacional [18]. Tendo em vista a relação apresentada por Hubble, $z = \frac{H_0 r}{c}$, pode-se obter uma solução análoga a esta quando obtêm-se resultados para as equações de Friedmann; impondo algumas restrições em relação a densidade do universo considerado, por exemplo, o valor de um átomo de Hidrogênio por m^3 .

Estas equações são denominadas de Friedmann Crítico ou modelo de Einstein-de Sitter, $z = (1 - \frac{H_0}{2c} r)^{-2} - 1$.⁴

Em se tratando de um modelo que faça uso da proposta para a fadiga da luz, onde a hipótese básica é considerar que a energia decresça conforme a luz seja propagada, $\frac{dE}{E} = -\frac{H_0}{c} dr$, apresenta-se a proposta mais consolidada hoje $z = e^{\frac{H_0 r}{c}} - 1$ [19]. Esta equação relaciona o desvio para o vermelho e tem como limite a lei de Hubble.

A figura logo abaixo faz comparações a respeito da evolução cosmológica, tendo como base os modelos: Einstein-de Sitter, Friedmann, QSSC (Cosmologia de Estado Quase Estacionário), Lei linear de Hubble, Luz Cansada.

É perceptível que todos os modelos em questão são concordantes quando o desvio para o vermelho é muito menor do que um, ou seja, eram discordantes em Eras Cosmológicas antepassadas.

Raios Gammas são objetos astrofísicos de elevada importância [20], [21]. Os autores estabelecem correlações entre : o decaimento dos raios gammas em pares de elétron e pósitron com as medidas da opacidade do universo.

Recentemente uma investigação a respeito dos Blazares, núcleos galácticos ativos e servidores de raios gammas ultra energéticos da ordem de energia de 100 GeV até 100 TeV, mostrou uma dependência inesperada e não física com o "Red Shift". Isto sugere que os espectros mais intensos dos Blazares podem ser observados apenas em grandes intervalos de desvio para o vermelho.

Os autores [22] sugerem uma possível alternativa que disjuncta o conteúdo não físico a partir da oscilação entre os raios gammas ultra energéticos em axions-like-particles sob influência dos campos magnéticos extra galácticos. A dependência na frequência para o atraso de tempo da propagação dos fótons, ocorridas no evento catalogado como 150418, permite vincular parâmetros de massa aos campos de radiação [49]. Vale frisar que as investigações em relação a hipótese da luz cansada ainda estão em crédito na pesquisa de fronteira, como pode-se consultar na pesquisa recente [88].

⁴Solução análoga a de Hubble para os limites de $\frac{H_0 r}{2c} \ll 1$ e $r \ll 8Gc$

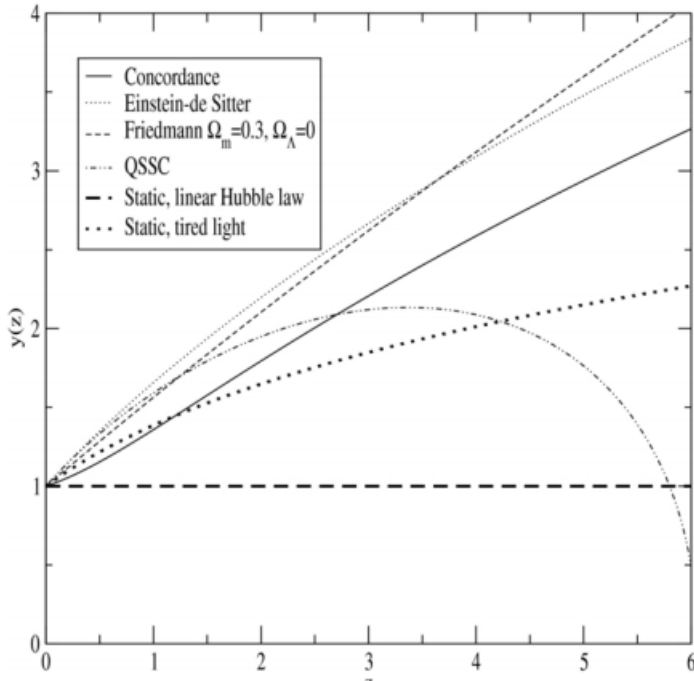


Figura 1.1: Comparativo entre os modelos cosmológicos, figura extraída de banco de imagens google 2018

1.1.3 Implicações cosmológicas sobre fótons massivos

O modelo padrão é a surpreendente teoria capaz de descrever com uma precisão, jamais alcançada antes, diversos fenômenos compreendidos nos 4 por cento da matéria conhecida no universo observável. Os demais conteúdos detectados dentro do universo observável, estimados recentemente pelo telescópio Planck, cerca de 75 por cento, divide-se entre matéria e energia escura. O que seria de fato a energia escura é a pretenciosa pergunta que percorre os corredores dos mais diversos centros de pesquisa em Física do mundo. Essa questão coloca o modelo padrão em constante dinâmica, visando acolher as "verdades experimentais".⁵ Neste contexto, fótons massivos traduzem interessantes alternativas em prol a questão: "O que é a energia escura?"[8]. Ao investigar a energia escura como uma exótica classificação de fótons "Dark Fótons". Os fótons massivos, com massa aproximada de 10^{-51} g [9] fazem com que a radiação cósmica de fundo se altere. Esta nova classe de eletromagnetismo, dos fótons peculiares, apresenta constante de acoplamento no intervalo de 10^{-34} eV- 10^{-37} eV [10].

Diante a pluralidade dos eventos que estão associados aos mésons vetoriais e massivos, iremos expor uma problemática de natureza Astrofísica; esta, por sua vez, se associa diretamente a essência do que traduzimos como fóton. O panorama excede os modelos usuais de eletrodinâmica do modelo padrão, pois como veremos, pertence a escalas de energia que vão muito além do regime Maxwelliano da propagação fotônica.

1.1.4 Implicações astrofísicas: Explosões de Raios Gamma (GRB's)

Em astrofísica as "Explosões de Raios Gamma"(GRB's) categorizam eventos eletromagnéticos de maior energia já observados no universo, até a presente data.

Os primeiros registros dessa radiação foram obtidos a partir das décadas de 1960, e catalogadas pelo satélite

⁵Quid es veritas? (João 18:38)

"VELA", em eventos cuja emissão se dava intensamente ao espectro de raios gamma.

O intervalo de duração de uma explosão emissora de raios gammas pode durar desde milisegundos até o desprender de várias horas. Espera-se que essa radiação tenha origens a partir da explosão de super-novas e hiper-novas, processos de formação de buracos negros, estrelas de nêutrons e estrelas de quarks.

O espectro de radiação oriundo destes eventos é amplamente rico, desde as elevadas energias dos raios gamma até os comprimentos de ondas maiores como os raios-x, ultra-violeta e luz visível[36]. ⁶

De um modo geral as curvas que representam o espectro das radiações de raios gamma não resguardam um padrão regular. Elas são extremamente complexas ao ponto de não repetirem padrões, isso, provavelmente está vinculado ao fato de que os eventos não podem ser controlados e serem diferentes em suas intensidades, duração e distância de acontecimento.

A comunidade astrofísica busca arduamente estabelecer um entendimento mais sistemático por de trás ao comportamento irregular destes espectros de emissão. Para isso são utilizadas diversas teorias eletromagnéticas não-maxwellianas, extensões não-lineares com ou sem fótons massivos [35].

Na figura 1.2 estão representados espectros de 12 tipos de GRB. ⁷

⁶A título de curiosidade: a interação dos gases atmosféricos com os raios gamma acelera o processo de deterioração da camada de ozônio, devido a formação de compostos como o óxido nítrico e dióxido de nitrogênio.

⁷<http://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/grb/catalog/>

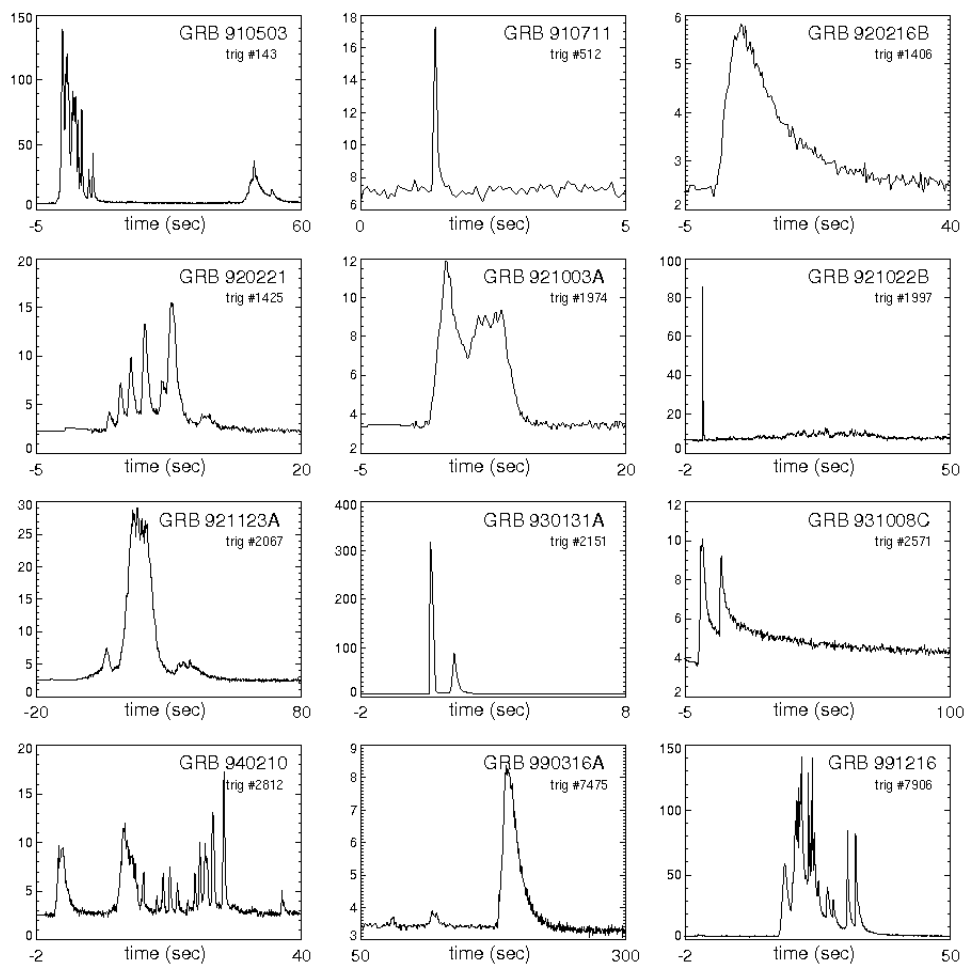


Figura 1.2: Espectros radioactivos de 12 tipos de GRB's. <http://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/grb/catalog/>

1.2 Sobre a Birrefringência e a invariância de Lorentz

Chamamos de Birrefringência o fenômeno que faz a luz se comportar como um feixe que atravessa uma superfície com índices de refração variáveis ou dependentes da polarização de propagação do raio luminoso. De um modo geral, esses meios são ditos anisotrópicos; pois, materiais isotrópicos possuem simetrias em todas as direções e o índice de refração é o mesmo para qualquer direção de propagação. Cristais com cadeias não cúbicas frequentemente apresentam Birrefringência [52]. A medida da Birrefringência δn é dada como a diferença máxima de todos os índices de refração de um dado material; isto é, sabemos que a luz apresenta duas polarizações: polarização em relação ao índice extraordinário n_e (na direção do eixo óptico) e polarização em relação ao índice ordinário n_o (na direção perpendicular ao eixo óptico) [52].

A Birrefringência foi primeiramente obtida a partir do estudo das propriedades ópticas de cristais de Calcita em 1669 por Bartholin [50]. No entanto, o fenômeno somente foi melhor compreendido como uma propriedade fundamental associada as polarizações no século XIX por Fresnel[51]. Quando acontece a Birrefringência em um dado material, a luz incidente após ser refratada se divide em dois feixes com diferentes direções de propagação.⁸

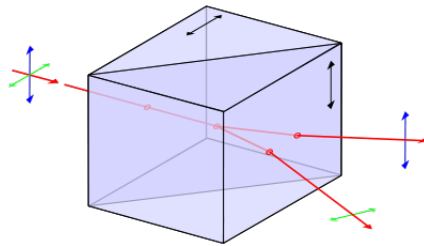


Figura 1.3: Representação óptica do efeito de Birrefringência onde a luz possui dois raios refratados pelo material Birrefringente [51].

1.2.1 Algumas fontes de Birrefringência

Birrefringência por tensão mecânica: Esta pode-se manifestar quando um meio isotrópico é tensionado ou deformado [51].

Birrefringência por Efeito Kerr: A aplicação de um campo elétrico elevado pode alterar as propriedades do meio, e conseqüentemente induzir efeitos de Birrefringência Óptica.

Birrefringência por Efeito Faraday: A presença de um campo magnético elevado pode causar em algumas classes de materiais efeitos de Birrefringência associados a polarização circular - polarizações distinguindo esquerda e direita [52].

Dentre todas as fontes de Birrefringência, a que mais pode interessar ao físico de teoria de campos é aquela causada pela alteração da permeabilidade magnética μ_0 ou da susceptibilidade elétrica ϵ_0 do meio; por exemplo,

se um dado material possuir o índice de susceptibilidade como: $\epsilon = \epsilon_0 \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{bmatrix}$, as equações de Maxwell

naturalmente fornecerão diferentes trajetórias aos fótons, de acordo com cada uma das direções de propagação, dadas segundo cada índice de refração n_i .

⁸Este resultado, hoje pode ser de simples entendimento, haja vista a lei de Snell-Descartes: $n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2)$.

1.2.2 Sobre a Birrefringência do vácuo

A dinâmica dos campos fotônicos, regidas pelas equações de Maxwell no vácuo, podem vir a manifestar comportamentos não-lineares; isto deve-se aos efeitos virtuais ocasionados pela produção de pares. Nesse contexto, o vácuo se comporta como um meio contínuo, porém, polarizado; e assim, podemos esperar o fenômeno de Birrefringência [56].

Esperamos mensurar efeitos de Birrefringência do vácuo, a partir da dinâmica dos campos fotônicos em regiões com a presença de elevados campos magnéticos [53].

Estrelas de Nêutrons, objetos de densidade em torno de $10^{14}g/m^3$, são objetos favoritos a compor esse drama experimental do efeito de Birrefringência ⁹, uma vez que elas são capazes de produzir campos magnéticos da ordem de $10^{15}G$ [54],[57].

Mensurar efeitos de Birrefringência do vácuo também foram o mote de experimentações terrestres; por exemplo, a estação de Shanghai. Eles utilizam raios lasers de altíssimas potências $10^{23}W/m$ e campos magnéticos da ordem de 10^6G para mensurar a Birrefringência a partir de medidas ópticas de feixes de Raios-X [55].

A Birrefringência dos campos eletromagnéticos permite também discutir as possíveis estruturas não- comutativas do espaço-tempo [60].

Espera-se que a teoria de Gravitação Quântica deva situar-se nas escalas de energia de Planck; nesta escala, espera-se que a simetria de Lorentz seja violada por alguns mecanismos - lidaremos com um deles nas próximas seções.

A escala de Planck hoje é inacessível aos experimentalistas, por outro lado, medidas indiretas realizadas por efeitos residuais podem ser medidos a partir da propagação de entes fotônicos advindos de fontes possivelmente situadas a distâncias cosmológicas.

Modelos efetivos e candidatos a "além do modelo padrão" fazem inserção a mão de setores que violam as simetrias discretas CPT; estes termos fazem naturalmente o setor fotônico apresentar rotações em suas polarizações, efeitos do tipo Birrefringência; e mudança nos conteúdos físicos como: velocidade, frequência e comprimento de onda [36], [61].

Em suma, a Birrefringência diz a respeito da medida de anisotropia de um meio a passagem de luz. Um conceito fundamental da Teoria Quântica de Campos é que o vácuo seja invariante de Lorentz, ou seja, homogêneo e isotrópico; por isso, a seguir iremos dissertar de modo mais detalhado sobre a simetria de Lorentz e sobre as suas possíveis violações.

⁹muito provavelmente o leitor, a esta altura, já deva ter compreendido as fundamentais causas da Birrefringência. A presença de um forte campo eletromagnético induz ao vácuo a formação de pares virtuais e^+, e^- ; estes por sua vez, alteram as propriedades eletromagnéticas, influenciando diretamente os valores de ϵ_0 e μ_0 , e consequentemente, os valores da frequência e comprimento de onda para preservar $c = \lambda\nu$. Este resultado, efetivamente é percebido como uma mudança do índice de refração e experimentalmente resulta Birrefringência.

1.3 Sobre a violação da simetria de Lorentz

Não é preciso dizer que a simetria de Lorentz seja uma das mais importantes simetrias da natureza. Mas para nós cientistas, essa frase de impacto, permanecerá válida para todo sempre desde que a simetria sobreviva aos mais diversos testes impostos pelas mais heterogêneas gerações de cientistas. O argumento acima apresentado, por si só, do ponto de vista epistemológico da ciência pode ser encarado como uma justificativa do por quê investigar a violação de simetria de Lorentz; e portanto, imaginar enredos teóricos e fenomenológicos onde essa intenção possa vir a se manifestar. Outra razão para estudar a violação da simetria de Lorentz é que as teorias de fronteiras como cordas e super-cordas [77], afirmam que o modelo padrão é uma teoria efetiva e que a simetria de Lorentz em escalas de energia "Planckianas" deverá apresentar a sua quebra. Logo, isso significa que talvez hajam resquícios dessa quebra em fenômenos de baixas energias.

