Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

Contribuições Térmicas para a Radiação de Spin-Flip e Depolarização de Elétrons

Antonio Candido de Camargo Guimarães

Dissertação de Mestrado
apresentada ao Instituto de Física Teórica
da UNESP.

Orientador: Prof. Dr. George E. A. Matsas

São Paulo
1997

“(...)

Vejo e já vi coisas piores: e tão espantosas, que delas preferiria não falar, e outras não posso guardá-las em silêncio: vi homens que carecem de tudo, conquanto tenham qualquer coisa em excesso; homens que são unicamente um grande olho, ou uma grande boca, ou um grande ventre ou qualquer outra coisa grande. - A esses chamo eu aleijados às avessas.

Quando, ao sair da minha solidão, atravessava pela primeira vez esta ponte, não acreditei nos meus olhos, olhei para todos os lados e acabei por dizer:

- Mas é uma orelha! uma orelha do tamanho de um homem! - E ao olhar mais de perto, vi que, por trás da orelha, movia-se o que quer que fosse tão pequeno, mesquinho e débil que causava dó. E efetivamente: a monstruosa orelha estava pousada num tênue e curto caniço e esse caniço era um homem! - Com o auxíilio de uma lente ainda se podia reconhecer um rostinho invejoso, e também uma alma vã que se agitava no remate do caniço. O povo, contudo, dizia-me que a orelha grande era, não só um homem, mas um grande homem, um gênio. Eu porém, nunca acreditei no que o povo diz quando fala de grandes homens, e persisti em acreditar que era um aleijado às avessas, com pouquíssimo de tudo e uma só coisa em demasia. (...)”

“Foi também no meu caminho que apanhei a palavra ‘Super-homem’, e esta doutrina: o homem é algo que deve ser superado.

O homem há de ser uma ponte, e não um fim (...)”

“Assim Falava Zaratustra”
Friedrich Nietzche

Agradecimentos

Agradeço a meu orientador, à minha mãe, irmã, à Tati,
aos amigos do IFT, ao Prof. Barber pelos comentários ao nosso trabalho,
e ao contribuinte paulista que exige nota fiscal.

Suporte

FAPESP - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo
Instituto de Física Teórica - UNESP

Contribuições Térmicas para a Radiação de Spin-Flip e Depolarização de Elétrons

Resumo

Analisamos a contribuição do banho térmico de fundo sobre a radiação síncrotron de spin-flip e depolarização de elétrons em anéis de armazenagem. Obtemos que em alguns casos esta contribuição pode ser relevante para a radiação de spin-flip; mas obtemos que a emissão total de radiação e a polarização do feixe são pouco afetadas pelo banho térmico de fundo nas condições normais de operação de anéis de armazenagem. Também discutimos e desenvolvemos alguns novos aspectos da existente proposta de associar a depolarização de elétrons com o efeito Unruh.

Thermal Contributions to Spin-Flip Radiation and Electron Depolarization

Abstract

We analise the contribution of the background thermal bath on spin-flip synchrotron radiation and electron depolarization in storage rings. We obtain that in some circumstances this contribution can be relevant to spin-flip radiation; but we obtain that the total radiation emission and the beam polarization are little affected by the background thermal bath at the usual operating conditions of storage rings. We also discuss and develop some new features of the current proposal that associate the electron depolarization with the Unruh effect.

Índice

1

Apresentação

A motivação inicial deste trabalho foi dar continuidade a um que analisava a contribuição do banho térmico de fundo sobre a depolarização de detetores de Unruh vistos como elétrons simplificados. Entretanto, diante da limitação da capacidade de simulação de elétrons reais por detetores, desenvolvemos no Cap. 5 cálculos que consideram a influência do banho térmico de fundo na depolarização de autênticos férmions de spin 1/2 e na associada radiação de spin-flip.

O Cap. 2 apresenta o básico da teoria de radiação de spin-flip e polarização transversa de elétrons em anéis de armazenagem que necessitaremos para o desenvolvimento dos nossos cálculos e discussões.

Os Caps. 3 e 4 contém o que foi a motivação mais primordial para o desenvolvimento do trabalho: a possibilidade da depolarização de elétrons circularmente acelerados poder ser interpretada no referencial do elétron como sendo devida à existência de um banho de fótons associada à aceleração a que aqueles estão submetidos. Trata-se de uma possível manifestação de um efeito predito pela teoria quântica de campos em espaços-tempos curvos, o efeito Unruh.

No Cap. 6 discutimos os vários resultados apresentados em todo o trabalho, tentamos desenvolver uma análise sobre a possibilidade de conciliação destes resultados e pomos à luz perspectivas de continuidade dos assuntos aqui tratados.

Obs:
Usamos, exceto manifestadamente apontado o contrário, $\hbar = c = k_B = 1$ em toda a parte.

2

Radiação de Spin-Flip e Polarização

Spin-Flip Radiation and Polarization

In this chapter we review some classical results concerning the spin-flip synchrotron radiation and the transverse polarization of electrons in storage rings through a semiclassical approach. Main reference [1].

2.1 Elétrons em Aceleradores Circulares

O fenômeno da emissão de radiação por uma carga acelerada é bastante antigo, conhecido e explorado. Já a obtenção gradual de polarização do spin de elétrons e pósitrons em aceleradores circulares, via emissão de radiação síncroton de spin-flip, remonta (em sua predição teórica) à 1961 quando o mecanismo de polarização foi sugerido por Ternov, Loskutov e Korovina [2].

O conhecido efeito Sokolov-Ternov [3] foi originalmente obtido a partir de soluções da equação de Dirac para dois estados caracterizando a orientação do spin, e prevê que elétrons e pósitrons movendo-se em um campo magnético podem se tornar polarizados como resultado de radiação [4]. A polarização surge porquê a probabilidade de transição radiativa com spin-flip depende da orientação inicial do spin. Uma fórmula detalhada para a polarização de equilíbrio foi obtida mais tarde por Derbenev e Kondratenko [5].

Os trabalhos originais nesta área são de difícil acompanhamento e compreensão. Muito mais felizes são alguns autores de trabalhos mais recentes que recuperam de maneira bastante inteligível os mesmos resultados clássicos e acrescentam algo mais; são eles: Jackson [1], no qual está fundamentalmente inspirado este capítulo, e Mane [6].

Um feixe de elétrons (ou pósitrons), inicialmente depolarizado, ao ser acelerado circularmente por um campo magnético uniforme, como ocorre num acelerador circular ideal, é gradualmente polarizado via emissão de radiação síncrotron de spin-flip. Para um feixe de energia $E = \gamma mc^2$ em movimento uniforme num círculo de raio ρ, esta polarização é

$$P(t) = P_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}}\right), \tag{2.1}$$

onde

$$P_0 = \frac{8}{5\sqrt{3}} = 0,9238 \tag{2.2}$$

e

$$\tau_0 = \left[\frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \gamma^5}{m^2 \rho^3}\right]^{-1} \tag{2.3}$$

são respectivamente a polarização máxima e o tempo característico, sendo que m e e são a massa e carga do elétron, e $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ é o fator relativístico.

Este mecanismo de construção de feixes polarizados é extremamente importante por várias razões [7]:

1) É o único meio disponível de se obter feixes polarizados já de altas energias;

2) O processo de polarização não altera as propriedades do feixe (intensidade, espalhamento nos parâmetros, etc);

3) Elétrons e pósitrons podem ser polarizados a qualquer energia, o que elimina o problema de acelerar partículas polarizadas.

A utilização de feixes polarizados também tem aberto possibilidades de investigação bastante amplas: desde o estudo de interações eletromagnéticas a altas energias, testes finos do Modelo Padrão, até experiências em supersimetria [8], entre outros [9].

Experimentos visando a obtenção e medição de feixes polarizados tem sido realizados em diversos aceleradores desde a década de 70 [7]. E diversos grupos tem trabalhado com este propósito no LEP [9], SPEAR [10] e HERA [11] [12].

2.2 Teoria Semiclássica da Radiação para o Spin

Sistema Não Relativístico

Uma partícula de momento magnético

$$\vec{\mu}_0 = \frac{eg}{2m}\mathbf{s} \tag{2.4}$$

(g é o fator giromagnético e $\mathbf{s}$ é o operador de spin) em repouso e submetida a um campo magnético $\mathbf{B}$ tem associada uma Hamiltoniana de interação

$$H_{int} = -\vec{\mu}_0 \cdot \mathbf{B} = -\frac{ge}{2m}\mathbf{s} \cdot \mathbf{B}. \tag{2.5}$$

A correspondente equação de movimento de Heisemberg para o spin é então

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = i\left[H_{int}, \mathbf{s}\right] = \frac{ge}{2m}\mathbf{s} \times \mathbf{B}. \tag{2.6}$$

Sistema Relativístico

A equação de movimento relativístico para um spin é dada pela equação de Thomas:

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \frac{e}{m}\mathbf{s} \times \left[\left(a_g + \frac{1}{\gamma}\right)\mathbf{B} - \frac{a_g\gamma}{\gamma+1}\vec{\beta}\left(\vec{\beta} \cdot \mathbf{B}\right) - \left(a_g + \frac{1}{\gamma+1}\right)\vec{\beta} \times \mathbf{E}\right], \tag{2.7}$$

sendo que

$$a_g \equiv \frac{g-2}{2} \tag{2.8}$$

é a anomalia do momento magnético.

A partir da equação (2.7) e com a equação de movimento de Heisemberg para o spin [primeira igualdade da (2.6)], extrai-se como Hamiltoniana efetiva

$$H_{int}^{eff} = -\frac{e}{m}\mathbf{s}\cdot\left[\left(a_g + \frac{1}{\gamma}\right)\mathbf{B} - \frac{a_g\gamma}{\gamma+1}\vec{\beta}\left(\vec{\beta}\cdot\mathbf{B}\right) - \left(a_g + \frac{1}{\gamma+1}\right)\vec{\beta}\times\mathbf{E}\right]. \tag{2.9}$$

Escrevendo o campo magnético no referencial de repouso do elétron

$$\mathbf{B}' = \gamma\left(\mathbf{B} - \vec{\beta}\times\mathbf{E}\right) - \frac{\gamma^2}{\gamma+1}\left(\vec{\beta}\cdot\mathbf{B}\right)\vec{\beta} \tag{2.10}$$

e definindo-se o vetor de velocidade da precessão angular de Thomas como

$$\vec{\omega}_T \equiv \frac{\gamma^2}{\gamma+1}\left(\dot{\vec{\beta}}\times\vec{\beta}\right) = \frac{e}{m}\frac{\gamma}{\gamma+1}\left[\beta^2\mathbf{B} - \left(\vec{\beta}\cdot\mathbf{B}\right)\vec{\beta} - \vec{\beta}\times\mathbf{E}\right], \tag{2.11}$$

a Hamiltoniana efetiva pode ser expressa em termos de $\mathbf{B}'$ e $\vec{\omega}_T$:

$$H_{int}^{eff} = -\frac{1}{\gamma}\vec{\mu}_0\cdot\mathbf{B}' + \vec{\omega}_T\cdot\mathbf{s}. \tag{2.12}$$

O primeiro termo desta Hamiltoniana corresponde ao acoplamento entre o momento magnético e o campo no referencial do elétron. O segundo termo é a contribuição da precessão relativística de Thomas dos eixos num referencial inercial comóvel com o elétron.

Simplificações

Como estamos interessados em elétrons (ou pósitrons) em um acelerador circular ideal vamos assumir: $\mathbf{E} = 0$ e um campo magnético estático, uniforme e perpendicular à trajetória da partícula. Isto simplifica substancialmente as expressões envolvidas. Assim a Eq. (2.7) fica

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \frac{e}{m}\left(a_g + \frac{1}{\gamma}\right)\mathbf{s}\times\mathbf{B} = \mathbf{s}\times\left(1+\gamma a_g\right)\vec{\omega}_0, \tag{2.13}$$

que descreve a precessão do spin em torno da direção do campo $\mathbf{B}$ com velocidade angular $(1+\gamma a_g)\,\vec{\omega}_0$ no referencial do laboratório. Note que para $a_g = 0$ a freqüência de precessão do spin é igual à freqüência orbital

$$\vec{\omega}_0 \equiv \frac{e\mathbf{B}}{m\gamma}. \tag{2.14}$$

A Hamiltoniana efetiva (2.9) é reduzida à

$$H_{int}^{eff} = -\frac{e}{m}\left(a_g + \frac{1}{\gamma}\right)\mathbf{s}\cdot\mathbf{B}. \tag{2.15}$$

Vamos também, por hora, desconsiderar a anomalia do momento magnético do elétron, já que seu valor é bastante pequeno [$a_g = (115.965, 77 \pm 0, 35)\cdot 10^{-8}$ [13]]. Isto também simplificará imensamente as expressões que seguirão.

Fórmula de Radiação

A descrição semiclássica da radiação de spin é obtida usando-se em (2.9) a expansão dos campos elétrico e magnético do fóton emitido (campos de radiação) em ondas planas:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r},t) &= -i\sqrt{2\pi\omega}\ \overrightarrow{\epsilon}^{*}\ e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+i\omega t} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r},t) &= -i\sqrt{2\pi\omega}\left(\mathbf{n}\times\ \overrightarrow{\epsilon}^{*}\right)e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+i\omega t}, \end{aligned} \tag{2.16}$$

onde $\mathbf{n} = \mathbf{k}/\left|\mathbf{k}\right|$, $\omega = \left|\mathbf{k}\right|$ e $\overrightarrow{\epsilon}$ é a polaridade do fóton emitido.

Obtemos assim

$$H_{int}^{eff} = i\frac{e}{m}\sqrt{2\pi\omega}\mathbf{s}\cdot\mathbf{V}\exp\left(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+i\omega t\right), \tag{2.17}$$

na qual

$$\mathbf{V} \equiv \frac{1}{\gamma}\left(\mathbf{n}\times\ \overrightarrow{\epsilon}^{*}\right) - \frac{1}{\gamma+1}\overrightarrow{\beta}\times\ \overrightarrow{\epsilon}^{*}\ . \tag{2.18}$$

A probabilidade de emissão de um fóton em d^3k é dada por

$$dp\left(t\right) = \left|\int_{-\infty}^{t}\left\langle f\left|H_{int}\left(t'\right)\right|i\right\rangle dt'\right|^{2}\frac{d^3k}{\left(2\pi\right)^3}, \tag{2.19}$$

onde $|i\rangle$ e $|f\rangle$ são respectivamente os estados de spin inicial e final no sistema de repouso do elétron.

A intensidade diferencial de energia radiada com polarização $\overrightarrow{\epsilon}$ por ângulo sólido e por freqüência é dada por

$$\frac{d^2I}{d\Omega d\omega} = \omega\frac{dp\left(\infty\right)}{d\Omega d\omega} = \left(\frac{e}{m}\right)^2\left|\int_{-\infty}^{\infty}\left\langle f\left|\mathbf{s}\right|i\right\rangle\cdot\mathbf{V}\exp\left(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+i\omega t\right)dt'\right|^{2}\frac{\omega^4}{\left(2\pi\right)^2}. \tag{2.20}$$

Definindo

$$\frac{1}{2}\mathcal{M} \equiv \int\exp\left[i\omega t - i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}\left(t\right)\right]\mathbf{V}\left(t\right)\cdot\left\langle f\left|\mathbf{s}\left(t\right)\right|i\right\rangle dt, \tag{2.21}$$

o número de fótons emitidos por ângulo sólido e freqüência é obtido dividindo-se a Eq. (2.20) por ω,

$$\frac{d^2N}{d\Omega d\omega} = \left(\frac{e\omega^{3/2}}{4\pi m}\right)^2 |\mathcal{M}|^2 . \tag{2.22}$$

A taxa de transição segue multiplicando-se a expressão acima por $\omega_0/2\pi$, onde $\omega_0 = \beta/\rho$ é a freqüência orbital,

$$\frac{d^2\mathcal{P}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\omega^3\omega_0}{32\pi^3 m^2} |\mathcal{M}|^2 . \tag{2.23}$$

Devemos agora achar $\mathbf{s}(t)$ para posteriormente calcularmos $\langle f |\mathbf{s}| i\rangle$. Em termos dos operadores de spin em algum tempo inicial, a solução da Eq. (2.13) pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} s_x(t) &= s_+(t_0)\, e^{i\omega_0(t-t_0)} + s_-(t_0)\, e^{-i\omega_0(t-t_0)} \\ s_y(t) &= \frac{1}{i}\left[s_+(t_0)\, e^{i\omega_0(t-t_0)} - s_-(t_0)\, e^{-i\omega_0(t-t_0)}\right] \\ s_z(t) &= s_z(t_0) \end{aligned} \tag{2.24}$$

onde os operadores constante de spin são

$$\begin{aligned} s_\pm(t_0) &= \frac{1}{4}(\sigma_x \pm i\sigma_y) \\ s_z(t) &= \frac{1}{2}\sigma_z \end{aligned} \tag{2.25}$$

e σ_i são as matrizes de Pauli.