1.3.1 CPT e invariância de Lorentz

Enquanto a simetria de Lorentz $SO(1,3)$ é uma simetria contínua; CPT é de caráter discreto e estabelece fundamentais relações entre a dinâmica de partícula e anti-partícula. A primeira prova do teorema CPT foi dada quando Pauli e Luders, baseando-se na formulação Hamiltoniana dos campos, na localidade das interações, invariância de Lorentz e Hermiticidade do Hamiltoniano - resguardaram rigor matemático à simetria; tempos depois, este teorema foi revisto por Jost. Jost revisou a prova e propôs condições extras, relaxando dadas hipóteses levantadas por Pauli como localidade e comutatividade dos campos.

Resumidamente, recentes conclusões indicam que [76]:

- Nem sempre uma violação da simetria de Lorentz requer violação do teorema CPT (Exemplo: Teoria Não-Comutativa da Teoria de Campos)

- É possível uma violação ao teorema CPT sem violar a simetria de Lorentz.

Conforme veremos a seguir, serão apresentados alguns fatos contemporâneos sobre a simetria de Lorentz e as buscas de suas violações. ¹⁰

1.3.2 Maneiras de se violar a simetria de Lorentz

Antes de mais nada, vamos relembrar os axiomas que fundamentam a invariância de Lorentz para então discutirmos os meios de violarmos-a [41].

1) Um fenômeno somente pode ser verificado depois de tê-lo acontecido, o intervalo de tempo é restrito pelos raios luminosos que conectam evento e observador. (pré-causalidade)

2) O espaço-tempo do ponto de vista cosmológico é homogêneo, ou seja, a distribuição de energia e momento dos constituintes do universo visível deverão ser constante, independente de onde. (Homogeneidade)¹¹

3) Não existe direções privilegiadas no universo em escalas cosmológicas, isso pode significar que a propagação da luz não distingue direções, nem privilegia polarizações.¹² (Isotropia)

4) As medições dos fenômenos físicos deverão ser as mesmas em qualquer lugar do universo; também para qualquer observador, independente do regime e do tipo de velocidades relativas entre eles (Princípio da Relati-

¹⁰Esses esforços serão ou não tido em vão, mas quem dirá? A história poderá um dia quem sabe revelar.

¹¹A homogeneidade é verificada a partir da avaliação homogênea para largas escalas dos Clusters e Halos das galáxias do universo visível, como nos revela o Telescópio Planck.

¹²A isotropia do espaço-tempo é considerada como a invariância rotacional cujo referencial é a radiação cósmica de fundo; dado que o movimento relativo é efêmero e da ordem de $\beta = 10^{-3}$

vidade)¹³¹⁴

1.3.3 Alguns experimentos terrestres em busca da violação da simetria de Lorentz

Experimento da sincronização de relógios: Dois átomos estáveis com transições atômicas definidas são utilizados como relógios; esses são submetidos a movimentos relativos, de maneira que eles possam vir a interagir com alguma componente do Tensor de violação de Lorentz pré-existente e ainda não considerado. Estes indícios seriam fortes elementos a favor das teorias extendidas ao modelo padrão. Os experimentos também visam aprimorar os vínculos entre os parâmetros da matéria Bariônica [66].

Experimentos de ressonância de cavidade: A técnica da ressonância compara variações na frequência da ressonância dentro de uma cavidade; a comparação é realizada entre o padrão estacionário e o padrão de movimento relativo. Este experimento visa além de verificar variações da simetria de Lorentz como também aprimorar medidas da eletrodinâmica, tendo em vista o setor fotônico [62], [67].

Experimento da oscilação do méson-neutro: O estudo da matéria e anti-matéria é o ponto chave a fim de se investigar violações na simetria CPT. As oscilações do méson-neutro são essencialmente controladas pela diferença de energia entre méson e anti-méson. Quark e anti-quark no modelo padrão apresentam os mesmos parâmetros de massa, por outro lado, eles contém distintas relações de dispersão e distintos espectros de energia, perante uma violação de Lorentz ou CPT [63], [65].

¹³Um princípio de natureza Realista, onde o universo independe do sujeito o qual o mede. Visão característica da escola de pensamento que Einstein fundamentava suas perspectivas. A inserção da escola Realista ao mundo quântico foi uma tentativa frustrada até o presente momento; como pôde revelar as experiências de Bell na fotônica e os modernos experimentos de Emaranhamento Quântico da década de 1980.

¹⁴Erst Mach, por outro lado, defendia que as leis físicas deveriam depender das estruturas locais que circundavam o observador; Dirac, por volta da década de 1930, talvez sensibilizado por estas ideias, publicou seu polêmico artigo: "Sobre a teoria dos grandes números".

1.4 Mecanismos para a quebra de Lorentz: Quebra Espontânea

O mecanismo de "Quebra Espontânea" de simetria tem a virtude de oferecer a preservação da simetria a nível Lagrangeano e Hamiltoniano após a simetria ser quebrada nas representações do vácuo [70].

Sabemos que em uma eletrodinâmica Maxwelliana o vácuo possui ausência de campos, uma vez que a energia do mesmo é dada diretamente pela existência dos campos eletromagnéticos: $U = \frac{1}{2}(\vec{E}^2 + \vec{B}^2)$ isto, em um cenário onde as flutuações quânticas e outros mecanismos são desconsiderados [71].

O mecanismo de Higgs é um caso particularmente interessante onde o estado de vácuo da teoria não está isento de campos; isso pode ser visto a partir da expressão:

$$U = (\phi^2 - \lambda^2) \quad (1.1)$$

uma vez que, o estado de menor energia é $\phi = \pm\lambda$, este é o valor esperado do vácuo $\langle \phi \rangle$; esta flutuação de natureza escalar preserva a invariância de Lorentz do vácuo, ou seja, apesar da simetria ser quebrada de modo espontâneo - Lorentz permanece inviolado. Isso nos faz pensar que para uma violação em Lorentz, poderíamos ferir seu terceiro axioma, a respeito da invariância rotacional, e sugerir uma generalização pictórica ao mecanismo de quebra espontânea fazendo uso de campos vetoriais; ¹⁵

$$U = \frac{1}{2}(\vec{v}^2 + \lambda^2) \quad (1.2)$$

O vácuo deste modelo também não é isento de campos e sim permeado pelas flutuações de um ente vetorial, $\langle \vec{v} \rangle = \vec{\lambda}$, devido sua natureza vetorial confere ao vácuo uma direção intrínseca; esta por sua vez, torna o vácuo anisotrópico; e portanto, viola a simetria de Lorentz [69].

A partir desta exposição, somos levados a questionar o seguinte elemento - Qual a origem deste vetor de fundo, responsável em quebrar a isotropia do vácuo? Uma grande parcela da comunidade argumenta que é o resquício de uma Teoria de Cordas ou de Gravitação Quântica; no entanto, somos capazes de oferecer um mecanismo mais simples onde naturalmente estes campos de anisotropia sejam gerados; mas antes disso, iremos contextualizar um pouco mais.

1.4.1 Quebra de simetria de Lorentz e o contexto do modelo padrão

No início da década de 1990, Jackiw e outros propuseram modelos estendidos para a eletrodinâmica de Maxwell; estes preservavam a simetria de calibre mas interessantemente violavam Lorentz e CP-T [72]. O principal modelo contava com a introdução de um novo setor $\epsilon^{\mu\nu\kappa\lambda} v_\mu A_\nu F_{\kappa\lambda}$. Este termo induzia ao vácuo da teoria efeitos de Birrefringência [73]. Interessantemente esses modelos em 3 + 1 apresentavam correspondência com modelos análogos planares 2 + 1 [74]. Um pouco mais tarde em 1997 modelos com violação de simetria de Lorentz foram estudados e tidos como candidatos as extensões ao modelo padrão. A preposição era muito interessante, pois, apesar de violar Lorentz, preservavam relevantes simetrias como: unitariedade, causalidade e estabilidade das soluções [75]. O então denominado "mSME", mínimo modelo padrão estendido, foi elaborado com a tentativa de reconstituir provas a uma teoria de altíssimas energias, como a escala de Planck, a partir de mínimas modificações ao modelo padrão, dentre essas modificações a violação de Lorentz e CPT assumem

¹⁵ Apesar deste campo vetorial de fundo não ter sido detectado no modelo padrão e este esteja fora do grupo de renormalização, teorias do tipo de Gravitação Quântica ou de Cordas em baixas energias lançam uso desses exóticos campos de fundo [64].

caráter primordial. Investigar efeitos de mSME nos contextos de baixas energias se justifica, uma vez que, pois em um raio de escalas $r = \frac{m_{eletrofraca}}{m_{planck}} = 10^{-17}$, efeitos da escala de Planck possuem uma atenuação de 17 ordens de grandeza em relação a escala Eletrofraca [79].

1.5 "En passant" a Supersimetria

A partir de uma simetria contínua, leis fundamentais de conservação para cargas e correntes podem ser geradas sistematicamente.

Estas cargas representam, do ponto de vista de uma teoria de calibre, os geradores de transformação dos campos; e estes são associados aos "Quanta" de algum tipo de radiação.

Em uma teoria supersimétrica, a carga conservada obtida a partir da integração sobre todo o volume da componente temporal da corrente covariantemente conservada é chamada de super-carga Q_{aN} .

O processo descrito é inteiramente análogo aos resultados impostos pelo teorema de Noëther às construções de teorias de calibre [90].

A supersimetria (SUSY) pode ser vista como uma generalização das coordenatizações do espaço-tempo, onde, a partir de efeitos originados de um setor de coordenadas espinoriais e variáveis Grassmanianas, podemos obter efeitos manifestos na representação usual do espaço-tempo; por exemplo, através das translações espaço-temporais. Neste sentido, as coordenadas do espaço-tempo podem ser mensuradas pelas combinações das coordenadas usuais (números Reais) com as coordenadas Grassmanianas.

As super-cargas podem ser distinguidas por índices associados a alguma simetria interna. Além de seu índice de natureza espinorial a , pode haver outros de natureza interna, N , onde $N = 1, 2, 4$.

Uma carga rege juntamente com os geradores das simetrias a elas associadas, a regra de evolução dos campos covariantes de um dado grupo de simetria.

No contexto da supersimetria, juntamente com os geradores do grupo de Poincarè, as super-cargas compõem a álgebra das transformações do grupo de simetria das transformações espaço-temporais estendidas pelo conceito de supersimetria.

A álgebra de supersimetria é apresentada a seguir:

$$[Q_a A, P^\mu] = 0 \Rightarrow [Q_a^\dagger A, P^\mu] = 0 \quad (1.3)$$

$$\{Q_a A, Q_b B\} = Z_{AB} \epsilon_{ab} \quad (1.4)$$

$$[Q_{aA}, M^{\mu\nu}] = (S_L^{\mu\nu})_a^c Q_{cA} \Rightarrow [Q_a^\dagger A, M^{\mu\nu}] = (S_R^{\mu\nu})_a^{\dot{c}} Q_{\dot{c}A} \quad (1.5)$$

1.5.1 Quebra de supersimetria

Estima-se que a supersimetria deva ser quebrada nas escalas de energia da ordem de $10^{11} GeV$ [38]. Assim como as demais simetrias contínuas, a supersimetria ao ser quebrada induz aparecimento de uma super-corrente que por sua vez excita uma partícula sem massa: o Goldstino. A quebra de simetria acontece quando o valor esperado do super-vácuo assume valor diferente de zero, ou seja, $\langle 0 | > \sim M_s^4$.

No caso da quebra dinâmica de supersimetria a escala M_s é relacionada pela seguinte expressão:

$$M_s = M_{cutoff} e^{-\frac{c}{g} \frac{1}{M_{cutoff}}^2} \leq M_{cutoff} \quad (1.6)$$

Um exemplo simples, mas de caráter didático onde se pode compreender a quebra de supersimetria se encontra a partir do modelo supersimétrico escalar [78].

$$L = g_{a\bar{a}}\partial_\mu\phi^a\partial^\mu\bar{\phi}^{\bar{a}} - V(\phi, \bar{\phi}) \quad (1.7)$$

Onde sob a escolha do super-potencial e o potencial de Kähler, $W = fX$, $K = \bar{X}X$; constrói-se $g_{a\bar{a}} = \partial_a\partial_{\bar{a}}K$ e $V = g^{a\bar{a}}\partial_aW\partial_{\bar{a}}\bar{W}$

Estas escolhas de variáveis do ponto de vista semi-clássico, tornam o valor esperado do vácuo alterado pelo potencial e diferente de zero, controlado pelo módulo do parâmetro $|f|^2$.¹⁶

1.5.2 Densidade de energia do vácuo

O tensor de energia e momento é um objeto simétrico¹⁷ que traduz informações a respeito do fluxo da energia e do momento da matéria ou radiação através do espaço-tempo. A teoria da Relatividade Geral e do modelo padrão das partículas elementares condizem com o fato desta quantidade ser covariante de Lorentz.

Suas componentes apresentam importantes e distintas classificações;

- T^{00} : Densidade de Energia
- T^{0j} : Densidade de Momento
- $T^{\mu\mu}$: pressão
- T^{ij} : Tensão de Cizalhamento

No contexto das simetrias contínuas, o tensor de energia-momento é a corrente de Nöether covariantemente conserva e associada com as translações perante o espaço-tempo [80].

A fim de determinar a densidade de energia do vácuo do ponto de vista cosmológico, pode-se lançar a hipótese de que o universo em suas largas escalas é homogêneo e isotrópico e se comporta como um fluido ideal [81]. A fim de modelar dinamicamente um fluido ideal, usaremos mais uma importante aproximação, fluidos ideais podem se comportar de acordo com determinados sistemas regidos por campos escalares [82].

Consideremos o clássico exemplo de um campo escalar ϕ e um potencial $V(\phi)$.

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right] \quad (1.8)$$

A esta ação determina-se o tensor de energia-momento, conforme exposto a seguir,

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} g^{\rho\sigma} \partial_\rho \phi \partial_\sigma \phi - g_{\mu\nu} V(\phi) \quad (1.9)$$

Quando o campo adquire determinado valor ϕ_0 onde ocorre a minimização da energia, V adotará o valor $V(\phi_0)$, neste contexto, o tensor de energia-momento será,

$$T_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} V(\phi_0) \quad (1.10)$$

Este tensor representa informações da energia e momento do vácuo. A esta mesma equação, traduziu-se equivalência entre a constante cosmológica proposta por Einstein $T_{\mu\nu} = \Lambda_{\mu\nu}$. [84]

A seguir, veremos um resumo a respeito da densidade de energia característico com vácuos de naturezas distintas [85].

¹⁶ Isso pode ser claramente percebido tendo em vista a relação do vácuo supersimétrico $\langle \psi | H | \psi \rangle \neq 0$

¹⁷ Na formulação de Einstein-Cartan este tensor pode vir apresentar componentes anti-simétricas devido aos graus de liberdade da Torção.

- Teoria Eletrofraca: No modelo de Salam-Weinberg a transição de fase que distingue a quebra de simetria dos estados simétricos iniciais ocorre na escala de energia de $M_{SW} \sim 2 \cdot 10^2 GeV$; portanto, $\rho_v^{SW} \sim (200 GeV)^4$.

- Teoria Nuclear Forte: A escala de quebra da simetria quiral acontece por volta da escala de energia de $3 \cdot 10^{-1} GeV$; com valor associado ao vácuo, $\rho_v^{CDQ} \sim (0,3 GeV)^4$.

-Teorias de Grande Unificação: Acredita-se que existiu um grupo de simetria primordial o qual a partir de sua quebra de simetria resultou o modelo padrão das interações fundamentais; acredita-se que bons candidatos ao grupo de simetria, seja o modelo $SU(5)$ ou seu correspondente isomorfo $SO(10)$ ^{18 19} [83]. Estas teorias possuem escalas da ordem $10^{16} GeV$, com $\rho_v^{TGU} \sim (10^{16} GeV)^4$

-Teorias da Escala de Planck: A grande aposta de grande parte da comunidade científica; as teorias de Cordas e as Teorias-M; estas possuem escala de energia $10^{18} GeV$ e $\rho_v^{pl} \sim (10^{18} GeV)^4$

1.5.3 Sobre as eletrodinâmicas não-lineares

As equações de Maxwell são lineares, isto as tornam uma teoria altamente sedutora do ponto de vista de suas soluções e das condições iniciais das equações diferenciais que modelam o fenômeno.²⁰ Do ponto de vista físico a não-linearidade revela que os campos apresentem auto-interação ou interação entre os pares. A título de ilustração as teorias de Yang-Mills-Shaw não-abelianas são representações legítimas à não-linearidade.²¹ A eletrodinâmica quântica prevê densidade de probabilidade diferente de zero para processos de espalhamento $\gamma+\gamma$. Resultados recentes evidenciam esta fenomenologia [86]. O fenômeno pode ser compreendido intuitivamente se trouxermos o conceito de polarização do vácuo; uma vez que, acompanhado aos fótons podemos ter produção de pares $e^+ e^-$ e estes de acordo com a EDQ induziriam intereação com os demais fótons e esse fenômeno local, evidentemente acarretaria efeitos globais; e perceptíveis em desvios a dinâmica dos campos.²² No entanto, o resultado da auto-interação também pode significar que as equações de Maxwell são uma teoria efetiva para a dinâmica dos campos de radiação eletromagnética - uma vez que a escala de energia que ela opera compreende fenômenos das escalas de eV até centenas desta unidade. A busca de eletrodinâmicas alternativas as de Maxwell, opera um esforço secular. Registra-se inúmeras destas, cada qual com suas particularidades. As mais populares e empregadas nos cenários astrofísicos e cosmológicos são as de Born-Infeld, Euler-Heisenberg e Maxwell-Proca [87].

¹⁸Existe também o modelo de grande unificação de Pati-Salam, o qual faz uso da simetria $SU(4)_L \times SU(4)_R$; o modelo em questão é interessante ao resolver o problema da violação de CP sem a necessidade do uso dos campos axiônicos, como defende Quinn e outros.

¹⁹O grande impasse do modelo $SU(5)$ refere-se ao tempo de desintegração do próton distinguir-se do valor esperado real em duas escalas de grandezas.