Tomando o vetor unitário $\overrightarrow{\xi}$, descrito pelas coordenadas esféricas (θ_0, ϕ_0) com relação ao eixo z, como a direção inicial do spin, a transição radiativa troca $\overrightarrow{\xi}$ por $-\overrightarrow{\xi}$. Portanto os estados do spin do elétron podem ser obtidos pela rotação dos estados de spin da direção z para a direção $\overrightarrow{\xi}$ através de um operador $R(\phi_0, \theta_0, 0)$ de rotação:

$$|i\rangle = R\,|+\rangle = R\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad |f\rangle = R\,|-\rangle = R\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \tag{2.26}$$

Portanto:

$$\begin{aligned} \langle f |s_+(t_0)| i\rangle &= -\tfrac{1}{4}e^{i\phi_0}(1-\cos\theta_0) \\ \langle f |s_-(t_0)| i\rangle &= \tfrac{1}{4}e^{-i\phi_0}(1+\cos\theta_0) \\ \langle f |s_z(t_0)| i\rangle &= -\tfrac{1}{2}\sin\theta_0. \end{aligned} \tag{2.27}$$

Com este resultado aplicado em (2.24), juntamente com a definição de $\mathcal{M}$ em (2.21), esta é reescrita como:

$$\mathcal{M} = -\sin\theta_0 U_1 - \frac{1}{2}\left(1-\cos\theta_0\right) e^{i(\phi_0-\omega_0 t_0)} U_2 + \frac{1}{2} e^{-i(\phi_0-\omega_0 t_0)} \left(1+\cos\theta_0\right) U_3, \tag{2.28}$$

onde

$$U_1 \equiv \int V_z\left(t\right) e^{i[\omega t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r(t)}]} dt$$

$$U_2 \equiv \int \left[V_x\left(t\right) - iV_y\left(t\right)\right] e^{i[(\omega+\omega_0)t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r(t)}]} dt$$

$$U_3 \equiv \int \left[V_x\left(t\right) + iV_y\left(t\right)\right] e^{i[(\omega-\omega_0)t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r(t)}]} dt.$$

No cálculo do módulo quadrado de (2.28) somente os módulos quadrados dos três termos separados sobrevive, pois para a condição física de tempos iniciais quaisquer a média dos termos de interferência (que envolvem termos senoidais em $\omega_0 t_0$ e $2\omega_0 t_0$) vai a zero. Assim

$$\left|\mathcal{M}\right|^2 = \sin^2\theta_0 \left|U_1\right|^2 + \frac{1}{4}\left(1-\cos\theta_0\right)^2 \left|U_2\right|^2 + \frac{1}{4}\left(1+\cos\theta_0\right)^2 \left|U_3\right|^2, \tag{2.29}$$

onde U_i é calculado para $\gamma \gg 1$ com $\mathbf{V}(t)$ como definido em (2.18), e $\vec{\beta}(t)$ e $\mathbf{r}(t)$ são encontrados na aproximação $\omega_0 \left|t\right| = \mathcal{O}(\gamma^{-1})$ das equações de órbita:

$$\begin{aligned} x &= \rho \sin\omega_0 t \\ y &= \rho\left(1-\cos\omega_0 t\right) \\ z &= 0\ . \end{aligned} \tag{2.30}$$

Probabilidade Diferencial de Transição

A toda transição do spin está associada a emissão de um fóton $\mathbf{k}$, descrito - em um sistema inercial em repouso com relação ao laboratório e com origem na posição da partícula no instante da emissão - por coordenadas esféricas (θ, ϕ) definidas da seguinte maneira: θ é o ângulo entre a velocidade $\vec{\beta}$ da partícula e o momento $\mathbf{k}$ do fóton, e ϕ é o ângulo entre a projeção de $\mathbf{k}$ no plano ortogonal a $\vec{\beta}$ e a aceleração $\dot{\vec{\beta}}$.

Definindo novas variáveis,

$$
\begin{aligned}
t &= \gamma\theta \sin\phi \\
\nu &= \frac{2\omega}{3\gamma^3\omega_0} \\
\eta &= \frac{\nu}{2}\left(1+t^2\right)^{3/2}, \qquad (2.31)
\end{aligned}
$$

a probabilidade diferencial de transição (2.23) somada sobre todas as polarizações dos fótons é escrita como:

$$
\frac{d^2\mathcal{P}}{d\Omega d\omega} = \frac{3\sqrt{3}}{40\pi^3}\frac{\nu^3\left(1+t^2\right)}{\tau_0\gamma^2\omega_0}\left[\sin^2\theta_0 J_0 + \frac{1}{2}\left(1+\cos^2\theta_0\right)J_1 + 2\cos\theta_0 J_2\right], \qquad (2.32)
$$

onde

$$
\begin{aligned}
J_0 &= K_{1/3}^2(\eta) \\
J_1 &= \left(1+t^2\right)\left[K_{1/3}^2(\eta) + K_{2/3}^2(\eta)\right] \\
J_2 &= \sqrt{1+t^2}K_{1/3}(\eta)K_{2/3}(\eta),
\end{aligned}
$$

lembrando que τ_0 foi definido em (2.3), $K_{1/3}$ e $K_{2/3}$ são funções de Bessel modificadas, e θ_0 é o ângulo entre o campo magnético e o spin antes de uma transição. Depois da transição o ângulo entre o spin e o campo magnético vai para $\pi-\theta_0$. Para o elétron a desexcitação é caracterizada por $0 \leq \theta_0 < \pi/2$, enquanto que a excitação por $\pi/2 < \theta_0 \leq \pi$.

2.3 Distribuição Angular dos Fótons

Fazendo uso da fórmula de integração 6.576.4 p.693 de Gradshteyn e Ryzhik [14] podemos calcular a partir de (2.32) a distribuição angular dos fótons:

$$
\begin{aligned}
\frac{d\mathcal{P}}{d\Omega} &= \frac{16\gamma}{45\pi^2\tau_0}\left(1+t^2\right)^{-5}\times \qquad (2.33) \\
&\left[\sin^2\theta_0 + \frac{9}{8}\left(1+\cos^2\theta_0\right)\left(1+t^2\right) + \frac{105\sqrt{3}\pi}{256}\sqrt{1+t^2}\cos\theta_0\right],
\end{aligned}
$$

que pode ser vista na Fig. 2.1.

A distribuição angular da potência irradiada é obtida multiplicando-se a Eq. (2.32) por ω e integrando sobre as freqüências:

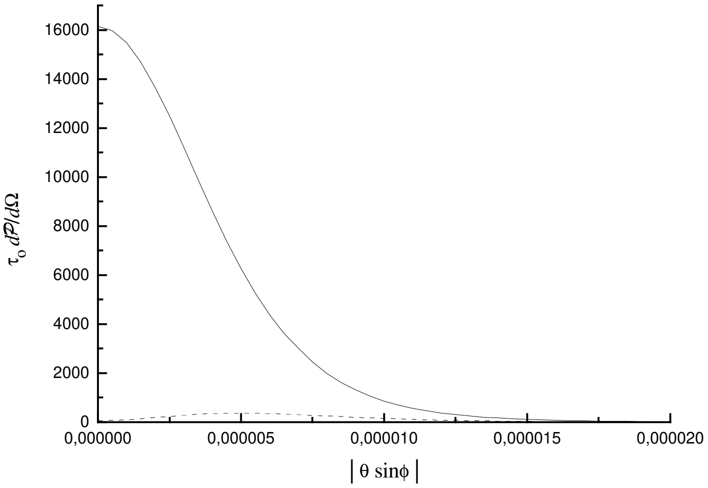

Figura 2.1: Distribuição angular dos fótons emitidos. A linha cheia representa os fótons emitidos na desexcitação, $d\mathcal{P}(\theta_0 = 0)/d\Omega$, e a linha tracejada representa os emitidos com a excitação do spin, $d\mathcal{P}(\theta_0 = \pi)/d\Omega$. Usamos aqui $\gamma = \omega_0 = 10^5$.

$$\begin{aligned}\frac{d\mathcal{W}}{d\Omega} &= \frac{77\sqrt{3}}{256\pi}\frac{\gamma^4\omega_0}{(1+t^2)^{13/2}\tau_0} \times \qquad (2.34)\\ &\left\{\sin^2\theta_0 + \frac{12}{11}\frac{(1+\cos^2\theta_0)}{(1+t^2)^{-1}} + \frac{8192\sqrt{3}}{2079\pi}\sqrt{1+t^2}\cos\theta_0\right\}.\end{aligned}$$

2.4 Distribuição nas Freqüências

O espectro de freqüências é obtido integrando-se (2.32) nos ângulos com a aproximação [1] $d\Omega = 2\pi\gamma^{-1}dt$. Assim

$$\begin{aligned}\frac{d\mathcal{P}}{d\omega} &= \frac{3}{10\pi}\frac{\nu^2}{\gamma^3\omega_0\tau_0}\left[\sin^2\theta_0\int_\nu^\infty K_{1/3}(s)ds + (1+\cos^2\theta_0)K_{2/3}(\nu)\right.\\ &\left. + 2\cos\theta_0 K_{1/3}(\nu)\right], \qquad (2.35)\end{aligned}$$

que pode ser vista na Fig. 2.2.

A distribuição da potência radiada por freqüência é trivialmente obtida de (2.35) multiplicando-a por ω,

$$\begin{aligned}\frac{d\mathcal{W}}{d\omega} &= \frac{3}{10\pi}\frac{\nu^2\omega}{\gamma^3\omega_0\tau_0}\left[\sin^2\theta_0\int_\nu^\infty K_{1/3}(s)ds + (1+\cos^2\theta_0)K_{2/3}(\nu)\right.\\ &\left. + 2\cos\theta_0 K_{1/3}(\nu)\right] . \qquad (2.36)\end{aligned}$$

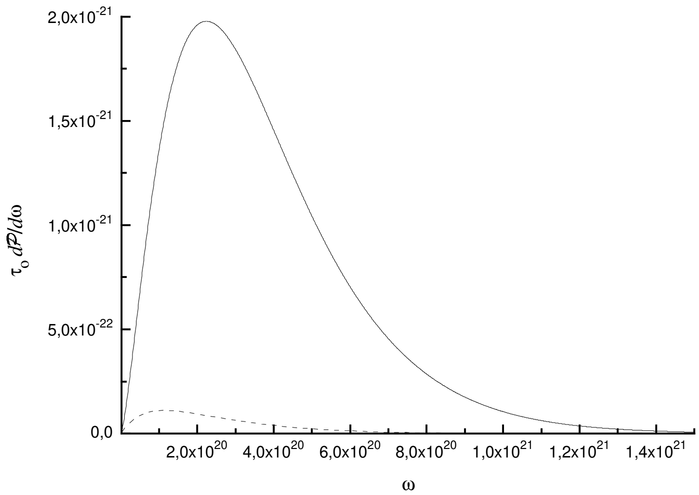

Figura 2.2: Espectro de freqüência dos fótons emitidos. A linha cheia representa os fótons emitidos na desexcitação, $d\mathcal{P}(\theta_0 = 0)/d\omega$, e a linha tracejada representa os emitidos na excitação do spin, $d\mathcal{P}(\theta_0 = \pi)/d\omega$. Usamos aqui $\gamma = \omega_0 = 10^5$.

2.5 Taxa de Transição e Potência Radiada Totais

Integrando a expressão (2.33) nos ângulos com $d\Omega = 2\pi\gamma^{-1}dt$ obtemos a taxa total de transição

$$\mathcal{P} = \frac{1}{2\tau_0}\left(1 - \frac{1}{9}\sin^2\theta_0 + \frac{8}{5\sqrt{3}}\cos\theta_0\right). \tag{2.37}$$

Similarmente a potência total de spin-flip radiada é então

$$\mathcal{W} = \frac{16}{5\sqrt{3}}\frac{\gamma^3\omega_0}{\tau_0}\left(1 - \frac{1}{12}\sin^2\theta_0 + \frac{35\sqrt{3}}{64}\cos\theta_0\right). \tag{2.38}$$

2.6 Polarização

A partir de (2.37) podemos calcular a quantidade (polarização)

$$P = \frac{\mathcal{P}\left(\theta_0 = 0\right) - \mathcal{P}\left(\theta_0 = \pi\right)}{\mathcal{P}\left(\theta_0 = 0\right) + \mathcal{P}\left(\theta_0 = \pi\right)} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \simeq 92,4\,\%. \tag{2.39}$$

Vemos que obtemos exatamente o valor de P_0 da Eq. (2.2), isto é, a polarização máxima, que ocorre quando as direções iniciais do spin dos elétrons são paralelas ao campo magnético.

Caso não tivéssemos considerado a anomalia magnética do elétron nula obteríamos

$$P = F_2\left(a_g\right)\left[F_1\left(a_g\right) e^{-\sqrt{12}\left|a_g\right|} + \frac{a_g}{\left|a_g\right|} F_2\left(a_g\right)\right]^{-1}, \tag{2.40}$$

onde

$$\begin{aligned} F_1\left(a_g\right) &= \left(1 + \frac{41}{45} a_g - \frac{23}{18} a_g^2 - \frac{8}{15} a_g^3 + \frac{14}{15} a_g^4\right) \\ &\quad - \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{a_g}{\left|a_g\right|}\left(1 + \frac{11}{12} a_g - \frac{17}{12} a_g^2 - \frac{13}{24} a_g^3 + a_g^4\right) \end{aligned}$$

$$F_2\left(a_g\right) = \frac{8}{5\sqrt{3}}\left(1 + \frac{14}{3} a_g + 8 a_g^2 + \frac{23}{3} a_g^3 + \frac{10}{3} a_g^4 + \frac{2}{3} a_g^5\right).$$

3

O Efeito Unruh

The Unruh Effect

In this chapter we allude to some characteristic subjects of the quantum field theory in curved space-time: the Hawking effect, the problems concerning the concepts of particle and vacuum, the Davies effect, and the Unruh effect. We also introduce the "physics of detectors", a very useful theoretical instrument to our future purposes. Main references [15] and [16].

3.1 Prelúdio Histórico

Em dois frutíferos artigos [17, 18] Hawking levanta a possibilidade de buracos negros emitirem radiação com espectro térmico devido a efeitos quânticos. Neste artigos, a partir de uma abordagem quântica sobre a formação e evolução de buracos negros (que segundo Birrel e Davies [16] se tornou um impulso no desenvolvimento da teoria quântica de campos em espaços curvos) Hawking obtém importantes resultados:

-buracos negros criam e emitem partículas num espectro térmico de temperatura $\hbar\kappa/2\pi k_B \approx 10^{-6}(M_{sol}/M_{b.negro})$K onde κ é a gravidade superficial do buraco negro.

-essa emissão térmica acarreta numa perda de massa para os buracos negros. Para buracos negros de massa tal que a radiação emitida é maior que a radiação cósmica de fundo absorvida (equivalente a 3 K) essa perda representaria uma redução de massa e um eventual desaparecimento.

-o colapso gravitacional converte bárions e léptons em entropia. Com este processo e considerando-se a possibilidade da existência de pequenos buracos negros originados de flutuações de densidade no início do universo, Hawking especula que o universo poderia ter se iniciado somente com bárions que poderiam ter sido tragados por esses pequenos buracos negros e que ao evaporarem (extinguirem-se via emissão térmica) devolveriam a energia da massa de repouso desses bárions na forma de radiação, explicando assim, o pequeno número de bárions em relação ao número de fótons no universo atual.