²⁰A não-linearidade abre possibilidade das soluções serem dependentes das condições iniciais; ou seja, uma teoria com menor poder preditivo.

²¹Independentemente a construção das teorias de Yang-Mills, Abduss Sallam e Shaw propuseram uma construção onde as correntes conservadas interagiam minimamente com os campos de calibre. Resumindo, eles obtiveram uma teoria de calibre com as mesmas particularidades que obtiveram Yang e Mills.

²²A questão sobre a auto-energia do elétron, assim como o desvio da massa do elétron foram as grandes preocupações dos físicos da década de 1930; onde então nasceu a necessidade da criação da ideia de Renormalização.

1.6 Modelo Maxwell-Chern-Simons-supersimétrico com violação de Lorentz.

O modelo padrão é uma excelente teoria para tratar fenômenos da escala de energia de alguns eV até centenas de GeV; desta forma, as radiações oriundas de estrelas emissoras de Raios Gamma ultra-energéticos ou do comportamento de férmions próximos as estrelas de nêutron ultra-massivas, não podem ser tratadas com o formalismo canônico da teoria quântica de campos.

Neste trabalho apresentaremos como uma eletrodinâmica supersimétrica pode oferecer recursos para a investigação da relação de dispersão de estrelas de Raios Gamma, e então estimaremos uma nova escala de massa para o fóton. Mostraremos também fenômenos ópticos não presentes em uma teoria de Maxwell e por fim analisaremos os aspectos físicos da natureza de vácuo destas teorias.

Para isso iniciaremos a partir da Eletrodinâmica de Carroll-Field-Jackiw (CFJ) supersimétrica e após algumas simplificações, encontraremos no setor dos fótons e fotinos uma descrição capaz de oferecer informações sobre as relações de dispersão dos campos de radiação fotônicos [35],[36],[38].

1.6.1 Fundamentação em um cenário de supersimetria

Uma física com quebra de Lorentz pode ser bastante esperada quando lidamos com escalas de altas energias como por exemplo, 10^{16} a 10^{19} GeV. Supersimetria e simetria de Lorentz são em essência manifestações de um princípio mais generalista chamado "Grupo Conforme"; portanto, quebrar explicitamente Lorentz implica quebrar supersimetria, o inverso não necessariamente deve ser verdade. ²³[38],[48].

O trabalho de V.A. Kostelecky e outros [46] propõe uma forma geométrica, onde a partir da inserção de um vetor de anisotropia, $k_{\mu\nu}$, oriundo de alguma física mais fundamental, quebra-se a simetria de Lorentz.

Nos anos mais recentes José Helayel-Neto [47] e seu grupo propuseram um modelo com um significado mais fundamental para o parâmetro de quebra de Lorentz. Eles observaram que partindo da Ação Eletrodinâmica supersimétrica de CFJ, $S = \int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta} W^a(D_a V)S + \bar{W}_{\dot{a}}(\bar{D}^{\dot{a}})\bar{S}$, é possível obter a partir a quebra de supersimetria elementos necessários para fundamentar a existência de anisotropia; a partir da θ -expansão do Background de supercampos,

$$S(x) = s(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu s(x) - \frac{1}{4}\bar{\theta}^2\theta^2\partial^2 s(x) + \sqrt{2}\theta\psi(x) + \frac{i}{\sqrt{2}}\theta^2\bar{\theta}\sigma_\mu\partial^\mu\psi(x) + \theta^2 F(x) \quad (1.11)$$

recupera-se parâmetros os quais se configuram como um vetor de anisotropia do vácuo, v_μ , este é o gradiente do escalar formado a partir do mecanismo de quebra; ele é identificado a seguir,

$$s - s^* = \frac{-i}{2}v_\mu x^\mu \quad (1.12)$$

Desta maneira a quebra de Lorentz justifica-se por um mecanismo fundamental resultante dos condensados fermiônicos que são derivados de uma possível quebra de supersimetria.

²³A quebra de supersimetria implica quebra de Lorentz apenas quando os férmions do resultado da quebra por alguma razão se condensam e assumam valor esperado no vácuo diferente de zero violando a isotropia do mesmo, por exemplo.

Capítulo 2

Relações de dispersão

Não há assunto tão velho que não possa ser dito algo de novo sobre ele - Fiodor Dostoiévski.

O presente trabalho analisa a propagação de fótons em quatro diferentes extensões do modelo padrão, do ponto de vista da violação da simetria de Lorentz/SUSY e separadas sob os setores de classes de CPT.

As duas classes de modelos são: CPT-par e CPT-ímpar.

Veremos que as relações de dispersão para o caso par sugerem regimes de propagação não-maxwellianas via fótons sem massa - porém não obtém-se dispersão, contudo diferentes velocidades de grupo segundo as direções.

Em se tratando do regime ímpar, por outro lado, serão perceptíveis relações de dispersão características às eletrodinâmicas de fótons massivos - o termo de massa efetiva advém do modelo supersimétrico de Carroll-Field-Jackiw, discutiremos isso nas seções seguintes.

O termo de massa em questão, apesar de não conhecermos mecanismos fundamentais capazes de o justificar, é tido como o resultado do processo de quebra de simetria de Lorentz. Após obtermos as relações de dispersão, analisou-se a polarização das ondas e categorizamos alguns fenômenos ópticos como dispersão, polarização, Birrefringência e Trirrefringência.

As escalas de energia dos eventos que tratamos, GRB's, preservam a supersimetria, por outro lado, a quebra destas simetrias em altíssimas energias pode manifestar-se seus efeitos nas baixas escalas, como por exemplo a percepção da anisotropia a partir da leitura de propriedades ópticas.

2.1 Modelo com simetria CPT-ímpar: Carrol-Field-Jackiw-supersimétrico: modelo L_1

Como já brevemente discutimos nas seções anteriores, o modelo de CFJ introduz violação de simetria de Lorentz a partir da inserção na Lagrangeana da eletrodinâmica termos proporcionais aos de Chern-Simons.

$$L = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\sigma\rho}v_\mu A_\nu F_{\sigma\rho} \quad (2.1)$$

Simplificando a equação dinâmica $\nabla \times B + v^0 B - v \times E = \partial_t E$ e fazendo uso da relação entre o campo magnético e o elétrico a partir do espaço dos momentos: $\tilde{B} = \frac{\kappa_\mu \kappa^\mu}{\omega} \times \tilde{E}$, obtém-se uma expressão unívoca em \tilde{E} .

$$(\omega^2 - k^2)\tilde{E} + (k\tilde{E})k = i(v_0k \times \tilde{E} - \omega v \times \tilde{E}) \quad (2.2)$$

Desejando as relações de dispersão, escreve-se a equação acima na forma matricial a partir desta, calcula-se o determinante do operador , isso significa,

$$R_{ij}\tilde{E}_j = 0 \quad (2.3)$$

com a forma matricial ao operador R : $R_{ij} = ik^2\delta_{ij} + ik_ik_j - v_0\epsilon_{ijk}v_k\omega$

$$(\kappa_\mu\kappa^\mu)^2 + (v_\mu v^\mu)(\kappa_\nu\kappa^\nu) - (v^\nu\kappa_\mu)^2 = 0 \quad (2.4)$$

Calculando-se o determinante do operador R e o igualando a zero, tem-se a dada equação para as relações de dispersão em termos do quadri-vetor associado ao número de onda $\kappa_\mu \equiv (\omega, \kappa)$ onde considerou-se $\kappa^2 = (\omega^2 - k^2)$ e o vetor v_μ .

2.2 CPT-ímpar com efeitos dos Fotinos: L_2

O modelo de CFJ discutido apresentará uma tênue variação, e portanto, será categorizado como classe dois L_2 , esta distinção se justifica devido um reescalonamento dos campos de fundo, levando em consideração a soma das contribuições dos campos dos fotinos, será possível escrever uma relação de dispersão levemente modificada - em termos agora dos condensados fermiônicos $M_{\mu\nu} = -C_\mu S_\nu$, H , C_μ e S_ν .

Consideremos o modelo com elementos do tipo supersimétrico; estes associados a versão do modelo CFJ,

$$L = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{4}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}v_\mu A_\nu F_{\rho\sigma} + \frac{1}{4}HF + M_{\mu\nu}F^{\mu\lambda}F^{\nu\lambda} \quad (2.5)$$

onde $F = F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, $M_{\mu\nu} = \tilde{M}_{\mu\nu} + \frac{1}{4}\eta_{\mu\nu}M$, onde $\tilde{M}_{\mu\nu}$ é de traço nulo e $M_\mu^\mu = M$.

Sob estas redefinições, escreve-se o seguinte Lagrangeano,

$$L = -\frac{1}{4}(1 - H - M)F + \frac{1}{4}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}v_\mu A_\nu F_{\rho\sigma} + \tilde{M}_{\mu\nu}F^{\mu\lambda}F_\lambda^\nu \quad (2.6)$$

Realizando os procedimentos para encontrar as relações de dispersão, empregados anteriormente, surge uma relação análoga ao caso L_1 corrigida pelos fatores de fundo $(1 - H - M)$.

$$(\kappa_\mu \kappa^\mu)^2 + (v_\mu v^\mu)(\kappa_\nu \kappa^\nu) \frac{1}{(1 - H - M)^2} - (v^\mu \kappa_\mu)^2 \frac{1}{(1 - H - M)^2} = 0 \quad (2.7)$$

Devido a ordem de grandeza destes parâmetros de fundo $(1 - H - M)$ os resultados discutidos a seguir tornam-se semelhantes as duas classes L_1 e L_2 , ou seja, a propagação se independe da contribuição de campos supersimétricos.

2.2.1 Atraso do tempo com $v_0 = 0$

Atrelado as relações de dispersão, é razoavelmente simples obter as relações para a frequência de propagação e para a velocidade de grupo, tendo em vista que por hipótese inicial consideramos o vetor de fundo como sendo do tipo-espaço. Escrevemos:

A frequência angular,

$$\omega^4 - (2|k|^2 + |v|^2)\omega^2 + |k|^4 + |k|^2|v|^2 - (v \cdot k)^2 = 0 \quad (2.8)$$

Resolvendo esta equação biquadrada para a frequência ω , e considerando que as propriedades da onda esteja corrigido em escala pelo módulo do vetor de anisotropia, $\tilde{k} = \frac{k}{v}$ e $\tilde{\omega} = \frac{\omega}{v}$.

$$\tilde{\omega}_\pm = \sqrt{\frac{2|\tilde{k}|^2 + 1}{2} \pm \frac{\sqrt{1 + 4|\tilde{k}|^2 \cos^2(\theta)}}{2}} \quad (2.9)$$

E então obtém-se a velocidade de grupo.

$$v_{g\pm} = \frac{1}{\tilde{\omega}_\pm} \left[|\tilde{k}| + \frac{|\tilde{k}| \cos^2(\theta)}{\sqrt{1 + 4|\tilde{k}|^2 \cos^2(\theta)}} \right] \quad (2.10)$$

A equação para a velocidade de grupo poderá ser simplificada a partir de algumas sequências de manipulações algébricas, levando em conta que $v = \frac{d\omega}{dk}$ e expansões em série para funções do tipo $\sqrt{1+x} \cong 1 + \frac{1}{2}x + \dots$. Esse

resultado oferecerá duas classes de soluções; a primeira delas simboliza a velocidade de grupo de propagação das ondas perpendicular ao vetor de anisotropia, a segunda representa a propagação das ondas em qualquer direção diferente da ortogonal.

A velocidade de grupo em uma direção genérica diferente da perpendicular ao vetor de anisotropia, apresenta-se como a seguir,

$$v_{g\pm}^{\theta \neq \frac{\pi}{2}} = 1 - \frac{v^2}{8\omega^2}(2 + \cos^2(\theta)) \quad (2.11)$$

Nota-se não haver distintas velocidades de grupo para o caso \pm , percebe-se também que a diferença da velocidade de propagação em relação a velocidade da luz é muito pequena haja vista o parâmetro v pertencer as escalas de supersimetria.

A outra solução se refere a velocidade de grupo na direção perpendicular ao vetor do campo de fundo.

Esta situação é peculiar diante a alternativa anterior, este contexto implica fenômeno de Birrefringência devido a existência de duas velocidades de grupo com naturezas distintas.

A primeira delas é unitária,

$$v_{g+}^{\theta = \frac{\pi}{2}} = 1 \quad (2.12)$$

E não apresenta regimes de dispersão.

A segunda velocidade de grupo, v_{g-} , recebe efeitos de segunda ordem no inverso do quadrado da frequência; e portanto se dispersa em função da frequência de propagação.

$$v_{g-}^{\theta = \frac{\pi}{2}} = 1 - \frac{v^2}{2\omega^2} \quad (2.13)$$

Tendo as principais informações do sinal eletromagnético, ao referirmo-nos ao caso onde exista diferença na velocidade de grupo, calcula-se o atraso de propagação do sinal. A fim de obter esse resultado, faz-se uso da expressão do atraso de tempo definida por de Broglie,

$$\Delta t = l \left[\frac{1}{v_{g1}} - \frac{1}{v_{g2}} \right] \quad (2.14)$$

Onde l categoriza a distância entre observador e a fonte de radiação.

A seguir, pode-se ver graficamente uma representação para o atraso de tempo segundo algumas condições.

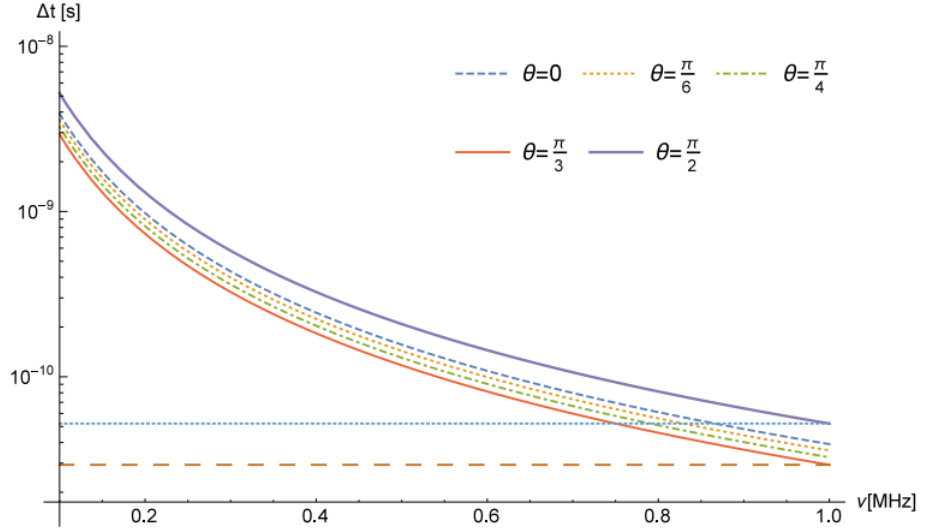


Figura 2.1: Representação gráfica para o atraso do tempo do modelo em questão. A variação angular pertence a $[0, \frac{\pi}{2}]$. Fez-se uso de $|v| = 10^{-19} eV$ considerando que a distância da fonte observador fosse de $4kpc$. O atraso relativo a propagação ortogonal é da ordem de $50ps$ e $1MHz$

O atraso de tempo no contexto de um modelo CFJ é explicitado a seguir,

$$\Delta t_{DBP} = \frac{lm_{\gamma}^2 c^3}{2h^2} \left[\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2} \right] x \quad (2.15)$$

Um valor associado à massa pode ser determinado utilizando as equações das frequências angulares ou velocidades de grupo em 2.15, levando em consideração o contexto da equação 2.11 utiliza-se $x = \frac{(2+\cos^2(\theta))}{4}$; por outro lado adota-se $x = 1$ para o contexto das equações 2.13 e 2.51.

$$m_{\gamma} = 2 \frac{v}{c^2} x$$

e permite extimarmos os limites para a massa associada ao fóton.

O intervalo das frequências foram: $10^{-34} eV - 10^{-19} eV$; associado a este intervalo, tem-se o domínio dos valores da massa associada ao fóton: $10^{-69} kg - 10^{-55} kg$.

O primeiro destes valores para a massa, corresponde a massa mínima que o fóton poderia adquirir, garantido pelo princípio de incerteza de Heisenberg, levando em consideração o tempo como a idade do universo 13×10^9 anos; o último valor para a massa associada ao fóton corresponde ao valor aceito e publicado no particle data group.

A outra categoria de relações de dispersões, designadas como L_2 , não apresenta diferenças significativas ao

valor de atraso de tempo. Isso se deve que a dimensão dos condensados fermiônicos serem da ordem de grandeza do campo vetorial anisotrópico; isso traz a tona que medidas dos sinais não apresentam atrativas diferenças levando em conta a contribuição dos campos dos fotinos.

Uma outra forma de estabelecermos a noção de massa ao modelo será dada a seguir sob o viés teórico, partiremos da Lagrangeana de *CFJ* e após algumas manipulações algébricas, pode-se derivar termos do tipo massa.

2.2.2 Termo de massa de Broglie-Proca a partir do modelo de CFJ

É possível derivar um termo de massa do tipo de Broglie-Proca a partir do modelo de CFJ com anisotropia v_μ .

Escrevendo a lagrangeana de CFJ a partir dos potenciais eletromagnéticos A e ϕ ,

$$L = \frac{1}{2}(\nabla\phi + \dot{A})^2 - \frac{1}{2}(\nabla \times A)^2 + v_0 A(\nabla \times A) \quad (2.16)$$

$$- \phi v(\nabla \times A) - v(A \times \dot{A}) - (v \times A) \nabla \phi \quad (2.17)$$

Realizando derivações totais, simplifica-se a expressão.

$$L = \frac{1}{2}(\nabla\phi + \dot{A})^2 - \frac{1}{2}(\nabla \times A)^2 \quad (2.18)$$

$$+ v_0 A(\nabla \times A) - 2 \nabla \phi(v \times A) - v(A \times \dot{A}) \quad (2.19)$$

Redefinindo $\nabla\phi = S$

$$L = \frac{1}{2}(S + \dot{A} - 2v \times A)^2 - 2(v \times A)^2 + 2\dot{A}(vA) \quad (2.20)$$

$$- \frac{1}{2}(\nabla \times A)^2 + v_0 A(\nabla \times A) - v(A \times \dot{A}) \quad (2.21)$$

E realizando a mudança de variáveis $\chi = S + \dot{A} - 2v \times A$

$$L = \frac{1}{2}\chi^2 - 2(v \times A)^2 + v(A \times \dot{A}) - \frac{1}{2}(\nabla \times A)^2 + v_0 A(\nabla \times A) \quad (2.22)$$

Resolvendo a equação de Euler-Lagrange, obtém-se que $\chi = 0$.

Nesse contexto a equação resultante será dada por,

$$L = v(A \times \dot{A}) - 2M_{kn}(v)A_k A_n - \frac{1}{2}(\nabla)^2 + v_0 A(\nabla \times A) \quad (2.23)$$

Com $M_{kn}(v) = |v|^2 \delta_{kn} - v_k v_n$

Realizando a diagonalização da matriz simétrica $\tilde{M} = RMR^t$, pode-se então definir o termo de massa a partir dos termos,

Este corresponde ao termo de massa do tipo de Broglie-Proca.

O parâmetro de massa é modulado pelo vetor v , assim como acontece com a dependência da propagação e associada ao vetor de anisotropia.

2.3 Efeitos de Birrefringência e Trirrefringência em L_1 e L_2

O intuito maior é obter as relações de dispersão e delas extrair resultados físicos a partir da polarização dos estados físicos dos campos.

Condicione uma situação onde a onda seja propagante ao longo das componentes espaciais do vetor de anisotropia $v_\mu = \vec{v}$.

A título de análise, será restrito o caso onde $\vec{v} = v\hat{z}$.

As ondas associadas aos campos serão definidas utilizando o critério de ondas planas.

$$E = E_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.24)$$

$$B = B_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.25)$$

Tendo em vista que tanto o campo elétrico E_0 e o magnético B_0 são funções complexas do tipo;

$$E_0 = E_{0R} + iE_{0i} \quad (2.26)$$

$$B_0 = B_{0R} + iB_{0i} \quad (2.27)$$

Ao separar a parte real destes campos, teremos as seguintes equações do tipo onda:

$$E = E_{0R} \cos(kz - \omega t) - E_{0i} \sin(kz - \omega t) \quad (2.28)$$

$$B = B_{0R} \cos(kz - \omega t) - B_{0i} \sin(kz - \omega t) \quad (2.29)$$

Combinando as equações de onda obtidas acima com as equações dinâmicas para os campos eletromagnéticos e realizando simplificações de caráter algébrico; um conjunto de vínculos é encontrado:

$$kE_{0R} + vB_{0i} = 0 \quad (2.30)$$

$$kE_{0i} - vB_{0R} = 0 \quad (2.31)$$

$$k \times E_{0R} = \omega B_{0R} \quad (2.32)$$

$$k \times E_{0i} = \omega B_{0i} \quad (2.33)$$

$$kB_{0R} = kB_{0i} = 0 \quad (2.34)$$

$$-k \times B_{0R} - v_0 B_{0i} + v \times E_{0i} = \omega E_{0R} \quad (2.35)$$

$$-k \times B_{0i} + v_0 B_{0R} - v \times E_{0R} = \omega E_{0i} \quad (2.36)$$

Inspecionando as equações com a condição de que k e v estejam orientados segundo a direção do eixo \hat{z} . A conclusão que se obtém é que os campos E_{0R} e E_{0i} são transversos, dado que as componentes longitudinais são nulas por conta dos próprios vínculos dinâmicos. Essa simetria faz que possamos tratar o sistema via polarização circular. A orientação: destrógira + ou levógira – será dada pelo sinal do oportuno parâmetro $\zeta = \pm$.

$$E_{0R} = E_0 \hat{x} \quad (2.37)$$

$$E_{0i} = \zeta E_0 \hat{y} \quad (2.38)$$

Combinando as equações da polarização circular, 2.37, 2.38 com as equações dinâmicas 2.32,2.33,2.35 e 2.36 e realizando simplificações, tem-se as equações de dispersão neste sistema de coordenadas.

$$\omega^2 + \zeta v \omega - k^2 - \zeta v_0 k = 0 \quad (2.39)$$

Calculando a velocidade de grupo, associada a equação da frequência acima,

$$v_g = \frac{1}{2\omega + \zeta v} \sqrt{(2\omega + \zeta v)^2 + v_0^2 - v^2} \quad (2.40)$$

Nota-se que esta velocidade de grupo indica claramente existência de Birrefringência, obtida a partir do parâmetro de polarização circular ζ .

A análise realizada para a polarização linear (onde v e k são paralelos) confere aos campos elétricos $E_{0R} = E_0 \hat{x}$, $E_{0i} = 0$; os campos eletromagnéticos apresentarão os vínculos $B_{0i} = 0$ e $B_{0R} = \frac{k}{\omega} E_0 \hat{y}$. Estes, por sua vez ao serem combinados nas equações dinâmicas, estabelecem no valor unitário para a velocidade de grupo, $v_g = 1$ quando fazemos que v é do tipo luz. Ou seja, essa situação apresenta três tipos de velocidade de grupo: velocidades correspondentes a polarização circular $\zeta = \pm$ e a velocidade relacionada com a polarização linear, portanto, o fenômeno óptico detectado é categorizado como Trirrefringência.

2.3.1 Propagação não paralela ao vetor de anisotropia

Ao realizarmos o estudo particular de propagação alinhada ao vetor de fundo, conforme discutido na seção anterior, realizaremos agora uma busca um pouco mais genérica. O não alinhamento na propagação das ondas com o vetor de fundo oferece uma generalização nas equações das frequências obtidas anteriormente.

$$\omega^4 - (2k_3^2 + v_1^2 + v_2^2 + v_3^2)\omega^2 - 2v_0v_3k_3 + k_3^4 + (v_1^2 + v_2^2 - v_0^2)k_3^2 = 0 \quad (2.41)$$

Visando resolver equações lineares, fixamos $v_3 = 0$, porém, mantemos a parte temporal de v diferente de zero. Esse vínculo específico, resulta na equação de frequência,

$$\tilde{\omega}^2 = \frac{2\tilde{k}_3^2 + 1 \pm \sqrt{1 + 4\tilde{v}_0^2 \tilde{k}_3^2}}{2} \quad (2.42)$$

onde $\tilde{v}_0 = \frac{v_0}{v}$.

A velocidade de grupo associada a esta frequência se dá conforme a seguir.

$$v_{g\pm} = \frac{1}{\tilde{\omega}} \sqrt{2\tilde{k}_3} \left(1 \pm \frac{\tilde{v}_0}{\sqrt{1 + 4\tilde{v}_0^2 \tilde{k}_3^2}} \right) \quad (2.43)$$

A velocidade v_{g-} deve ser cuidadosamente analisada, no que tange o domínio de validade desta expressão.

Isso quer dizer, ela apresenta um polo que torna nulo o denominador na condição que $\tilde{k}_3 = \tilde{v}_0^2 - 1$.

$$\tilde{\omega}^2 = \frac{2\tilde{k}_3^2 + v^2 \pm v^2}{2} \quad (2.44)$$

Que resulta diretamente em $\omega_+^2 = \tilde{k}_3^2 + v^2$ e $\tilde{\omega}_-^2 = \tilde{k}_3^2$

A relação declarada acima enfatiza o papel do campo de fundo para o valor do parâmetro de massa.

A situação complementar é aquela onde $v_0 = 0$ e $v_3 \neq 0$; do ponto de vista das relações de dispersão, elas são muito semelhante as anteriormente determinadas. Se identificarmos $v_1^2 + v_2^2 = \alpha^2$

obtém-se as equações para a frequência angular,

$$\omega^4 - (2k_3^2 + v^2)\omega^2 + k_3^4 + \alpha^2 k_3^2 = 0 \quad (2.45)$$

Estas quando simplificadas, tornam-se:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{(2k_3^2 + v^2) \pm \sqrt{(2k_3^2 + v^2)^2 - 4(k_3^4 + \alpha^2 k_3^2)}}{2} \quad (2.46)$$

Considerando que o regime de valores dos campos de anisotropia sejam tal que $\frac{v_0}{v^2} \ll 1$

Então teremos, fazendo uso da relação $\sqrt{1+x} \sim 1 + \frac{1}{2}x + \dots$

$$\omega_{\pm} \sim k_3^2 + v^2 \pm v^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{v_0^2}{v^4} k_3^2 \right] \quad (2.47)$$

A equação acima quando manipulada se torna,

$$\omega_{\pm} = \left[\left(1 \pm \frac{v_0^2}{v^2} \right) k_3^2 + \frac{v^2}{2} \pm \frac{v^2}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.48)$$

As frequências angulares quando simplificadas se apresentam como a seguir, considerando $\beta_1 = 1 + \frac{v_0^2}{v^2}$ para ω_+ tem-se,

$$\omega_+ = (\beta_1^2 k_3^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.49)$$

Nota-se que esta relação indica comportamento dispersivo devido o efeito ocasionado pelo campo de fundo, v^2 portar-se efetivamente como massa. Estes casos também podem vir manifestar frequências angulares com valores complexo imaginária.

A outra solução, considerando agora ω_- se considerarmos que $\beta_2 = 1 - \frac{v_0^2}{v^2}$, tem-se,

$$\omega_- = \beta_2 k_3 \quad (2.50)$$

Este resultado de ω_- reflete comportamento Maxwelliano, uma vez que o campo de fundo não atua corrigindo os modos de propagação.

As frequências angulares oferecem-nos as expressões para as velocidades de grupo.

Como $v_{gi} = \frac{d\omega_i}{dk_3}$, calcula-se associado a cada um das frequências suas respectivas velocidade de grupo.

v_{g1} associado a ω_+ ,

$$v_{g1} = \frac{d\omega_1}{dk_3} = \frac{\beta_1 k_3}{\omega} = \beta_1 \left(1 - \frac{v^2}{\omega^2} \right) \sim \beta_1 \left(1 - \frac{v^2}{2\omega^2} \right) \quad (2.51)$$

v_{g2} associado a ω_- ,

$$v_{g2} = 1 - \frac{v_0^2}{v^2} \quad (2.52)$$

As velocidades de grupo encontradas acima são auto-consistentes com as discussões já apresentada sob a condição de $v_0 = 0$; isto pode ser facilmente verificado, uma vez que considerando $v_0 = 0$ nas equações 2.52 recupera-se 2.12 e o mesmo se dá pela correspondência entre 2.51 e 2.13.

A título de ilustração a seguir veremos a representação gráfica da velocidade de grupo em função a frequência angular para o caso particular: $v_0 \neq 0, v_3 = 0$.

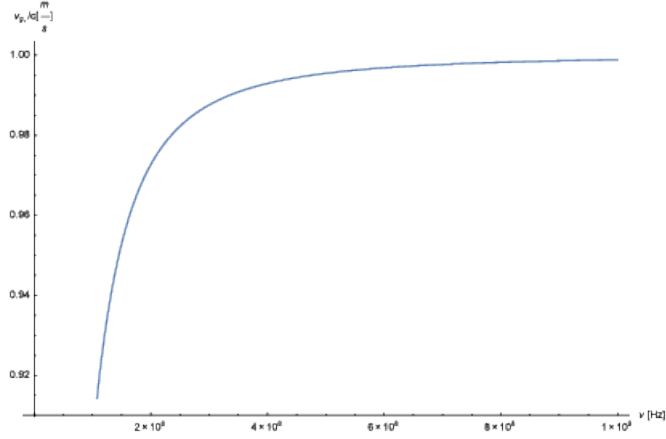


Figura 2.2: Representação gráfica para $\tilde{\omega}_+$ no domínio de $1MHz-1GHz$, correspondendo ao número de onda na direção \hat{z} dividido pelo módulo do campo de fundo no domínio de 1 a 10

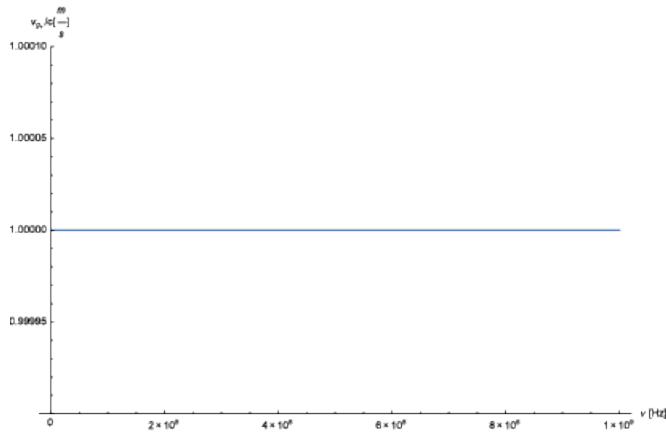


Figura 2.3: Representação gráfica para $\tilde{\omega}_-$ no domínio de $1MHz-1GHz$, correspondendo ao número de onda na direção \hat{z} dividido pelo módulo do campo de fundo no domínio de 1 a 10

2.4 Propagação de ondas com perda de energia em L_1

A existência da Birrefringência nos motiva a buscar mais a fundo as propriedades efetivas do vácuo em questão, por conta disso, faz-se um estudo das propriedades energéticas das ondas.

Consideraremos uma excitação ao campo eletromagnético no contexto de CFJ; podemos propor, em uma primeira análise que diante a perturbações lineares externas, os campos serão apresentados como: E_{fundo} como campo elétrico de fundo e B_{fundo} campo magnético de fundo; e , b serão as flutuações do campo elétrico e magnético respectivamente.

$$E = E_{fundo} + e \quad (2.53)$$

$$B = B_{fundo} + b \quad (2.54)$$

Indeferindo a dinâmica aos campos de fundo, as equações de campo serão unicamente representadas pelas flutuações, densidade de carga ρ e densidade de corrente J .

$$\nabla e + vb = \rho - vB_{fundo} \quad (2.55)$$

$$\nabla \times e = -\partial_t b \quad (2.56)$$

$$\nabla b = 0 \quad (2.57)$$

$$\nabla \times b + v_0 b - v \times e = \partial_t e + J \quad (2.58)$$

A corrente J apresenta parcela relacionada com a corrente externa j e com a corrente efetiva devido aos campos de fundo.

$$J = j - v_0 B_{fundo} + v \times E_{fundo} \quad (2.59)$$

Buscando escrever leis de conservação, multiplicamos a equação 2.58 por e , multiplicamos 2.56 por b , e então subtraímos estes resultados.

$$(\nabla \times b)e - (\nabla \times e)b + v_0 eb = \partial_t \left(\frac{1}{2} e^2 + \frac{1}{2} b^2 \right) + J e \quad (2.60)$$

A fim de simplificar a expressão da lei de conservação nos atentemos que $e = \nabla \phi - \partial_t a$. Com estas relações poderemos reescrever a expressão $e.b$

$$eb = \nabla \phi (\nabla \times a) - (\partial_t a) (\nabla \times a) \quad (2.61)$$

Usando as pequenas transformações $\nabla \phi (\nabla \times a) = -\nabla (\phi \nabla \times a)$, $(\partial_t a) \nabla \times a = \partial_t (a \nabla \times a) - a \nabla \times (\partial_t a)$ e $a \nabla \times (\partial_t a) = -\nabla (a \times \partial_t a) + (\nabla \times a) \partial_t a$, a expressão anterior poderá ser escrita como a seguir

$$eb = -\frac{1}{2} \partial_t (a \nabla \times a) - \nabla (\phi \nabla \times a + \frac{1}{2} a \times \partial_t a) \quad (2.62)$$

Com o resultado para eb e reconhecendo que $(\nabla \times b)e - (\nabla \times e)b = \nabla (b \times e) = -\nabla (e \times b)$

A equação 2.60 será então definida como a seguir,

$$\nabla(e \times b + v_0 \phi b + \frac{1}{2} v_0 a \times \partial_t a) + \partial_t(\frac{1}{2}(e^2 + b^2 + v_0 a \cdot b)) = -(j - v_0 B_{fundo} + v \times E_{fundo})e \quad (2.63)$$

A lei de conservação revela um importante resultado: mesmo que a corrente externa seja nula $j = 0$, existirá efeitos dissipativos do tipo Joule; ou seja, a propagação de ondas eletromagnéticas ocasionadas pelas perturbações e, b em um modelo de CFJ com quebra de Lorentz apresenta perda de energia. A perda de energia pode justificar o resultado dos efeitos de dispersão e Birrefringência nas propagações das ondas, uma vez que a luz se propaga em um meio não conservativo.

2.4.1 Dissipação para um campo de fundo genérico v_μ

Consideremos o caso geral da equação dinâmica do modelo CFJ.

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + v_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0 \quad (2.64)$$

Utilizando as identidades de Bianchi para $F_{\mu\nu}$ e da relação $F^{\mu\nu} \tilde{F}_{\nu\kappa} = -\frac{1}{4} \delta_\kappa^\mu F^{\rho\sigma} \tilde{F}_{\rho\sigma}$, por intermédio ao cálculo de algumas diferenciais totais - separando quantidades covariantemente conservadas, recupera-se uma equação de transporte para energia e momento sob a presença de um campo de fundo arbitrário que respeite a condição $\partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu = 0$.

$$\partial_\mu (F^{\mu\nu} F_{\nu\kappa} + \frac{1}{4} \delta_\kappa^\mu F^{\rho\sigma} F_{\rho\sigma} \frac{1}{2} \tilde{F}^{\mu\lambda} A_\lambda v_\kappa) = \frac{1}{2} (\partial_\rho v_\kappa) \tilde{F}^{\rho\lambda} A_\lambda \quad (2.65)$$

A equação de conservação apresentada pode ser reescrita em termos da densidade de energia e momento ρ e do vetor de Poynting \vec{S} da radiação,

$$\partial_t \rho + \vec{\nabla} \cdot \vec{S} = \partial_t v_0 \vec{B} \vec{A} + \nabla v_0 \vec{B} \phi + (\vec{\nabla} v_0 \times \vec{E}) \vec{A} \quad (2.66)$$

A equação obtida acima permite concluirmos que a componente v_0 do campo de fundo é a responsável em violar a continuidade das equações de transmissão de energia e momento através do espaço-tempo;

Capítulo 3

Relações de dispersão no setor de CPT-par

Vamos, vamos pela escada que se atribui ao progresso, à civilização e à cultura. Mas aonde se vai? Realmente, não sei... - Anton Tchekhov.