Sob inspiração do trabalho de Hawking, Davies [19] quantiza um sistema constituido de uma região do espaço de Minkowski munida de uma parede refletora (espelho) não acelerada descrita por um sistema de coordenadas acelerado; e aplicando as mesmas técnicas utilizadas por Hawking na demonstração da criação de partículas sem massa por buracos negros, obtém que para um observador acelerado com aceleração a o espelho parece radiar a uma temperatura constante $\hbar a/2\pi k_B c$ K em total similaridade com o resultado de Hawking para buracos negros. Esta aparente produção de partículas apresenta um paradoxal aspecto já que não há uma fonte de energia evidente para essa produção e que se o mesmo sistema for quantizado em coordenadas de Minkowski tal emissão de radiação não ocorrerá, o que para Davies põe em evidência que o conceito de partícula não é bem definido e é observador dependente.

Num passo seguinte, Unruh, dentro de uma análise do processo de evaporação de buracos negros, discute, entre outros, o problema de detecção de partículas por modelos de detetores, o que acabou lhe valendo a identificação de seu nome ao efeito por ele descrito em [15].

O primeiro tipo de detetor examinado por Unruh (modelo semiclássico) constitui-se de uma partícula de Schrödinger em uma caixa no seu estado fundamental. O detetor é dito ter detectado um quanta de um campo escalar sem massa se a partícula da caixa é encontrada em algum tempo em outro estado que não o estado fundamental. A probabilidade de transição do detetor do estado Ψ_0 para um estado excitado Ψ_j por unidade de tempo próprio, quando o detetor é acelerado uniformemente, é exatamente o mesmo resultado obtido para um detetor imerso num banho térmico de fótons escalares de temperatura $\hbar a/2\pi k_B c$ K.

Unruh atribui o resultado ao fato de o detetor medir freqüências com respeito a seu tempo próprio, reagindo a estados que tem freqüência positiva com respeito a esse tempo. Em decorrência, em espaços planos qualquer detetor geodésico concorda com todos os outros. Entretanto em espaços curvos há a possibilidade de dois detetores geodésicos igualmente válidos discordarem quanto ao conteúdo de partículas existente, o que torna difícil a generalização do conceito de vácuo e partícula nestes espaços.

Outra conclusão obtida é que o que esse mesmo detetor acelerado em um espaço plano considera uma detecção (e por conseqüência uma absorção) de um quanta, o observador em Minkowski vê como a emissão de um quanta pelo detetor. Sendo que a energia para essa emissão vem do campo externo que acelera o detetor.

Outro modelo de detetor (este totalmente relativístico) imaginado por Unruh consiste de um campo escalar Ψ com massa μ acoplado pelo campo Φ a um estado excitado descrito por um campo escalar φ com massa $M > \mu$. Estes campos obedecem equações de movimento derivadas de uma ação da forma:

$$\int d^4x\sqrt{-g}\left[\Psi^*_{,\nu}\Psi^{,\nu} - \mu^2\Psi^*\Psi + \varphi^*_{,\nu}\varphi^{,\nu} - M^2\varphi^*\varphi + \Phi_{,\nu}\Phi^{,\nu} + \varepsilon(\Psi^*\varphi + \varphi^*\Psi)\Phi\right].$$

Note que na ausência do acoplamento com o campo Φ ($\varepsilon = 0$) uma partícula Ψ nunca se tornará uma partícula φ espontaneamente. Desta ação também se extrai que ao acelerar o campo detetor Ψ (por exemplo por um campo eletromagnético externo) pode-se obter uma transição para um estado φ, mesmo quando o campo Φ está inicialmente no estado de vácuo; e esta transição pode ser vista como a detecção de um quantum.

Assim, com essa abordagem, Unruh obtém que a taxa de transição para um detetor estacionado próximo ao horizonte de um buraco negro pode ser calculada de forma similar a de um detetor estático em coordenadas de Rindler, obtendo-se a mesma taxa de transição de um detetor imerso num banho térmico de fótons escalares de temperatura $\hbar a/2\pi k_B c$ K em espaço plano.

Uma realização física dos detetores imaginados por Unruh foi proposta por Bell e Leinaas [20], que viram num elétron em um campo magnético um sistema robusto capaz de ser submetido as altas acelerações necessárias para que o banho térmico sentido por um detetor acelerado pudesse ser significativo. Esclarecendo: para que tal banho térmico tivesse uma temperatura da ordem de 1 K a aceleração correspondente deveria ser

$$a = \frac{2\pi c k_B}{\hbar}\cdot 1 = 2,4\cdot 10^{20} m/s^2$$

Valor que só poderia ser suportado sem destruição por uma partícula sem muita estrutura interna, como o elétron, que ainda possui a vantagem de ter uma pequena massa facilmente acelerável.

Em aceleradores lineares as acelerações máximas atingidas não são grandes o suficiente, o que implica para o detetor acelerado uma temperatura pequena e um tempo para chegar ao equilíbrio muito superior à idade do universo. Ou seja, elétrons em aceleradores lineares não se constituem bons detetores em termos práticos. Já em aceleradores circulares pode-se alcançar valores muito mais elevados de aceleração e os elétrons ficam armazenados rodando no anel (no LEP: $a = 2,9 \cdot 10^{23} m/s^2$, correspondendo a $T \approx 1200\text{K}$).

Devido ao acoplamento do spin do elétron com o campo magnético que é perpendicular à trajetória circular realizada pelos elétrons nos aceleradores circulares, deveria haver a princípio uma polarização total do feixe de elétrons (este seria o estado de mínima energia), o que não ocorre. Bell e Leinaas sugerem que a depolarização residual poderia ser explicada, no referencial próprio do elétron, pelo efeito térmico resultante da aceleração, funcionando o elétron como um termômetro. Esta proposta será examinada com maior detalhe no próximo capítulo.

Outras propostas de busca de manifestações do efeito Unruh [21] envolvem desde efeitos em física de altas energias [22], física de hádrons [23], um experimento especialmente desenhado [24], até física de matéria condensada (sonoluminescência) [25, 26].

3.2 Detetores de Unruh

Um dos modelos de detetores proposto por Unruh [15] consiste de um sistema puntual de dois níveis. Este pode ser representado por um monopolo acoplando-o a um campo escalar não massivo através da ação de interação [16]:

$$S_I = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \widehat{m}(\tau) c(\tau) \phi[x^\mu(\tau)], \tag{3.1}$$

onde $x^\mu(\tau)$ é a linha de mundo do detetor (τ é seu tempo próprio) e $c(\tau) = c_0$ é a constante de acoplamento do detetor. Na representação de Heisenberg a evolução temporal do operador monopolo é dada por

$$\widehat{m}(\tau) = e^{i\widehat{H}_0 \tau} \widehat{m}(0) e^{-i\widehat{H}_0 \tau},$$

onde $\widehat{H}_0 \mid E\rangle = E \mid E\rangle$.

A probabilidade de transição do detetor (excitação " + " e desexcitação " - ") será:

$$\mathcal{P}^{\pm} = \int d^3\mathbf{k} \mid \mathcal{A}^{\pm} \mid^2, \tag{3.2}$$

onde

$$\mathcal{A}^{+} = \langle 1_{\mathbf{k}} \mid \otimes \langle E \mid S_I \mid E_0\rangle \otimes \mid 0_{\mathbf{M}}\rangle$$

e

$$\mathcal{A}^{-} = \langle 1_{\mathbf{k}} \mid \otimes \langle E_0 \mid S_I \mid E\rangle \otimes \mid 0_{\mathbf{M}}\rangle$$

($\mid 1_{\mathbf{k}}\rangle$ representa um estado de um fóton de momento $\mathbf{k}$ e $\mid 0_{\mathbf{M}}\rangle$ representa o vácuo de Minkowsk). Assim:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}^{\pm} &= \int d^3\mathbf{k} \mid \langle E \mid \widehat{m}(0) \mid E_0\rangle \mid^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau' e^{\mp i\Delta E\Delta\tau} \\ &\quad \times \langle 0 \mid \phi[x^{\mu}(\tau')] \mid 1_{\mathbf{k}} \rangle\langle 1_{\mathbf{k}} \mid \phi[x^{\mu}(\tau)] \mid 0\rangle, \end{aligned} \tag{3.3}$$

com $\Delta E = E - E_0$ e $\Delta\tau = \tau' - \tau$.