3.1 Setor de radiação do modelo padrão estendido

O modelo padrão estendido apresenta o seu setor de radiação representado como a seguir,

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}v^\mu A^\nu F^{\alpha\beta} - \frac{1}{4}(k_F)_{\mu\nu\alpha\beta}F^{\mu\nu}F^{\alpha\beta} - J_\mu A^\mu$$

Durante o capítulo anterior mostrou-se a fenomenologia diretamente relacionada a quebra de simetria de Lorentz/SUSY - em específico o setor de CPT-ímpar imposta pelo modelo CFJ, a partir das medidas eletromagnéticas da propagação das ondas.

O presente capítulo resguarda discutir também a fenomenologia associada a quebra de simetria de Lorentz; por outro lado, agora estaremos interessados no setor de CPT-par. A quebra de Lorentz neste contexto também pode ser vista como o resultado de um processo espontâneo, onde o vácuo assume valor esperado diferente de zero, no entanto, ao invés da condensação de um campo vetorial de fundo, o ente responsável em gerar anisotropia é agora um ente com características tensoriais de ordem dois.

3.2 Termo tensorial k_F e a violação de Lorentz: modelo L_3

Extendendo a ideia do "vetor que viola Lorentz", busca-se uma representação tensorial. Espera-se que o campo tensorial também seja originado por condensados fermiônicos, por exemplo, consideremos que ξ_μ seja um vetor que possa ser condensado e violar Lorentz.

Consideremos agora um tensor anti-simétrico $\tilde{\kappa}_{\alpha\beta}$, construído a partir dos graus de liberdade do campo vetorial ξ .

$$\tilde{\kappa}_{\alpha\beta} = \xi_\alpha \xi_\beta - \eta_{\alpha\beta} \frac{\xi_\rho \xi^\rho}{4} \quad (3.1)$$

Com esse tensor anti-simétrico construímos, por combinação direta, um objeto completamente anti-simétrico,

$$(\kappa_F)_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\eta_{\mu\alpha}\tilde{\kappa}_{\nu\beta} - \eta_{\mu\beta}\tilde{\kappa}_{\nu\alpha} + \eta_{\nu\beta}\tilde{\kappa}_{\mu\alpha} - \eta_{\nu\alpha}\tilde{\kappa}_{\mu\beta}) \quad (3.2)$$

Com este tensor completamente anti-simétrico $(\kappa_F)_{\mu\nu\alpha\beta} = -(\kappa_F)_{\nu\mu\alpha\beta} = -(\kappa_F)_{\mu\nu\beta\alpha} = (\kappa_F)_{\alpha\beta\mu\nu}$, propõe-se uma Lagrangeana CPT-par, que por questões de simplicidade indicaremos como L_3 .

$$L_{CPT-par} = (\kappa_f)_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\mu\nu} F^{\alpha\beta} \quad (3.3)$$

O modelo descrito pela Lagrangeana anterior, ao ser algébricamente simplificado, se apresenta como a seguir,

$$L_3 = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{2} \xi_\mu \xi_\nu F_\alpha^\mu F^{\alpha\nu} + \frac{1}{8} \xi_\rho \xi^\rho F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right) \quad (3.4)$$

3.2.1 Relações de dispersão para o modelo L_3

A descrição Lagrangeana enunciada acima permite que se obtenha as relação de dispersão, seguindo procedimentos análogos as seções anteriores e conforme [36], [38], encontra-se as relações para as frequências angulares.

$$\omega^2 - (1 + \rho \pm \sigma)^2 |\kappa|^2 = 0 \quad (3.5)$$

Tendo em vista que:

$$\rho = \frac{1}{2} \tilde{K}_\alpha^\alpha$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} (\tilde{K}_{\alpha\beta})^2 - \rho^2$$

$$\tilde{K}_{\alpha\beta} = K_{\mu\nu\alpha\beta} \hat{\kappa}_\mu \hat{\kappa}_\nu = t^{\alpha\beta} t^{\mu\nu} \frac{p_\mu p_\nu}{|\kappa|^2}$$

$$\hat{\kappa}^\mu = \frac{\kappa^\mu}{|\kappa|}$$

O tensor $t^{\mu\nu}$ é a representação tensorial para o campo de fundo possivelmente originado pela supersimetria.

Visando evitar campos taquiônicos ou modos fantasmas, utiliza-se apenas as componentes espaciais do tensor \tilde{K} .

$$\tilde{K}^{ij} = t^{ij} t^{mn} \frac{p_m p_n}{|p|^2} = t^{ij} t^{mn} \frac{k_m k_n}{|k|^2} \quad (3.6)$$

A título de análise, dentre os casos mais simples, utiliza-se a representação espacial de \tilde{K} , utiliza-se aqueles em que o tensor é múltiplo da identidade,

$$\tilde{K}^{ij} = t^2 \delta^{ij} \delta^{mn} \frac{k_m k_n}{|k|^2} = t^2 \delta^{ij} \quad (3.7)$$

Como \tilde{K} é dependente de ρ e σ , e estes, por sua vez dependem exclusivamente de t . A leitura desta expressão permite interpretar que a relação de dispersão em 3.5 apresenta coeficientes com propriedades do tipo índice de refração.

$$n = (1 + \rho + \sigma)^{-1} \quad (3.8)$$

Esse resultado é precioso, pois, indica que neste contexto, o vácuo possui propriedades de meio material categorizadas em função do tensor de fundo.

Uma outra consideração utilizada se refere quando o tensor t não é proporcional a identidade, porém diagonal. Esta redefinição permite escrever a expressão para \tilde{K} da seguinte forma.

$$\frac{1}{|\kappa|^2} \begin{pmatrix} t_1 & 0 & 0 \\ 0 & t_2 & 0 \\ 0 & 0 & t_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^2 & p_1 p_2 & p_1 p_3 \\ p_2 p_1 & p_2^2 & p_2 p_3 \\ p_3 p_1 & p_3 p_2 & p_3^2 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Então definimos o traço de \tilde{K} como sendo, $P(t_1 + t_2 + t_3)$; do mesmo modo, redefinimos $(t_1 + t_2 + t_3)^2$ como sendo F^2 , e assim, reescrevemos a expressão para σ ,

$$\sigma^2 = \left(\frac{F^2}{2} - \frac{(t_1 + t_2 + t_3)}{4} \right) P^2 \quad (3.10)$$

Tendo σ e ρ , encontra-se uma equação para a relação de dispersão em termos do parâmetro tensorial de violação de Lorentz.

$$\omega = \left\{ 1 + \frac{P}{2}(t_1 + t_2 + t_3) + \left[\frac{F^2}{2} - \frac{(t_1 + t_2 + t_3)}{4} \right]^{\frac{1}{2}} P \right\} |\kappa| \quad (3.11)$$

A expressão da frequência angular pode ser simplificada, realizando a redefinição

$$C = \frac{1}{2}(t_1 + t_2 + t_3) + \left[\frac{F^2}{2} - \frac{(t_1 + t_2 + t_3)}{4} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.12)$$

Com esta atribuição de constantes, a velocidade angular será

$$\omega = (1 + CP)|k| \quad (3.13)$$

Assim como feito nos casos anteriores, a velocidade angular permite o cálculo da velocidade de grupo.

A fim de determinar as velocidades, faz-se uso do sistema esférico de coordenadas.

$$k_1 = |k| \text{sen}(\theta) \text{cos}(\phi)$$

$$k_2 = |k| \text{sen}(\theta) \text{sen}(\phi)$$

$$k_3 = |k| \text{cos}(\theta)$$

Neste sistema de coordenadas, as velocidades de grupo associadas com os vetores de onda k_1 , k_2 e k_3 serão respectivamente declarados.

$$v_{g1} = [1 - C(t_1 \text{sen}^2(\theta) \cos^2(\phi) + t_2 \text{sen}^2(\theta) \text{sen}^2(\phi) + t_3 \cos^2(\theta))] \text{sen}(\theta) \cos(\phi) = A \text{sen}(\theta) \cos(\phi) \quad (3.14)$$

$$v_{g2} = A \text{sen}(\theta) \text{sen}(\phi) \quad (3.15)$$

$$v_{g3} = A \cos(\theta) \quad (3.16)$$

As velocidades de grupo deixam evidente o comportamento não-Maxwelliano da propagação das ondas, uma vez que sentem a existência do tensor de fundo $t_{\mu\nu}$, no entanto, o regime não apresenta dispersão, porém diferentes velocidades de grupo podendo oferecer quadros de Trirrefringência.

3.3 Modelo de CPT-par com efeitos dos campos de fotinos: modelo

L_4

Assim como realizado ao modelo de CFJ para obter L_2 , levamos em conta a soma das contribuições dos campos de fotinos e obteve-se L_4 . Este modelo em questão não é recorrentemente discutido na literatura, por causa disso, iremos deduzir as relações de dispersão um pouco mais detalhadamente.

Considerando a Lagrangeana eletromagnética supersimétrica com violação de Lorentz e CPT-par, e a soma sobre todos os estados de fotinos,

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{a}{2}\chi_{\mu\nu}F_{\kappa}^{\mu}F^{\nu\kappa} + \frac{b}{2}\chi_{\mu\nu}\partial_{\alpha}F^{\alpha\mu}\partial_{\beta}F^{\beta\nu} \quad (3.17)$$

A fim de calcular as relações de dispersão, segue-se o roteiro - simplifica-se os termos na forma $A\Theta A$ e então inverte-se Θ com o intuito de evidenciar as relações de dispersão.

$$L = \frac{1}{2}A^{\mu}(\eta_{\mu\nu}\square - \partial_{\mu}\partial_{\nu})A^{\nu} + \frac{a}{2}A^{\mu}(-\chi^{\alpha\beta}\partial_{\alpha}\partial_{\beta}\eta_{\mu\nu} + 2\chi_{\alpha\nu}\partial_{\mu}\partial^{\alpha} - \chi_{\mu\nu}\square)A^{\nu} \quad (3.18)$$

$$+ \frac{b}{2}A^{\mu}(\chi_{\mu\nu}\square^2 - \chi_{\mu\alpha}\square\partial^{\alpha}\partial_{\nu} - \chi_{\nu\alpha}\square\partial^{\alpha}\partial_{\mu} + \partial_{\mu}\partial_{\nu}\chi^{\alpha\beta}\partial_{\alpha}\partial_{\beta})A^{\nu} \quad (3.19)$$

Seguindo a sistemática usual de variar funcionalmente a Lagrangeana em relação a A^{μ} ; escreve-se os campos e operadores via transformação de Fourier; utiliza-se o calibre de Lorentz $\kappa_{\nu}\tilde{A}^{\nu} = 0$ e escreve-se o resultado segundo a notação matricial,

$$M_{\mu\nu}\tilde{A}^{\nu} = 0 \quad (3.20)$$

onde $M_{\mu\nu} = (-\kappa^2 + a\chi^{\alpha\beta}\kappa_{\alpha}\kappa_{\beta})\eta_{\mu\nu} - (a + b\kappa^2)\chi_{\nu\alpha}\kappa^{\alpha}\kappa_{\mu} + b\kappa^4\chi_{\mu\nu}$.

As relações de dispersão podem ser calculadas a partir do determinante de M ; no entanto, devido as complicações algébricas, escreve-se:

$$M_{\mu}^{\nu} = -\kappa^2[\delta_{\mu}^{\nu} + a\frac{\chi^{\alpha\beta}\kappa_{\alpha}\kappa_{\beta}}{\kappa^2}\delta_{\mu}^{\nu} + \frac{(a + b\kappa^2)}{\kappa^2}\chi_{\alpha}^{\nu}\kappa^{\alpha}\kappa_{\mu} - b\kappa^2\chi_{\mu}^{\nu}] \quad (3.21)$$

Em conjunto a esta expressão, aproveita-se o fato que os termos a e b sejam "infimamente"pequenos por categorizar os parâmetros residuais da SUSY - pode-se então simplificar segundo a expressão $\det(I + M)$ com $X \ll 1$.

E fazendo uso da expansão $\det(I + X) \sim 1 + trX - \frac{1}{2}trX^2 + \frac{1}{2}(trX)^2 + O(X^3)$; torna a relação de dispersão calculada a partir de 3.21 conforme a seguir,

$$b\chi\kappa^4 - \kappa^2 + (3a + b\kappa^2)\chi^{\alpha\beta}\kappa_{\alpha}\kappa_{\beta} = 0 \quad (3.22)$$

Onde χ é o traço do tensor.

Com as relações de dispersão, calcula-se as frequências angulares e as velocidades de grupo.

A fim de simplificações nota-se que $\chi_{\alpha\beta}$ é um tensor simétrico e que um tensor simétrico sempre pode ser diagonalizado.

No contexto dos tensores $\chi_{\mu\nu}$, também desconsideramos as componentes temporais devido o caráter não físico associado a estes graus de liberdade.

Adotando,

$$D \equiv \chi^{\alpha\beta} \kappa_\alpha \kappa_\beta = \chi_1 \kappa_1^2 + \chi_2 \kappa_2^2 + \chi_3 \kappa_3^2 \quad (3.23)$$

Reescreve-se as equações 3.22 empregando 3.23,

$$b\chi(\omega^2 - |\kappa|^2)^2 - (bD + 1)(\omega^2 - |\kappa|^2) + aD = 0 \quad (3.24)$$

Escrevendo esta em termos da frequência angular,

$$b\chi\omega^4 - (bD + 1 + 2b\chi|\kappa|^2)\omega^2 + [b\chi|\kappa|^4 + (bD + 1)(\omega^2 - |\kappa|^2) + aD] = 0 \quad (3.25)$$

Ao reescalonar a equação bi-quadrada $\Omega = \omega^2$ determina-se duas soluções.

As positivas Ω_+

$$\Omega_+ = \frac{(bD + 1 + 2b\chi|k|^2)}{2b\chi} + ([bD + 1 + 2b\chi|k|^2]^2 - 4b\chi[b\chi|k|^4 + (bD + 1)|k|^2 + 3aD])^{\frac{1}{2}} \quad (3.26)$$

E as negativas Ω_-

$$\Omega_- = \frac{(bD + 1 + 2b\chi|k|^2)}{2b\chi} - ([bD + 1 + 2b\chi|k|^2]^2 - 4b\chi[b\chi|k|^4 + (bD + 1)|k|^2 + 3aD])^{\frac{1}{2}} \quad (3.27)$$

Tendo em vista que o parâmetro D quebra a isotropia, sabe-se de antemão que as velocidades de grupo apresentarão variações segundo cada direção de propagação.

A velocidade de grupo segundo k_j será conforme a seguir definida,

$$v_{gj} = \frac{1}{2\Omega_\pm} \frac{d\Omega_\pm}{dk_j} = \frac{1}{2\Omega_\pm} \frac{d\Omega_\pm}{d|k|} \frac{d|k|}{dk_j} = \frac{k_j}{2\omega_\pm |k|} \frac{d\Omega_\pm}{d|k|} \quad (3.28)$$

A equação acima revela três diferentes velocidades de grupo distintas em cada direção.

E assim como realizado ao modelo L_3 , utilizando coordenadas polares, pode-se escrever a equação para a velocidade de grupo total.

$$v_g = 1 - a(\chi_1 \text{sen}^2(\theta) \text{cos}^2\phi + \chi_2 \text{sen}^2(\theta) \text{sen}^2\phi + \chi_3 \text{cos}^2(\theta)) \quad (3.29)$$

A natureza da equação da velocidade de grupo com ou sem presença dos campos de fotinos possuem a mesma estrutura; comportamento não-Maxwelliano porém sem comportamento dispersivo e também com possibilidade de apresentar efeitos de Trirrefringência.

Devido as similaridades existentes entre L_3 e L_4 no que tange as velocidades de grupo, concebe-se então que as propriedades do tensor de energia e momento sejam semelhantes e difram apenas em seus parâmetros de escala; portanto a seguir calcularemos as propriedades energéticas associadas ao modelo L_3 .

3.4 Tensor de Energia-Momento do modelo L_3

Diferentemente do caso CPT-ímpar, as equações não resultam em dissipação, para melhor compreender essa afirmação, a subseção a seguir elucida os principais pontos.

Consideremos a equação dinâmica com a particularidade de K_F ser independente do tempo.