Fazendo $\mid \langle E \mid \widehat{m}(0) \mid E_0\rangle \mid^2 = 1$, ou ainda melhor, ser incorporado a c_0^2, e como

$$\int d^3\mathbf{k} \mid 1_{\mathbf{k}} \rangle\langle 1_{\mathbf{k}} \mid = 1,$$

a expressão (3.3) é reescrita como:

$$\mathcal{P}^{\pm} = c_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau' e^{\mp i\Delta E\Delta\tau} G^{+}(x, x'), \tag{3.4}$$

onde a função de Green (função de Wightman)

$$G^{+}(x, x') = \langle 0 \mid \phi(x)\phi(x') \mid 0\rangle \tag{3.5}$$

pode ser calculada a partir da expansão do campo ϕ:

$$\phi = \int \frac{d^3k}{[2\omega(2\pi)^3]^{1/2}} \{a_k e^{-ik_{\mu}x^{\mu}} + a_k^{\dagger} e^{ik_{\mu}x^{\mu}}\}. \tag{3.6}$$

Assim:

$$G^{+}(x, x') = \int \frac{d^3k}{16\pi^3 \mid \mathbf{k} \mid} e^{i|\mathbf{k}|\Delta t} e^{i\mathbf{k}.\Delta\mathbf{x}}. \tag{3.7}$$

Com

$$\int d^3k = 2\pi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int k^2 dk$$

e fazendo a mudança $t' \to t' + i\varepsilon$ temos:

$$G^+(x,x') = -\frac{1}{4\pi^2}\left[(t-t'-i\epsilon)^2 - \mid \mathbf{x}-\mathbf{x}' \mid^2\right]^{-1}. \tag{3.8}$$

Para trajeórias em que a Eq. (3.8) é função somente do intervalo de tempo próprio ($\Delta\tau$), é interessante definir, a partir de (3.4), a probabilidade de transição pelo tempo total de funcionamento:

$$\frac{\mathcal{P}^{\pm}}{T^{total}} = c_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d(\Delta\tau) e^{\mp i\Delta E\Delta\tau} G^+(\Delta\tau). \tag{3.9}$$

Detetores Inerciais

No caso de um detetor inercial ($\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + \mathbf{v}t = \mathbf{x}_0 + \gamma\mathbf{v}\tau$) a Eq. (3.8) se reduz à

$$G^+(\Delta\tau) = -1/4\pi\,(\Delta\tau - i\varepsilon)^2$$

A probabilidade de excitação é calculada realizando a integração de (3.9) no plano complexo. Fechando o contorno por um semicírculo infinito na metade inferior do plano complexo, visto que $\Delta E > 0$, obtemos que o resultado é zero pois o pólo ($\Delta\tau = i\varepsilon$) está na metade superior do plano. Portanto, como gostariamos de obter, um detetor inercial não se excita - **detetores inerciais no vácuo não detectam partículas**.

3.3 Detetores Uniformemente Acelerados

Para um detetor uniformemente acelerado com uma aceleração própria a, a trajetória

$$\begin{aligned} x &= (t^2 + a^{-2})^{1/2} \\ y &= 0 \\ z &= 0 \\ t &= a^{-1}\sinh a\tau, \end{aligned} \tag{3.10}$$

aplicada em (3.8) fornece:

$$G^+(\Delta\tau) = -\left[16\pi^2 \sinh\left(\frac{a\Delta\tau}{2} - i\varepsilon\right)\right]^{-1},$$

que pode ser reeescrita como:

$$G^{+}(\Delta\tau) = -\left(\frac{a}{8\pi}\right)^{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{\frac{a}{2}\left(\Delta\tau - 2i\varepsilon\right) + \pi i k}\right]^{2}. \tag{3.11}$$

A taxa de excitação (3.9) será então:

$$\frac{\mathcal{P}^{+}}{T^{total}} = c_0^2 \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta E}{e^{\frac{2\pi\Delta E}{a}} - 1} \tag{3.12}$$

Esta taxa é a mesma que seria obtida para um detetor inercial, não no vácuo de Minkowski, mas sim em um banho de radiação térmica de temperatura

$$T_U = \frac{a}{2\pi}. \tag{3.13}$$

Basicamente este é o resultado obtido por Unruh [15] e que constituiu o famoso efeito que leva seu nome. E portanto, **detetores acelerados no vácuo detectam partículas**.

4

Elétrons como Termômetros Acelerados

Electrons as Accelerated Thermometers

In this chapter we search for a interpretation to electron depolarization based on a thermal effect due to a kind of Unruh effect ("circular Unruh effect"). Main reference [20].

4.1 A Proposta de Beel e Leinaas

Um elétron em um campo magnético acopla-se com este na forma $\mathbf{s} \cdot \mathbf{B}$, sendo que seu estado de mínima energia ocorre quando seu spin está antiparalelo ao campo. Portanto um elétrom em repouso submetido a um campo magnético constante deveria preferencialmente ficar com seu spin antiparalelo ao campo, necessitando para "flipar" seu spin uma energia ΔE, que poderia ser fornecida por um fóton. Imaginemos agora um grande conjunto de elétrons não interagentes em seu ground-state num campo magnético constante; se eles estiverem no vácuo não haverá fótons que posssam excitá-los, entretanto se eles estiverem em um banho térmico haverá uma certa quantidade de fótons com a energia necessária para a excitação (chamaremos de $\mathcal{P}_{\uparrow}$ a probalbilidade do elétron absorver este fóton e se excitar), o que permitirá a existência de uma população de elétrons de spins paralelos ao campo. Uma vez excitado, o elétron poderá desexcitar-se com uma probabilidade $\mathcal{P}_{\downarrow}$, emitindo um fóton. Assim

$$\frac{dN_\uparrow}{dt} = N_\downarrow \mathcal{P}_\uparrow - N_\uparrow \mathcal{P}_\downarrow$$
$$\frac{dN_\downarrow}{dt} = N_\uparrow \mathcal{P}_\downarrow - N_\downarrow \mathcal{P}_\uparrow \tag{4.1}$$

e no equilíbrio teremos [27]

$$\frac{dN_\uparrow}{dt} = \frac{dN_\downarrow}{dt} = 0, \tag{4.2}$$

$$\frac{N_\uparrow}{N_\downarrow} = \frac{\mathcal{P}_\uparrow}{\mathcal{P}_\downarrow} = e^{-\left(E_\uparrow - E_\downarrow\right)/T} \tag{4.3}$$

A partir da definição de polarização temos:

$$P \ = \ \frac{N_\downarrow - N_\uparrow}{N_\downarrow + N_\uparrow} \ = \ \frac{\mathcal{P}_\downarrow - \mathcal{P}_\uparrow}{\mathcal{P}_\downarrow + \mathcal{P}_\uparrow} \ = \ \frac{1 - e^{-\Delta E/T}}{1 + e^{-\Delta E/T}}. \tag{4.4}$$

Resolvendo esta equação para a temperatura obteremos:

$$T = \Delta E \left(\ln \frac{1+P}{1-P} \right)^{-1} = \Delta E \left(\ln \frac{\mathcal{P}_\downarrow}{\mathcal{P}_\uparrow} \right)^{-1}. \tag{4.5}$$

Portanto, supondo que a depolarização tem uma origem térmica, a medida da polarização destes elétrons equivale ao conhecimento da temperatura do banho térmico a que os elétrons estão submetidos. De fato, se aplicarmos esta definição para o detetor uniformemente acelerado, Sec. 3.3, sabendo que [veja (3.12)]

$$\frac{\mathcal{P}_\uparrow}{T^{total}} = c_0^2 \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta E}{e^{\frac{2\pi \Delta E}{a}} - 1}$$

e

$$\frac{\mathcal{P}_\downarrow}{T^{total}} = c_0^2 \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta E}{1 - e^{-\frac{2\pi \Delta E}{a}}} \ ,$$

temos

$$\frac{\mathcal{P}_\downarrow}{\mathcal{P}_\uparrow} = e^{\frac{2\pi \Delta E}{a}} \ , \tag{4.6}$$

e portanto obtemos de (4.5) o já esperado resultado (3.13)

$$T = \frac{a}{2\pi} = T_U \ .$$

A proposta de Bell e Leinaas [20] é detetar o banho térmico de Unruh usando elétrons como termômetros. Para isso um feixe de elétrons acelerados no vácuo de Minkowski cumpriria este papel de detetor de Unruh, visto que (como já foi mostrado) no referencial do elétron o vácuo de Minkowski corresponde a um banho térmico. Procura-se portanto interpretar a conhecida depolarização residual de elétrons em aceleradores circulares (vide Cap. 2) como um efeito térmico associado à aceleração centrípeta.