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} - k_F^{\nu\mu\kappa\lambda} \partial_\mu F_{\kappa\lambda} = 0 \quad (3.30)$$

Realizando a separação do conteúdo dos campos de fundo (F_{fundo}) com os da perturbação $f_{\mu\nu}$,

$$F_{\mu\nu} = (F_{fundo})_{\mu\nu} + f_{\mu\nu} \quad (3.31)$$

A partir destas considerações pode-se calcular o tensor de energia e momento associado a equação 3.30. Este tensor é definido como a seguir.

$$\Theta_\rho^\mu = f^{\mu\nu} f_{\mu\nu} + \frac{1}{4} \delta_\rho^\mu f^2 + (F_{fundo})^{\mu\nu} f_{\nu\rho} + \frac{1}{2} \delta_\rho^\mu F^{\kappa\lambda} f_{\kappa\lambda} - k_F^{\nu\mu\kappa\lambda} (F_{fundo})_{\kappa\lambda} f_{\nu\rho} + \quad (3.32)$$

$$\frac{1}{2} \delta_\rho^\mu k_F^{\nu\alpha\kappa\lambda} (F_{fundo})_{\kappa\lambda} f_{\nu\alpha} + k_F^{\mu\nu\kappa\lambda} f_{\kappa\lambda} f_{\nu\rho} + \frac{1}{4} \delta_\rho^\mu k_F^{\alpha\nu\kappa\lambda} f_{\alpha\nu} f_{\kappa\lambda} \quad (3.33)$$

O tensor de energia e momento reflete a dada lei de conservação.

$$\partial_\mu \Theta_\rho^\mu = \frac{1}{2} (\partial_\rho F_{fundo}^{\mu\nu}) f_{\mu\nu} + \frac{1}{2} k_F^{\mu\nu\kappa\lambda} (\partial_\rho (F_{fundo})_{\kappa\lambda}) f_{\mu\nu} \quad (3.34)$$

A relação de conservação perante a dinâmica temporal é dada como a seguir,

$$(\partial_t (F_{fundo})^{\mu\nu}) f_{\mu\nu} + \frac{1}{2} k_F^{\mu\nu\kappa\lambda} (\partial_t (F)_{\kappa\lambda}) f_{\mu\nu} \quad (3.35)$$

Dado que os campos de fundo são constantes, como resultado conclui-se que não existe dissipação a este quadro. No entanto se considerarmos que o tensor k_F é dependente do tempo, espera-se que haja termos de dissipação; esta situação está desenvolvida e discutida em [38]. Estas relações de conservação podem ser utilizadas para discutir quadros teóricos onde o fenômeno da luz cansada possa ser empregado, uma vez que a dissipação, de certa forma pode ser vista como o amortecimento das frequências da radiação.

Capítulo 4

Considerações Conclusivas e Futuros Encaminhamentos

Mais cedo ou mais tarde tudo se transforma no seu contrário - Carl Jung

Abordou-se a fenomenologia do comportamento não-Maxwelliano dos campos eletromagnéticos, para isso fez-se uso de modelos com caráter mais fundamental, estes associados a quebra de simetrias de Lorentz e supersimetria. A análise destes modelos foram categorizados em CPT-par e CPT-ímpar.

No contexto de CPT-ímpar, utilizamos a versão supersimétrica da teoria de CFJ (modelo L_1); então buscou-se calcular propriedades ópticas observáveis como: velocidade de grupo, atraso do tempo de propagação, polarização, dispersão, birrefringência e trirrefringência.

As presentes análises conferiram ao fóton correção no valor esperado da sua massa, que por critério comparativo, em determinadas frequências, correspondem ao valor esperado pelo PDG e o valor estipulado usando o princípio de incerteza de Heisenberg. Não temos a razão fundamental que justificaria o mecanismo de massa ao fóton, por outro lado, provavelmente seja devido a ruptura da simetria de Lorentz e esta devido a sinais de uma ruptura de supersimetria. A não-linearidade por si só não deve ser a responsável pela massa associada aos fótons; o caráter não-linear é de presença marcante nas Teorias de Yang-Mills-Shaw, por outro lado, ela não resguarda massa aos seus mediadores - nem mesmo ao setor de matéria associado a radiação.

Um fato importante de se discutir é que a simetria de Lorentz seja quebrada localmente, apesar de não utilizarmos essa terminologia, sabe-se que GRB's, por exemplo, compreendem uma região delimitada do espaço-tempo; isso sugere que talvez efeitos gravitacionais tenham suas devidas importâncias à modelagem do fenômeno, principalmente quando nota-se que a correção do parâmetro de massa deve-se as escalas menores que 10^{-49} kg. Uma questão fundamental é porque a violação de Lorentz não vislumbra claras situações onde aconteça alterações no valor do spin dos entes propagantes - justifico essa questão dado que os espaço-tempo de Lorentz/Poincaré é algebricamente consistente a partir da massa e do spin.

Os efeitos de Birrefringência, Trirrefringência são particularmente interessantes devido ao fato de estarem intrinsecamente relacionados com as propriedades do meio de propagação. Via de regra o meio de propagação é o vácuo, por outro lado, sabe-se que a natureza fenomenológica das fontes emissoras dessas radiações dão origem a elevados campos eletromagnéticos; estes por sua vez podem excitar estados físicos do mesmo que irão

tomar valores esperados diferentes de zero; e consequentemente originar interferências na propagação dos sinais eletromagnéticos. Efetivamente falando, esses processos podem alterar os índice de permissividade elétrica e permeabilidade magnética do vácuo e então serem percebidos efeitos de dispersão, polarização, Birrefringência e até Trirrefringência.

Levou-se em consideração também as interferências advindas do setor supersimétrico, com especial atenção aos campos de fotinos; esta perspectiva revela que a soma sobre todos os estados de fotino alteram as equações, por outro lado, devido a ordem de grandeza dos condensados fermiônicos, efeitos de SUSY não inferem alterações significativas ao espectro de valores das velocidades de grupo e demais quantidades físicas.

Os efeitos ópticos motivaram uma investigação mais apurada em relação ao meio; para isso calculou-se termos fundamentais relacionados a conservação de energia e momento das ondas eletromagnéticas, obteve-se como conclusão que o meio seria dissipativo, mesmo quando as correntes externas fossem nulas - isso significa que quadros semelhantes a este serão instáveis. A dissipação particularmente deu-se por causa da existência de campos de fundo não triviais. Arriscaria dizer que a dissipação é particularmente associada com a existência dos vínculos reonômicos que prescrevem o espaço-tempo; neste contexto, haveria necessidade de reinterpretar o teorema de Noether associado a simetria das translações temporais. Divago um pouco mais em relação a esse resultado, poderíamos ir um pouco além e justificar que esses efeitos poderiam ser vistos a partir de um modelo utilizando a luz cansada como causa efetiva; não obstante, por outro lado, sabe-se que no modelo de Friedman-Lemaître-Robertson-Walker o parâmetro de expansão do espaço-tempo contextualiza situações onde seja esperado a violação da conservação de energia; que ao meu entendimento está novamente enraizado nas redefinições do teorema de Noether.

A questão levantada acima permite levantar uma outra importante questão: Qual a relação existente entre constante cosmológica e o quadro apresentado por nossos resultados a respeito das anisotropias do espaço-tempo?

Realizado estes feitos, averiguou-se os setores de CPT-par. Cálculos de relações de dispersão, velocidade de grupo também foram realizados; este contexto fornece peculiaridades onde o índice de refração é uma função dos campos de fundo responsáveis pela anisotropia - nesse contexto surgem propriedades locais análogas as dos meios materiais; o modelo de CPT-par oferece diferentes velocidades de grupo segundo cada direção, tanto sobre efeito dos fotinos ou não, de propagação onde favorece a leitura para efeitos de Trirrefringência.

Calculou-se também ao modelo de CPT-par o tensor de energia e momento. Nota-se que este modelo não apresenta dissipação e perda de energia das ondas eletromagnéticas para os casos onde k_F independa das coordenadas do espaço-tempo, isso se justifica tendo em vista que os campos de fundo não dependam explicitamente do tempo.

Os efeitos de Birrefringência tratados neste trabalho podem ser categorizados como : Birrefringência por efeito Kerr (devido a intensos campos elétricos) ou Birrefringência por efeito Faraday (devido a intensos campos magnéticos). No entanto, em nenhum momento tratamos a Birrefringência por efeitos de torção mecânica. Evidentemente, não estamos lidando com fenômenos ópticos categorizados em meios materiais contínuos; por outro lado, sabe-se que se o espaço-tempo for tratado como meio contínuo o efeito de Torção poderia vir a se manifestar como justificativa aos efeitos ópticos de Bi ou Trirrefringência, uma vez que os mesmos condensados fermiônicos originados da SUSY podem tornar-se campos de Torção, assim como acontece no modelo de Rarita-Schwinger para a Supergravidade.

Quase todos os trabalhos que tratam com as fenomenologias de violação de Lorentz e das simetrias CPT embarcam em uma discussão padrão - Estamos a serviço de teorias que podem vir a manifestar resquícios e estes

são manifestos nesta escala de energia acessível por nós. Como detentor de livre capacidade de pensamento vejo que a situação poderia ser olhada por um outro ângulo: "Será que nossas simetrias são válidas em todos os contextos e já exploramos todas as permutações? E será que a realidade física atual nas escalas de energia dos 10^2GeV necessitam de um safari de teorias? Sem sombra de dúvida creio que sim. Imagino ser a única forma de conseguir credibilidade internacional pelas agências financiadoras responsáveis e então realizar pesquisa científica de base - é a lei do capital.

Sem sombras de dúvida, o modelo com viés supersimétrico oferece importantes ferramentas para trabalhar com *GRB's*. O crítico de supersimetria com toda sua legítima liberdade de não a aceitar, deve concordar que jamais mediu um gerador do grupo de rotações, mas as o que transcende o significado de rotações antecede a vida humana no planeta terra; quero dizer, a SUSY pode ser vista como um mecanismo isento da responsabilidade de ser representada de acordo com as resoluções das transformações de calibre lineares. A representação não-linear da SUSY é o exemplo mais direto a respeito.

Em suma, penso eu (Luís) que os grandes avanços da Física provavelmente se darão quando olharmos para o cosmos; ambiente onde temos menor controle, temos menos possibilidade de projetarmos nossos valores¹. Dessa forma vejo as GRB's como obras primas repletas de significados para o físico de campos e partículas e com clareza dignifica o trabalho teórico e fenomenológico dos aceleradores.

No capítulo a seguir iremos examinaremos uma discussão sobre o uso dos campos pseudo-escalares ao investigar quadros com Torção e a EDQ.

¹Note que a partir do momento que nos incorformamos com a ideia de que influenciemos bastante nossas buscas científicas e que provavelmente muitos resultados sejam ofício de egos, reafirmamos nossos Narcisos.

Capítulo 5

Seção extra

O lugar que ocupamos é menos importante do que aquele para o qual nos dirigimos - Leon Tolstói.

Discussão geral

Após calcular a relação de dispersão a partir do modelo de Wess-Zumino, seguindo as orientações do professor Helayel sobre o artigo "Photino Sector and Lorentz SUSY Violation", Surgiu a questão: Quem produziu esses Raios Gamma?

Os artigos nos ensinam que do ponto de vista astrofísico, os raios γ advêm essencialmente de explosões de supernovas e colapsos gravitacionais. Mas em qual processo físico se daria a emissão dos raios gammas?

Campos do tipo Áxion emitidos por processos nucleares de estrelas super-massivas podem por intermédio ao Efeito Primakoff resultar o decaimento de campos axiônicos em campos fotônicos.

O efeito Primakoff é a principal aposta para uma detecção dos campos de áxions via laboratórios fazendo uso da construção experimental "LSW" (Sigla para a tradução do inglês: Luz Brillhante através da parede).

Outra forma bastante interessante de emissão de raios γ foi a partir do decaimento de "Píons". A noção dos decaimentos dos "Píons" está vinculada a discussão da anomalia quiral; portanto, serve de motivação ao estudo do vácuo topológico e modelos com estrutura do tipo Chern-Simmons.

E como já sabemos esta classe de fenomenologia tem como extensão o modelo de Carrol-Field-Jackiw.

Coincidentemente neste ano de 2015 eu havia me interessado em estudar teorias de Grande Unificação, (GUT), iniciando pelos modelos $SU(4)$ de Pati-Salam. Neste modelo de Grande Unificação consegue-se reduzir as constantes de acoplamento para duas.

Como consequência da existência da simetria direita, aos campos fermiônicos pode-se propor uma explicação razoável à massa dos Neutrinos a partir da construção de bilineares fermiônico.

Acima de tudo o problema da violação de CP torna-se um problema efetivo em escalas de energia mais baixas que as escalas de grande unificação.

Se o problema da violação de CP não mais se torna relevante, por assim dizer, o modelo de Peccei-Quinn também torna-se particular para escalas de baixas energias, dessa forma, campos de áxions tornam-se belos enfeites fenomenológicos.

Existem diversos artigos em que o parâmetro θ que se associa aos Áxions pode ser absorvido por uma reparametrização das matrizes γ da álgebra de Clifford.

De fato os trabalhos estão corretos, mas apenas do ponto de vista matemático, como me justificou Helen Quinn via uma gentil correspondência por e-mail. Ela explica em detalhes que os trabalhos apenas se tornam válidos em uma dada escala de energia onde se desconsidera a violação de CP advinda das teorias Eletrofracas.

Esses fatos interpretados juntamente com o conhecimento de que os modelos de Grande Unificação não são precisos devido ao valor diferente para o tempo de decaimento dos prótons. Áxions tornam-se ainda belas jóias a serem lapidadas no contexto do modelo padrão em especial atenção na CDQ .

Nesse mesmo ano estando eu na Universidade Tecnica Federico Santa Maria em Vall Paraíso, dialoguei com um grupo chileno de física super-experiente em relacionar áxions com a Torção do espaço tempo. E a lição conceitual que ficou foi: A Torção do espaço tempo pode ser a fonte dinâmica dos campos axiônicos.

Esse fato o professor Helayel já havia também trabalhado constantemente com o passar dos anos; então meu orientador propôs-me um trabalho para investigar o momento de dipolo elétrico do elétron a partir do cenário de Torção e campos axiônicos.

Ao construirmos o vértice de interação eletromagnética onde léptons trocariam campos axiônicos por processos virtuais ¹

A idéia de utilizar campos axiônicos é bastante sedutora para buscar efeitos indiretos ao momento de dipolo elétrico do elétron, pelo menos para mim. Justifico essa afirmação pelo fato que a interação de dipolo elétrico viola CP, isso pode ser visto a partir do estudo da simetria do vértice de acoplamento, que é dual do dipolo magnético: $u(\bar{p})\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu}\Sigma_{\alpha\beta}u(p)$.

Durante a construção dos processos de renormalização que visavam obter essa representação, ² percebi que o vértice não acomodaria o exato fator de forma das interações.

Em seguida meu "advisor" e eu construimos por meio a um "Ansatz" qual deveria ser a estrutura do campo para que pudéssemos obter o exato fator de forma da interação de dipolo elétrico. A conclusão é que deveríamos ter uma estrutura de campos de fundo tal que:

$$B_{\mu\nu} = F_{\mu\nu} + \bar{\Psi}\epsilon_{\mu\nu}^{\alpha\beta}\Sigma_{\alpha\beta}\Psi \quad (5.1)$$

Pois esse termo quando analisado a nível de um funcional ação B^2 apresentaria o acoplamento do tipo momento de dipolo elétrico, discutido.

Uma conclusão um pouco mais profunda foi que de certa maneira, uma estrutura que misturasse campos bosônicos com estruturas bilineares fermiônicas estariam sendo manifestas a descrever o processo.

Mas uma questão ainda ficou em aberto - Será que o campo de fundo é uma espécie de fragmento de uma teoria mais fundamental? E se essa existe, ela deve talvez tenha os requisitos a ser alguma representação de uma teoria supersimétrica.

Levei essa discussão ao Simpósium Latino Americano de Física de Altas Energias de 2016 juntamente com a discussão do meu primeiro paper a respeito das relações de dispersão. Nesse evento o professor Jhon Ellis gentilmente me sugeriu que eu devesse estar certo a respeito de qual seria o papel da quebra espontânea da simetria axial; uma vez que esta poderia ser a chave de toda a discussão do momento de dipolo elétrico, ou

¹Vértice emerge naturalmente do acoplamento do campo do elétron com o setor pseudo-escalar da torção.

²Estávamos usando o método de Renormalização de Slavnov, ou também conhecido como método de Derivadas superiores

seja, antes mesmo de esperar alguma estrutura supersimétrica por trás ao efeito de dipolo elétrico do elétron. Buscou-se então relacionar os campos axiônicos como mentores do fenômeno em questão. O companheiro doutorando Yuri Muller, munido de sua grande capacidade de cálculos, prosseguiu nesse problema do ponto de vista da supergravidade. E vem tendo ótimos resultados a respeito quando reconheceu que o modelo de campos super-simétricos BF poderiam ser empregados em analogia com o modelo topológico super-simétrico estudado por Jorge Zanelli.

Pouco tempo depois o professor Helayel me pediu para realizar a leitura do trabalho do professor "Djali" sobre a representação dual dos campos axiônicos e suas relações com acoplamentos a campos gravitacionais.

Por intermédio ao uso de formas diferenciais, Djali mostra que campos do tipo pseudo-escalares axiônicos podem ser representados por meio a 2-formas de calibre, de certa forma análogos aos campos de Kalb-Ramon $B_{\mu\nu}$.

A representação dual traz consigo um resultado muito importante: Os campos $B_{\mu\nu}$ do nosso "Ansatz" podem ser considerados como a representação dual do campo de áxions.

Sabe-se que o processo de quebra de simetria axial pode dar origem a pseudo-bósons de Goldstones, responsáveis em relacionar as diversas classes de equivalências dos vácuos topológicos. Em dados contextos esses podem ser levados por meio a uma analogia sobre o mecanismo de geração dos campos de áxions.

A segunda busca que nos guia é em relação a pequena massa dos neutrinos induzidas por efeitos gravitacionais. Estas também são justificadas em cenários onde as representações duais tornam-se presente.

A afirmação se justifica uma vez que representações duais são boas estruturas matemáticas capazes de acomodar efeitos gravitacionais pela possibilidade da existência de acoplamentos mínimos e não mínimos.

Seguindo esta preposição buscaremos entender até que ponto a massa do lépton causada por estruturas duais podem vir também inferir correções de caráter eletromagnéticas as distribuições dos campos do elétron.