4.2 Detetores em Movimento Circular no Vácuo

A linha de mundo de um detetor em movimento circular uniforme pode ser representada em coordenadas de Minkowski por:

$$\begin{aligned} x &= \rho \cos \omega_0 t \\ y &= \rho \sin \omega_0 t \\ z &= 0 \\ t &= \gamma \tau \end{aligned} \tag{4.7}$$

Usando estes valores na equação (3.8) obtemos:

$$G^{+}(\Delta\tau) = -\frac{1}{4\pi^2}\left[\gamma^2 (\Delta\tau - i\varepsilon)^2 - 4R^2 \sin^2 \frac{\omega\gamma\Delta\tau}{2}\right]^{-1}, \tag{4.8}$$

que quando $\gamma \to \infty$ (limite ultrarelativístico) torna-se:

$$G^{+}_{\gamma\to\infty}(\Delta\tau) \simeq -\frac{1}{4\pi^2}\left[(\Delta\tau - i\varepsilon)^2 + R^2 \frac{(\omega\gamma\Delta\tau)^4}{12}\right]^{-1}. \tag{4.9}$$

As taxas de excitação e desexcitação por tempo total (T^{total}) são obtidas substituindo-se (4.9) em (3.9) [28]:

$$\frac{\mathcal{P}^{+}}{T^{total}} = c_0^2 \frac{a}{8\pi\sqrt{3}} e^{-2\sqrt{3}\frac{\Delta E}{a}}, \tag{4.10}$$

e

$$\frac{\mathcal{P}^{-}}{T^{total}} = c_0^2 \frac{a}{8\pi\sqrt{3}}\left[e^{-2\sqrt{3}\frac{\Delta E}{a}} + 4\sqrt{3}\frac{\Delta E}{a}\right] \tag{4.11}$$

onde $a = \gamma^2 \omega_0^2 \rho$.

A polarização, tal como definida em (4.4), vale:

$$P_{\det} = \frac{2\sqrt{3}\frac{\Delta E}{a}}{e^{-2\sqrt{3}\frac{\Delta E}{a}} + 2\sqrt{3}\frac{\Delta E}{a}}, \tag{4.12}$$

que mostra que a polarização de detetores circularmente acelerados no vácuo de Minkowski não é completa, devendo-se a depolarização ao efeito Unruh, ou ao que poderia-se chamar "efeito Unruh circular" [29] [30], ao qual, por (4.5), é possível associar uma **temperatura efetiva**

$$T_{ef} = \Delta E \left[\ln \frac{e^{-2\sqrt{3}\frac{\Delta E}{a}} + 4\sqrt{3}\frac{\Delta E}{a}}{e^{-2\sqrt{3}\frac{\Delta E}{a}}} \right]^{-1} . \tag{4.13}$$

Chamamos de "efetiva" para realçar o fato desta temperatura ter sido obtida pela via contrária e não caracterizar (como faria uma temperatura "genuína") uma distribuição térmica [31] [32], ou mais exatamente, uma distribuição de Planck [27]. Entretanto se compararmos a (4.13) com a temperatura de Unruh, Eq. (3.13), esta sim uma temperatura "genuína" - vide Fig. 4.1 - veremos que a temperatura efetiva definida para detetores circularmente acelerados se comporta muito proximamente à temperatura sentida por detetores uniformente acelerados, e sob este aspecto é uma "boa" temperatura. Note que para $a = \Delta E$, como já apontado por Bell e Leinaas [20], $T_{ef} > T_U$, entretanto para $a \gg \Delta E$ a temperatura efetiva para o caso circular tende assintoticamente a $(\pi/2\sqrt{3})T_U$.

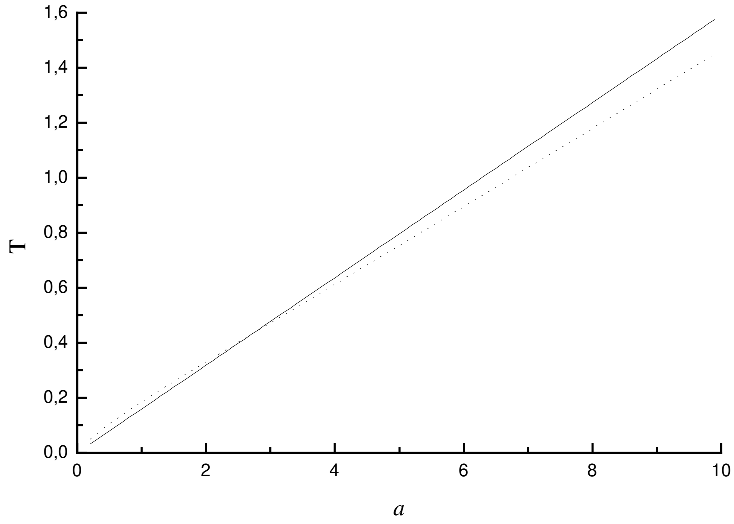

Figura 4.1: Temperaturas observadas por um detetor uniformemente acelerado (linha cheia), $T_U = a/2\pi$, e por um detetor circularmente acelerado (linha pontilhada), T_{ef}, Eq. (4.13), como função da aceleração a. Fizemos aqui $\Delta E = 1$.

4.3 Elétrons em Movimento Circular no Vácuo

Se considerarmos um elétron em movimento circular uniforme devido a um campo magnético **B**, uniforme e perpendicular ao plano da órbita, teremos que no refencial do elétron os campos magnético e elétrico serão:

$$\mathbf{B}^{'} = \gamma \mathbf{B} \qquad\qquad \mathbf{E}^{'} = \gamma \overrightarrow{\beta} \times \mathbf{B}\ . \tag{4.14}$$

A aceleração própria associada é portanto

$$a = \frac{e}{m}\mathrm{E}^{'} = \beta \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{m}}\mathrm{B}^{'}. \tag{4.15}$$

Se colocássemos esta aceleração (impropriamente) na fórmula da temperatura de Unruh [Eq. (3.13)] obteríamos:

$$T_{naive} = \frac{\beta e}{2\pi m}\mathrm{B}^{'}. \tag{4.16}$$

Ao contrário do que ocorre com os detetores, aos quais podemos atribuir o valor do *gap* de energia (ΔE) que bem desejarmos, para elétrons, ou pósitrons, ou qualquer outra partícula física que estejamos interessados, o valor da diferença de energia entre os estados de spin deve ser univocamente calculado. Bell e Leinaas em seu artigo de 1983 [20] atribuem ao elétron, nas condições acima descritas, o mesmo valor de ΔE atribuido por Jackson [1] a um elétron que pudesse ter seu spin tratado não relativisticamente em um referencial inercial instantâneamente comóvel ao próprio elétron, ou seja,

$$\Delta E_{NR} = \frac{e}{2m}\left|g\right|\left|\mathrm{B}^{'}\right| = \frac{\left|g\right|}{2\beta}a\ , \tag{4.17}$$

que está nitidamente associado a Hamiltoniana não relativística (2.5), portanto não leva em consideração a precessão de Thomas. E valeria com uma aceleração típica do LEP ($a \simeq 9,7 \cdot 10^{14} s^{-1}$) aproximademente $0,64eV$.