5.1 Interação de Férmions com a Torção

Consideremos um modelo que represente a dinâmica de férmios sob a presença da Torção.

$$= ee_a^\mu \bar{\Psi} \gamma^a \partial_\mu \Psi + i q e_a^\mu \bar{\Psi} \gamma^a A_\mu \Psi \\ + ee_d^\mu \bar{\Psi} \gamma^d \tilde{\omega}_\mu^{ab} (e, \partial e) \Sigma_{ab} \Psi + ee_d^\mu \bar{\Psi} \gamma^d K_\mu^{ab} \Sigma_{ab} \Psi - m \bar{\Psi} \Psi$$

A representação destes processos quânticos será organizada como a seguir.

$$\Gamma^\mu = g \int \frac{d^4 \kappa}{(2\pi)^4} \frac{N^\mu}{D} \quad (5.2)$$

onde distinguimos o setor dos vértices,

$$N^\mu = \gamma_5 \gamma^\mu (p - \kappa + m) \kappa_\mu \gamma_\rho (p - \kappa + q + m) \gamma_5 \gamma^\kappa \kappa_\rho$$

e o setor dos pólos,

$$D = [(p - \kappa)^2 - m^2][(p - \kappa + q)^2 - m^2][\kappa^2 - m_a^2]$$

5.1.1 Equação de Dirac com termo de violação de CP

A violação de CP é um dos grandes estágios atuais ao aprimoramento do modelo padrão, sendo um fundamental elo entre as simetrias das interações fortes e das interações eletrofracas. Aprende-se nos cursos básicos de formação sobre EDQ que a teoria de Dirac não acomoda vértices de interação pseudo-vetoriais. Desta forma impomos a mão estruturas que darão origem a vértices quirais, e então averiguaremos as possíveis consequências a respeito da natureza fundamental deste termo.

5.1.2 Equação de movimento com termo quiral

Iremos iniciar com a seguinte equação de movimento. Impõe-se por hipótese não muito distante que os vértices de interação surgem a partir dos efeitos do acoplamento com a torsão, conforme discutido anteriormente.

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \Psi + i\zeta \gamma_5 \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m\Psi = 0 \quad (5.3)$$

A violação de CP pode ser vista a partir da decomposição dos campos de Dirac segundo suas representações segundo o grupo de Lorentz.

$$\Psi_L = i \frac{(1 - \zeta)}{m} \sigma^\mu \partial_\mu \Psi_R \quad (5.4)$$

5.1.3 Obtenção dos vértices de interação

Consideremos a equação de Dirac acrescida com um acoplamento em derivadas que se transforma conforme a seguinte expressão,

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \Psi + i\zeta \gamma_5 \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m\Psi = 0 \quad (5.5)$$

Esta equação nos revela dois bilineares sob a contração de $\gamma^\nu \Psi$ e $\bar{\Psi} \gamma^\nu$,

$$i\bar{\Psi} \gamma^\nu \gamma^\mu (\partial_\mu \Psi) - i\zeta \bar{\Psi} \gamma_5 \gamma^\nu \gamma^\mu (\partial_\mu \Psi) - m\bar{\Psi} \gamma^\nu \Psi = 0 \quad (5.6)$$

$$-i(\partial_\mu \bar{\Psi}) \gamma^\mu \gamma^\nu \Psi - i(\partial_\mu \bar{\Psi}) \gamma^\mu \gamma_5 \zeta \gamma^\nu \Psi - m\bar{\Psi} \gamma^\nu \Psi = 0 \quad (5.7)$$

Somando as expressões anteriores, teremos:

$$-2m\bar{\Psi} \gamma^\nu \Psi - i\zeta \bar{\Psi} \gamma_5 \gamma^\nu \gamma^\mu (\partial_\mu \Psi) + i\zeta (\partial_\mu \bar{\Psi}) \gamma_5 \gamma^\mu \gamma^\nu \Psi + i\bar{\Psi} \gamma^\nu \gamma^\mu (\partial_\mu \Psi) - i(\partial_\mu \bar{\Psi}) \gamma^\mu \gamma^\nu \Psi = 0 \quad (5.8)$$

Separadamente simplificamos os termos presentes na equação acima:

$$i\bar{\Psi} \gamma^\nu \gamma^\mu (\partial_\mu \Psi) = i\bar{\Psi} [\eta^{\mu\nu} + \frac{i}{4} \Sigma^{\nu\mu}] (\partial_\mu \Psi) = i\bar{\Psi} \partial^\nu \Psi - \frac{1}{4} \bar{\Psi} \Sigma^{\nu\mu} (\partial_\mu \Psi)$$

$$-i(\partial_\mu \bar{\Psi}) \gamma^\mu \gamma^\nu \Psi = -i(\partial_\mu \bar{\Psi}) [\eta^{\mu\nu} + \frac{i}{4} \Sigma^{\mu\nu}] \Psi = -i(\partial^\nu \bar{\Psi}) \Psi + \frac{1}{4} (\partial_\mu \bar{\Psi}) \Sigma^{\mu\nu} \Psi$$

Termos relacionados as matrizes γ_5

$$-i\zeta\bar{\Psi}\gamma_5\gamma^\nu\gamma^\mu(\partial_\mu\Psi) = -i\zeta\bar{\Psi}\gamma_5[\eta^{\nu\mu} + \frac{i}{4}\Sigma^{\nu\mu}](\partial_\mu\Psi) = -i\zeta\bar{\Psi}\gamma_5\partial^\nu\Psi + \frac{1}{4}\zeta\bar{\Psi}\gamma_5\Sigma^{\nu\mu}(\partial_\mu\Psi) \quad (5.9)$$

$$i\zeta(\partial_\mu\bar{\Psi})\gamma_5\gamma^\mu\gamma^\nu\Psi = i\zeta(\partial_\mu\bar{\Psi})\gamma_5[\eta^{\mu\nu} + \frac{i}{4}\Sigma^{\mu\nu}]\Psi = i\zeta(\partial^\nu\bar{\Psi})\gamma_5\Psi - \frac{1}{4}\zeta(\partial_\mu\bar{\Psi})\gamma_5\Sigma^{\mu\nu}\Psi \quad (5.10)$$

Ao reunirmos estes fragmentos individuais, podemos recompor a equação para a corrente.

$$\begin{aligned} -2m\bar{\Psi}\gamma^\nu\Psi &= i\bar{\Psi}(\partial^\nu\Psi) - i(\partial^\nu\bar{\Psi})\Psi - \frac{1}{4}\bar{\Psi}\Sigma^{\nu\mu}(\partial_\mu\Psi) + \frac{1}{4}(\partial_\mu\bar{\Psi})\Sigma^{\mu\nu}\Psi - \\ &\zeta\bar{\Psi}\gamma_5(\partial^\nu)\gamma_5\Psi + \frac{1}{4}\bar{\Psi}\gamma_5\Sigma^{\nu\mu}(\partial_\mu\Psi) - \frac{1}{4}\zeta(\partial_\mu\bar{\Psi})\gamma_5\Sigma^{\mu\nu}\Psi = 0 \end{aligned}$$

Após simplificações, resulta o seguinte termo de interação para o vértice vetorial.

$$\begin{aligned} 2m\bar{\Psi}\gamma^\nu\Psi &= i\bar{\Psi}\overleftrightarrow{\partial}^\nu\Psi + i\zeta\bar{\Psi}\gamma_5\overleftrightarrow{\partial}^\nu\Psi + \\ &\frac{1}{4}\partial_\mu[\bar{\Psi}\Sigma^{\mu\nu}\Psi] - \frac{1}{4}\zeta\partial_\mu[\bar{\Psi}\gamma_5\Sigma^{\mu\nu}\Psi] = 0 \end{aligned}$$

Dentre os elementos obtidos a partir da decomposição em correntes, obtêm-se a peculiar forma candidata a validar a busca do pseudo-momento magnético do elétron.

5.1.4 Estudo do termo de massa

Considere a seguinte equação,

$$i\gamma^\mu\partial_\mu\Psi + i\zeta\gamma_5\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\Psi = 0 \quad (5.11)$$

E também como primeira análise, considere ζ proporcional a matriz identidade por simplicidade.

A relação de dispersão será obtida através da Equação de Klein-Gordon.

Definimos um operador com as dadas características,

$$P(\kappa) = -\not{\kappa} - \zeta\gamma_5\not{\kappa} + m \quad (5.12)$$

E então encontra-se as equações após algumas simplificações.

$$[-(I - \zeta^2)\square - m^2]\Psi = 0 \quad (5.13)$$

A partir desta perspectiva, nós entendemos que o operador inverso da equação de Dirac modificada será,

$$O^{-1}(\kappa; m) = \frac{-\not{\kappa} - \zeta\gamma_5\not{\kappa} + m}{(1 - \zeta^2)\kappa^2 - m^2} \quad (5.14)$$

5.1.5 Modelo Completo

Dado a natureza do processo que viola paridade, nós iremos representar juntamente com o modelo, processos de 1-Loop que possam vir a ser os responsáveis pela manifestação dos efeitos de violação da simetria em questão.

A estrutura da teoria candidata que descreve o processo, provavelmente será como indicado a seguir.

$$\begin{aligned}
&= \bar{\Psi}i\cancel{\partial}\Psi - m\bar{\Psi}\Psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - g\bar{\Psi}\Psi\phi \\
&\quad - y\phi\bar{\Psi}\gamma_5\Psi + K_\Psi\bar{\Psi}i\cancel{\partial}\Psi \\
&\quad - K_m m\bar{\Psi}\Psi + K'_\Psi\bar{\Psi}i\gamma_5\cancel{\partial}\Psi - K'_m m\bar{\Psi}\gamma_5\Psi
\end{aligned}$$

5.1.6 Obtenção do propagador

$$[i\cancel{\partial} + i\zeta\gamma_5\cancel{\partial} - i\tilde{m}\gamma_5 - m]\Psi = 0 \quad (5.15)$$

Reorganizando o operador afim de que este seja invertido,

$$O = i\cancel{\partial} + i\zeta\gamma_5\cancel{\partial} - i\tilde{m}\gamma_5 - m \quad (5.16)$$

portanto, empregando a identidade $O^{-1}O = I$, teremos,

$$P = [i\cancel{\partial} + i\zeta\gamma_5\cancel{\partial} - i\tilde{m}\gamma_5 + m] \quad (5.17)$$

e portanto,

$$O^{-1}O = -\partial^2 + \zeta^2\partial^2 - \tilde{m}^2 - m^2 \quad (5.18)$$

Desta forma, sabe-se representar a forma geral deste propagador

$$O^{-1}(\kappa; m) = \frac{[-\cancel{k} - \zeta\gamma_5\cancel{k} - i\tilde{m}\gamma_5 + m]}{(1 - \zeta^2)\kappa^2 - \tilde{m}^2 - m^2} \quad (5.19)$$

5.1.7 Propagador Fermiônico com Contra-Termos

Dada a discussão realizada acima, propõe-se o modelo com presença dos contra-termos.

$$\begin{aligned}
L &= \bar{\Psi}i\cancel{\partial}\Psi - m\bar{\Psi}\Psi - g\bar{\Psi}\Psi\phi \\
&+ K_\Psi\bar{\Psi}i\cancel{\partial}\Psi - K_m m\bar{\Psi}\Psi + K'_\Psi\bar{\Psi}i\gamma_5\cancel{\partial}\Psi - K'_m m\bar{\Psi}\gamma_5\Psi
\end{aligned}$$

Agora, com a presença dos contra termos, o propagador com efeitos virtuais será apresentado como a seguir,

$$O^{-1}(\kappa, m; K_\Psi, K'_\Psi) = -\frac{(1 + K_\Psi + K'_\Psi\gamma_5)\cancel{k} + M}{[K'_\Psi{}^2 - (1 + K_\Psi)^2]\kappa^2 - M^2}$$

onde é utilizado a identificação $M \equiv (m + K_m m + K'_m m)$

5.1.8 Calculando os processos de auto-energia

Uma vez que a equação do movimento foi proposta com a presença de um termo exótico, tentou-se descobrir qual modelo poderia ser usado como origem. A partir da perspectiva do modelo apresentado, calculamos agora

a auto-energia do campo escalar por meio do processo virtual fermiônico, que é descrito por meio da integral apresentada - vale ressaltar que um processo análogo a este foi estudado pela primeira vez por Weisskopf.

$$P = \int \frac{d^4\kappa(\not{\kappa} + \not{p} + m)\gamma_5}{(\kappa^2 - \mu^2)[(\kappa + p)^2 - m^2]} \quad (5.20)$$

Recombinando as expressões é possível afirmar que,

$$\int \frac{d^4\kappa(\not{p} + m)\gamma_5}{(\kappa^2 - \mu^2)[(\kappa + p)^2 - m^2]} + \int \frac{d^4\kappa(\not{\kappa})\gamma_5}{(\kappa^2 - \mu^2)[(\kappa + p)^2 - m^2]} \quad (5.21)$$

E portanto, conclui-se também

$$P = \frac{1}{(4\pi)^4} \frac{\Gamma(0)}{\Gamma(2)} (\not{p} + m)\gamma_5 \quad (5.22)$$

5.1.9 Regularização para elevadas derivadas

Esta aproximação considera somente o setor eletromagnético. Então expansões em ordens mais altas nos campos de Vierlbein são negligenciáveis, de maneira a ter validade as aproximações de primeira ordem $e = 1 + tr(e) + \dots$,

5.1.10 Torção e Áxions: Efeitos Eletromagnéticos

A fim de averiguar efeitos eletromagnéticos deste setor, utiliza-se procedimentos de Regularização de Slavnov, também conhecidos como processo de elevadas derivadas.

O método de regularização em questão tem como vantagem ao abordar processos onde a natureza quiral se manifesta, em outras palavras, onde se faz uso de matrizes γ_5 .

$$L = -\frac{1}{4}F^2 + \frac{\zeta_1}{4}F_{\mu\nu}(\partial^2 F^{\mu\nu} + \bar{\Psi}i\gamma^\mu D_\mu \Psi \\ - m\bar{\Psi}\Psi + \zeta_2\bar{\Psi}i\gamma^\mu D_\mu D^2\Psi + T_{\mu bc}T^{\mu bc} + \zeta_3T_{\mu bc}\partial^2 T^{\mu bc}$$

O termo $T\partial^2 T$ é necessário para regularizar o setor pseudo-escalar e preservar a contagem de potências.

5.1.11 Os vértices

Os vértices de interação são:

3-Vértices

$$\bar{\Psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\partial_\nu A^\nu)\Psi; \bar{\Psi}\gamma^\mu(\partial_\nu A^\nu)\partial_\mu\Psi; \bar{\Psi}\gamma^\mu(\partial_\mu A^\nu)\partial_\nu\Psi; \bar{\Psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\partial_\nu\Psi)A^\nu; \bar{\Psi}\gamma^\mu(\partial^2\Psi)A_\mu$$

4-Vértices

$$\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi(\partial_\mu A_\nu)A^\nu; \bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi A^2; \bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu(\partial_\nu A^\nu); \bar{\Psi}\gamma^\mu\partial^\mu\partial_\nu\Psi A_\mu A_\nu$$

$$\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu A^2$$

5.1.12 Propagador de Slavnov

No contexto do modelo com elevadas derivadas, o propagador no espaço dos momentos é

$$\frac{(1 - \zeta_2\kappa^2)\gamma^\mu\kappa_\mu - m}{(1 - \zeta_2\kappa^2)^2 - m^2} \quad (5.23)$$

5.1.13 Contagem de potências

Neste modelo nós podemos calcular os graus de divergências exponenciais. A fim disso, utiliza-se a contagem de potências.

$$\delta_g = I_\Psi + 2V_3 + V_4 - 4(V - 1) \quad (5.24)$$

com

$$V = V_3^0 + V_3 + V_4 + V_5 \quad (5.25)$$

E a relação topológica dos gráficos de Feynmann.

$$2I_\Psi + E_\Psi = 2V_3^0 + 2V_3 + 2V_4 + 2V_5$$

$$2I_A + E_A = V_3^0 + V_3 + 2V_4 + 3V_5$$

De acordo com a contagem de potências do gráfico do tipo momento magnético, a contagem indica que os processos são super-renormalizados.

5.1.14 Regras de Feynmann

5.1.15 Interação Photon x Fermion

$$\int \frac{d^4p_1}{(2\pi)^4} \frac{d^4p_2}{(2\pi)^4} \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \bar{\Psi}(p_1)\gamma^\mu\tilde{\Psi}(p_2)A^\nu v_{\mu\nu}e^{i(p_1-p_2-q)} \quad (5.26)$$

onde, $v_{\mu\nu} = -q_\mu q_\nu - iq_\nu p_{2\mu} + p_{2\mu} p_{2\nu} + p_2^2 \eta_{\mu\nu}$

5.1.16 Interação Escalar x Fermion

$$\frac{g}{2} \int \frac{d^4p_1}{(2\pi)^4} \frac{d^4p_2}{(2\pi)^4} \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \bar{\Psi}(p_2)\gamma^f\gamma_5\tilde{\Psi}(p_1)(i\kappa_f\tilde{\phi})e^{i(p_1-p_2-q)} \quad (5.27)$$

5.1.17 Processo com renormalização de Slavnov

Após algumas simplificações a interação escalar x férmion adquire as seguintes estruturas.

$$\Gamma_\lambda = \int \frac{d^4}{(2\pi)^4} \frac{N_\lambda}{D} \quad (5.28)$$

com

$$N_\lambda = \zeta_2^2 \gamma_5 \epsilon^{\mu\nu\kappa\beta} \gamma^\nu (p_1 - \kappa)^2 (p_1 + q - \kappa)^2 (p_1 - \kappa)_\alpha (p_1 + q - \kappa)_\beta \kappa_\mu \kappa_\nu v_{\kappa\lambda}$$

e

$$D = ([1 - \zeta_2(p_1 - \kappa)^2]^2 - m^2)([1 - \zeta_2(p_1 + q - \kappa)^2]^2 - m^2)$$

Então esta proposta sob o método de regularização de elevadas derivadas, confere os seguintes elementos.

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 = \frac{\zeta_1}{4} (\partial^2 F^{\mu\nu}) F_{\mu\nu} + \bar{\Psi} i \gamma^\mu D_\mu \Psi - m \bar{\Psi} \Psi \\ + \zeta_2 \bar{\Psi} i \gamma^\mu D_\mu D^2 \Psi + T_{\mu bc} T^{\mu bc} + \zeta_3 T_{\mu bc} \partial^2 T^{\mu bc}$$

Então pode-se obter o setor dos polos segundo o modelo.

$$D = [(1 - \zeta_2(p - \kappa)^2 - m^2)[1 - \zeta_2(p_1 + q - \kappa)^2]^2 - m^2][\zeta_3 \kappa^4 + \kappa^2 - m_a^2]$$

Usando as regras de simplificação de Feynmann,

$$\frac{1}{A_1 \dots A_N} = \Gamma(N) \int_0^1 dx_1 \dots \int_0^1 dx_N \frac{\delta(1 - x_1 + \dots + x_N)}{[x_1 A_1 + \dots + x_N A_N]^N}$$

E considerando, $A = [1 - \zeta_2(p - \kappa)^2]^2 - m^2$; $B = [1 - \zeta_2(p_1 + q - \kappa)^2]^2 - m^2$; $C = \zeta_3 \kappa^4 + \kappa^2 - m_a^2$

Como $x A_1 + y A_3 + z A_3$

Obtém-se os termos como a seguir

$$(\zeta_2^2 x + \zeta_2^2 y - \zeta_3 - \zeta_3 x - \zeta_3 y) \kappa^4$$

$$+ (-4\zeta_2^2 p x - 4\zeta_2^2 q y - 4\zeta_2^2 p y) \kappa^3 \\ + [(6\zeta_2^2 p^2 - 2\zeta_2 x) + 6\zeta_2^2 (p^2 + 2pq + q^2) y - 2\zeta_2 y + 1 - x - y] \kappa^2 \\ + [-4x\zeta_2^2 p^3 + 4\zeta_2 x p - 4\zeta_2 (p + q) y - 4\zeta_2^2 (p^3 + 3p^2 q + 3p q^2 + q^3)] \kappa \\ + x - 2\zeta_2 x p^2 + \zeta_2 p^4 x - m^2 x + y - 2\zeta_2 p^2 y - 4\zeta_2 p q y - 2\zeta_2 q^2 y + \zeta_2^2 p^4 y + 4\zeta_2^2 p^3 q y + 6\zeta_2^2 p^2 q^2 y + 4\zeta_2^2 p q^3 y + \zeta_2^2 p q^3 y + \\ \zeta_2^2 q^4 y - m^2 y - m_a^2 + m_a^2 y$$

Considerações Finais

Os resultados estão incompletos e por conta disso estão assegurados como uma seção extra.

Tem-se em mente a importante temática que ele aborda, dessa maneira ele evidentemente precisava existir em algum lugar deste trabalho.

A primeira parte do trabalho lidou com os assuntos da radiação e o meio. Discutiu-se sobre a natureza da luz. Nesta seção extra trabalhou-se a relação existente com a matéria fermiônica e a violação de CP.

Em suma cenários além do modelo padrão podem ser discutidos sem muito mencionarmos teorias de altíssimas energias; quadros exóticos de uma teoria de eletrodinâmica quântica podem nos resguardar resultados

inesperados e então nos apontar caminhos a serem seguidos, de "baixo pra cima".

Em algum momento oportuno esta temática será retomada visando fechar um conteúdo de publicação.

Referências Bibliográficas

- [1] Plimpton, S; Lawton, W. A Very Accurate test of Couloumb's Law of Force Between Charges. *Physical Review* 50, (11): 1066. (1936).
- [2] Williams, E; Faller, J. New Experiment Test of Couloumb's Law. A Laboratory Upper Limit on the photon rest mass. *Physical Review Letters* 26 (12):721. (1971).
- [3] Chibisov, G. Astrophysical upper limits on the photon rest mass. *Sovietic Physics Uspekhi* 19, 7, 624. (1976)
- [4] Lakes, Roderic. Experimental Limits on the photon mass and cosmic magnetic vector potential. *Physical Review Letters*, 80, 9: 1826. (1998).
- [5] Amsler, C; Doser, M; et al. Review of particle physics. *Physics Letter B*, 667:1. (2008).
- [6] Adelberger, Eric; Dvali, Gia; et al. Photon-Mass Bound Destroyed by Vortices. *Physics Review Letters*, 98, 1: 010402.(2007).
- [7] Haos, F; Marcos, M. Effective photon mass and exact translating quantum relativistic structures. *Physics Plasma*, 23, 4: 042102. (2016).
- [8] Kowwn, S; Oh,p. Massive photon and Dark Energy, *physics Review D*, 93.083012. (2016).
- [9] de Bernardis, ; et ali. photon mass and cosmic microwave background anisotroy. *Astrophysical Journal*, 284, 2. (1984).
- [10] Fradette, A; pospelov, M et ali. Cosmic Microwave Background Constraints on Very Dark photons. *Physics Procedia*, 61, 689. (2015).
- [11] Leverett, D. Goldhaber, A. Limit on the photon mass deduced from pioneer-10 observation of Jupiter's Magnetic Field. *physical Review Letters*, 35, 1402. (1984).
- [12] Blebesadel, R.W; Strong I. B; Olson, R. A. "Observations of Gamma Ray Bursts of Cosmic Origin": *Astrophysical Journal Letters* 182; DOI: 10.1086/181225
- [13] Bonetti, L ; dos Santos Filho, L. ; Helayël-Neto, J; Spallicci, A. Effective photon mass by Super- and Lorentz-symmetry breaking. *Phys. Lett. B*764 (1987) 203.
- [14] Bonetti, L; dos Santos Filho,Luís.R; Spallicci, A; Helayël-Neto, J.A. "Investigating the Electron's Electric Dipole Moment from Scenarios Beyond the Standard Model". XI SILAFAE, Antíqua Guatemala, Guatemala, Nov 2016.

- [15] Bonetti, L; dos Santos Filho,Luís.R; Spallicci, A; Helayël-Neto, J.A."Photon sector analysis of Super- and Lorentz-symmetry breaking". arXiv:1709.04995 [hep-th]. Aceito para publicação em Eur. Phys. J. C.
- [16] Edwin Hubble. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. Proceedings of the National Academy of Sciences, 15(3):168–173, 1929.
- [17] F. Zwicky. On the redshift of spectral lines through interstellar space. Proceedings of the National Academy of Sciences, 15(10):773–779, 1929.
- [18] B.M. Barker and S.N. Gupta. High-energy graviton bremsstrahlung. Phys.Rev., D9:334–338, 1974.
- [19] Martin Lopez-Corredoira. Alcock-Paczynski cosmological test. Astrophys.J., 781(2):96, 2014.
- [20] Angelis,A; Roncadelli, M. Evidence for a new light spin-zero boson from cosmological gamma-ray propagation? Physical Review D, 76:121301, Dec 2007.
- [21] Krennrich, F. The Gamma Ray Opacity of the Universe – Indirect Measurements of the Extragalactic Background Light. 2014.
- [22] Giorgio Galanti, G; Roncadelli,M et ali. Axion-like particles explain the unphysical redshift-dependence of AGN gamma-ray spectra. 2015.
- [23] Menon, A; Thalapillil, A. Interaction of Dirac and Majorana neutrinos with weak gravitational fields. Physical Review D, 78:113003, Dec 2008.
- [24] Dicus,D et ali. Measuring the neutrino mass using intense photon and neutrino beams. Physical Review D, 62:093027, 2000.
- [25] Karl, G; Novikov, V. Photon-neutrino interactions. Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 81(6):249–254, 2005.
- [26] Harvey, J et ali. Anomaly mediated neutrino-photon interactions at finite baryon density. Physical Review Letters, 99:261601, 2007.
- [27] Feinberg, G; Sucher, J. Long-range forces from neutrino-pair exchange. Physical Review, 166:1638–1644, 1968.
- [28] Karl, G; Novikov, V. Optical activity of a neutrino sea in the standard model. 2000
- [29] Jaeckel, J; Ringwald, A. The Low-Energy Frontier of Particle Physics. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 60:405–437, 2010.
- [30] Bibber, V et ali. Proposed experiment to produce and detect light pseudoscalars. Physical Review Letters, 59:759–762, 1987.
- [31] Okun, L. Limits of Electrodynamics: Paraphotons ? Sov.Phys.JETP, 56:502, 1982.
- [32] Okun, L. Contemporary Status and Prospects of High-energy Physics. Sov.Phys.Usp., 24:341–365, 1981.
- [33] Neves,M; Helayël-Neto,J .A Unified Hidden-Sector-Electroweak Model, Paraphotons and the X-Boson.arXiv:1611.07974 [hep-ph]

- [34] Ibarra, A; Tran,D. Gamma-ray spectrum from gravitino dark matter decay. *Physical Review Letters.*, 100:061301, Feb 2008.
- [35] Blebesadel, R.W; Strong I. B; Olson, R. A. Observations of Gamma Ray Bursts of Cosmic Origin: *Astrophysical Journal Letters* 182; DOI: 10.1086/181225
- [36] Bonetti, L ; dos Santos Filho, L ; Helayel-Neto, J ; Spallicci, A. Effective photon mass by Super- and Lorentz-symmetry breaking. *Phys. Lett. B*764 (2017) 203.
- [37] dos Santos Filho,L ; Helayël-Neto, J. "Investigating the Electron's Electric Dipole Moment from Scenarios Beyond the Standard Model". XI SILAFAE, Antíqua Guatemala, Guatemala, Nov 2016.
- [38] Bonetti, L; dos Santos Filho,Luís.R; Spallicci, A; Helayël-Neto, J.A. Photon sector analysis of Super- and Lorentz-symmetry breaking. arXiv:1709.04995 [hep-th]. Aceito para publicação em *Eur. Phys. J. C*.
- [39] Taylor. J. Ward Identities and Charge Renormalization of the Yang-Mills Field. *Nuclear Physics B*, **33**, 436. 1971.
- [40] Zee. A. *Quantum Field in a Nutshell*. Princeton University Press. 2ª edição. 2010. ISBN-13: 978-0691140346
- [41] H. A. Lorentz A. Einstein H. Minkowski. *O Princípio da Relatividade*. Calouste Gulbenkian. 1983
- [42] Wilczek. F. *A Beautiful Question: Finding Nature's Deep Design*.Penguin Books. 2016. ISBN-13: 978-0143109365.
- [43] Prigogine, I. *The End of Certainty*. Simon and Schuster, 1997. ISBN-13: 9780684837055
- [44] Ivanenko, D. Remarks on the theory of interaction. *Phys. Zeit. D. Sowjetunion*, 13, 141. (1938)
- [45] Studenikin, A. From neutrino electromagnetic interactions to spin oscillations in transversal matter currents. arxiv.org/abs/1706.01100. (2017).
- [46] Berger, M.S; Kostelecky, V. A. Supersymmetry and Lorentz Violation. *Physical Review D*, 65, 091701(R). (2002).
- [47] Belich, H; Helayel-Neto, J et ali.The photino sector and a confining potential in SUSY Lorentz Breaking. *Euro Journal Physis C*, 73, 11, 2632. (2013).
- [48] CPT and Lorentz Invariance: Their Relation and Violation. *Journal of Physics: Conference Series* 474 (2013). DOI: 10.1088/1742-6596/474/1/012031
- [49] Bonetti,L; Ellis, J et ali. Time Delay of Photons of Different Energies in Multidimensional Cosmological Models. *The Astrophysical Journal*, 61, 2. (2004).
- [50] Bartholin, E. Experiments on Birrefringent Iceland Crystal through wich is detected a remarkable and unique refraction. Letter to Daniel Paulli, Copenhagen. (1669).
- [51] Amo, A. Birrefringence for factors: What's Birrefringence?. *Journal of the U.K Facet Cutter's Guild*. (2005).
- [52] Landau, L; Lifshitz, E. *Electrodynamics of Continous Media*, vol 8. *Course of Theoretical Physics*. (1960).

- [53] Hattori, K; Itakuna, K. Vacuum Birrefringence in Strong Magnetic Fields: photon polarization tensor with all the Landau Levels. *Annal Physics*, 330. (2013).
- [54] Migani, R et al. Evidence of Vacuum Birrefringence from the polarization of the optical emission from a isolated Neutron Stars. arXiv:1710.08709. (2017).
- [55] Valle, F et ali. Detecting Vacuum Birrefringence with X-Ray free electron laser and high-power optical lasers: a feasibility study. *European Physics Journal C*, 76, 24. (2016).
- [56] Klein, J; Nigam, P. Birrefringence of the Vacuum. *Physical Review B*, 135, 1279. (1964).
- [57] Miganani, R; Tesla, V et ali. Evidence for Vacuum Birrefringence from the first optical polarimetry measurement of the isolated neutrons stars RX J1856.5-3754. (2017).
- [58] Shen, B; Bu, Z et ali. Exploring Vacuum Birrefringence based on a 100 PW laser and x-ray free electron laser beam. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 60, 4. (2018).
- [59] Imagem banco de imagens Google 20/05/2018.
- [60] Maceda, M; Macias, A. Birrefringence and noncommutative structure of space-time. *Physics Letters B*, 705, 1, 157. (2011).
- [61] Kislak, F; Krawczynski, H. planck-scale constraints an anasotropic Lorentz and CPT invariance violations from optical polarization measurements. arXiv: 1701.00437v2 [astro-ph.HE]. (2017).
- [62] Liberati, S. Test of Lorentz Invariance: a 2013 update. *Classical and Quantum Gravity*, 30, 13. (2013).
- [63] Liberati, S. Lorentz Symmetry Breaking: phenomenology and Constraints. *Journal Physics: Conference Series*, 631. 012011. (2015).
- [64] Lehnert, R. CPT - and Lorentz-Symmetry Breaking: a Review. arXiv:hep-ph/0611177. (2006).
- [65] Kostelecky, V; Roberts, A. Analogue models for T and CP Violation in Neutral-Meson Oscillations. *physical Review D*, 63, 096002. (2001).
- [66] Mattingly, D. Modern Tests of Lorentz Invariance. arXiv:gr-qc/0502097.(2005).
- [67] Matingly, D. Have we tested Lorentz invariance enough?. Talk From Quantum to Emergent Gravity: Theory and Phenomenology', SISSA. (2007).
- [68] Kostelecky, V; Russel, N. Data Table for Lorentz and CPT Violation. *Review Modern Physics*, 83, 11. (2011).
- [69] Masood, S ; eti al. Spontaneous Symmetry Breaking in Lorentz Violating Background. *International Journal of Geometrics Methods in Modern Physics*, 15, 1850021. (2018).
- [70] Kibble, T. Spontaneous Symmetry Breaking in Gauge Theories. *Philosophical Transactions A*. 373. 20140033. (2018).
- [71] prykarpatsky, A et ali. The field Structure of Vaccum Maxwell Equations and Relativity Theory Aspects part 1. arXiv:0807.3691v9.

- [72] Carrol, S; Field, G; Jackiw, R. Limits on a Lorentz-and Parity-Violating modification of electrodynamics. *Physics Review D*, 41, 1231. (1990).
- [73] Belich, H, et ali. Dimensional Reduction of a Lorentz and CPT-Violating Maxwell-Chern-Simons Model. *physics Review D*, 67, 125011. (2003).
- [74] Belich, H et ali. Classical Solutions in a Lorentz-Violation Maxwell-Chern-Simons Electrodynamics. *arXiv:hep-th/0301224v1*. (2003).
- [75] Colladay, D; Kostelecky, V. CPT Violation and the Standard Model. *Physical Review D*, 55, 6760. (1997).
- [76] Tureanu, A. CPT and Lorentz Invariance: Their Relation and Violation. *Journal of physics: Conference Series*, 474, 012031. (2013).
- [77] Kostelecky, V; Samuel, S. Spontaneous Breaking of the Lorentz Symmetry in Strings Theory. *Physical Review D*, 39, 683. (1989).
- [78] Seiberg, N; Intriligator, K. Lectures on Supersymmetry Breaking. *arXiv:hep-ph/0702069 v3*. 2007
- [79] Colladay, D; Kostelecky, A. Lorentz-Violating Extension of the Standard Model. *Physical Review D*, 58, 116002. (1998).
- [80] Landau, L; Lifshitz, E. *Field Theory*, vol 3. *Course of Theoretical Physics*. (1960).
- [81] Hawking, S; Ellis, G. *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge University Press, 1973. ISBN 0-521-20016-4.
- [82] Faraoni, V. The correspondence between a scalar field and an effective perfect fluid. *Physical Review D*, 85, 024040. (2012).
- [83] dos Santos Filho, L. *Axions and Grand Unification Theory*. Apresentado em 6th International Workshop High Energy Physics and 4th Chilean School of High Energy Physics. Val Paraíso - Chile. 2016.
- [84] Carrol, S. The Cosmological Constant. *Living Reviews in Relativity*, 4,1. (2001).
- [85] Isidori, G et ali. On the metastability of the Standard Model vacuum. *Nuclear Physics B*, 609, 387. (2001).
- [86] Aaboud, M et al. Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the atlas detector at LHC. *arXiv:170201625*. publicado também em *Nature*, 2017.
- [87] Gaete, P; Helayel-Neto, J. A note on nonlinear electrodynamics. *Euro Physics Letters*, 119, 5. (2017).
- [88] Ashmore, L; A relationship between Dispersion Measure and Redshift Derived in terms of New Tired Light. *Journal of High Energy Physics, Gravitation and Cosmology*, 2, 512. (2016).
- [89] Caccavano, A; Leung, P. Atomic Spectroscopy and the photon mass: Effects on the 21cm Radiaton. *Physics Letters A*, 377, 39. (2013).
- [90] dos Santos Filho, L. Re-assessing the Yang-Mills-Shaw Path to Gauge Theories. XXXVI Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos. Caxambu - Minas Gerais. 2015.