Aplicando (4.16) e (4.17) em (4.4) temos no limite ultra-relativístico ($\beta \simeq 1$) uma expressão para a polarização de um feixe de elétrons a partir de uma interpretação térmica ingênua

$$P_{term}^{NR} = \frac{1 - e^{-\pi g}}{1 + e^{-\pi g}}\ . \tag{4.18}$$

Outra expressão para a polarização como função de g é possível de ser obtida utilizando-se um detetor como um modelo do elétron. Assim de (4.17) temos que $a = 2\Delta E_{NR}/\left|g\right|$, que aplicada em (4.12) fornece

$$P_{\rm det}^{NR} = \frac{\sqrt{3}\,|g|}{e^{-\sqrt{3}|g|} + \sqrt{3}\,|g|}\ . \tag{4.19}$$

Estes resultados [(4.18) e (4.19)] devem ser comparados ao obtido semiclassicamente na Sec. 2.1 [Eq. (2.40)]. É o que é feito através da Fig. 4.2 que expressa a polarização em função do fator giromagnético g. A semelhança qualitativa entre as três curvas é grande, sendo que a curva obtida semiclassicamente esta deslocada em relação a obtida pela interpretação térmica e a para detetores, estas duas últimas praticamente coincidentes.

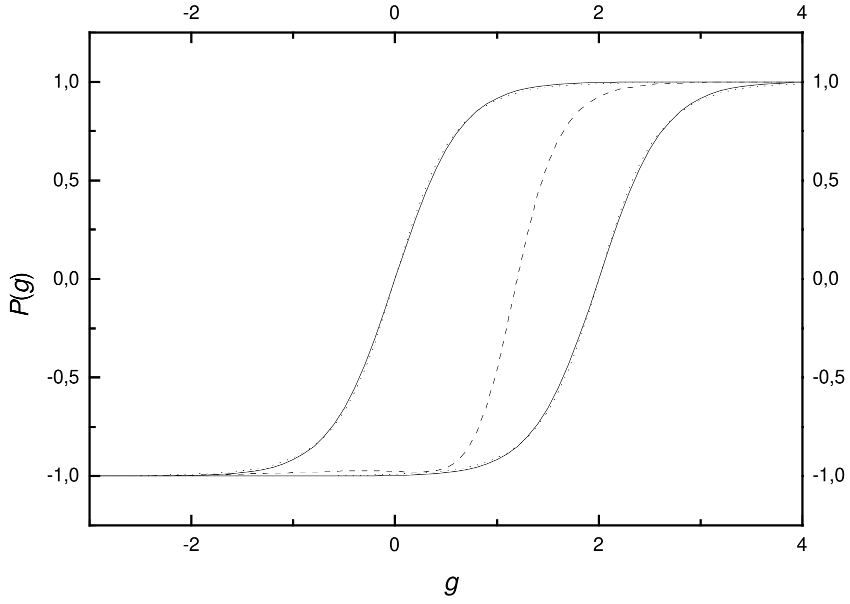

Figura 4.2: Polarização como função do fator giromagnético. A curva tracejada é a polarização obtida semiclasssicamente [Eq. (2.40)]; a curva cheia à esquerda é obtida a partir de uma interpretação térmica da excitação do spin [Eq. (4.18)] usando um *gap* não relativístico; a curva pontilhada à esquerda é a polarização obtida para detetores [Eq. (4.19)] usando um *gap* não relativístico; e as duas curvas à direita são o análogo das duas curvas à esquerda, mas com um *gap* relativístico [Eqs. (4.22) e (4.23)] e usando $\gamma = 10^5$.

Contudo, pareceria mais apropriado que obtivéssemos o valor de ΔE a partir da Hamiltoniana relativística (2.15), ou seja,

$$\Delta E_R = \frac{e}{m}\left|a_g + \frac{1}{\gamma}\right|\left|\mathrm{B}'\right| = \frac{1}{\beta}\left|a_g + \frac{1}{\gamma}\right| a\ , \tag{4.20}$$

em termos de (4.17),

$$\Delta E_R = \left| \frac{a_g + \frac{1}{\gamma}}{a_g + 1} \right| \Delta E_{NR} \simeq 7,5 \cdot 10^{-4} eV \ . \tag{4.21}$$

Similarmente ao feito com ΔE_{NR} - Eqs. (4.18) e (4.19) - temos para ΔE_R:

$$P^R_{term} = \frac{1 - e^{-2\pi\left(a_g + \frac{1}{\gamma}\right)}}{1 + e^{-2\pi\left(a_g + \frac{1}{\gamma}\right)}} \tag{4.22}$$

e

$$P^R_{\det} = \frac{2\sqrt{3}\left|a_g + \frac{1}{\gamma}\right|}{e^{-2\sqrt{3}\left|a_g + \frac{1}{\gamma}\right|} + 2\sqrt{3}\left|a_g + \frac{1}{\gamma}\right|} \ , \tag{4.23}$$

que também estão grafadas na Fig. 4.2.

Outra análise interessante é comparar as temperaturas efetivas, tal como em (4.5), associadas a cada polarização e ΔE para um elétron ($g = 2,00232$) no LEP ($\gamma = 10^5$ e $a \simeq 9,7 \cdot 10^{14} s^{-1}$):

	$P(\%)$	T_{ef}(K)
P^{NR}_{term}	99,6	1179
P^{NR}_{det}	99,1	1369
P^{R}_{term}	0,37	1179
P^{R}_{det}	0,41	1073

Se usarmos a expressão da temperatura efetiva para a polarização obtida semiclassicamente, 92,4 %, com ΔE_{NR} obtemos 2288 K e com ΔE_R obtemos 2,7 K.

Se quizermos usar um detetor como modelo de elétron devemos encontrar qual *gap* de energia que aplicado em (4.12) nos fornece a polarização correta, 92,4 %. Assim chegamos a

$$\Delta E_{ef} = 0,54 \ a \ , \tag{4.24}$$

que com a aceleração do LEP fornece $\Delta E_{ef} = 0,35 eV$, com uma temperatura efetiva associada igual à 1240 K - este resultado será usado no Cap. 5.

5

Contribuição do Banho Térmico de Fundo para a Radiação de Spin-Flip e Depolarização de Elétrons

Background Thermal Contribution to
Spin-Flip Radiation and Depolarization of Electrons

In this chapter we show the influence of the background thermal bath to the spin-flip radiation and depolarization of electrons in storage rings. To do this we firstly explain how we introduce the thermal contribuition, then we use (again) detectors as simplified electrons and calcule the role of the thermal bath in this context. After this, we calculate the thermal contribution to the radiation emission spectrun in angle and frequency, to the total emission of photons and, finally, to the electron polarization. Main reference [33].

5.1 Introdução

Como já foi visto nos capítulos anteriores, a temperatura associada a um observador acelerado (efeito Unruh) motivou a investigação da possibilidade da depolarização de elétrons em anéis de armazenagem ser interpretada em seu referencial devida a este banho térmico de Unruh. Já neste capítulo partimos da motivação advinda da proximidade entre os valores da temperatura de Unruh no LEP ($\simeq$1200 K) e a temperatura do laboratório ($\simeq$300 K) para analisar qual seria a contribuição do banho térmico de fundo sobre a depolarização de elétrons em anéis de armazenagem e sobre a radiação de spin-flip.

Afora esta primeira motivação, existe também a ambição de contribuir para o conhecimento fenomenológico da depolarização de elétrons e pósitrons em anéis de armazenagem, assunto este, como visto em capítulos anteriores, que tem sido bastante explorado e é de relevância em física de partículas elementares.

O cenário considerado nos capítulos precedentes para o referencial do laboratório foi o vácuo de Minkowski. Aqui substituiremos este vácuo por um banho térmico de fundo de temperatura $T = \beta_T^{-1}$, ou seja, uma distribuição térmica de fótons

$$n_{\mathbf{k}} = \frac{1}{e^{\omega/T} - 1}. \tag{5.1}$$

Assim, a nível de árvore, a taxa de excitação por tempo próprio total será

$$\mathcal{P}_{\uparrow} = \mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{vac}}(\theta_0 = \pi) + \mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{ther}}(\theta_0 = \pi) + \mathcal{P}^{\text{abs}}(\theta_0 = \pi), \tag{5.2}$$

onde os termos estão associados às seguintes representações de transição

$$\begin{aligned} \mathcal{P}^{\text{em}}(\theta_0 = \pi) \quad &\longleftrightarrow \quad \langle (n+1)_{\mathbf{k}} | \langle E|S|E_0\rangle | n_{\mathbf{k}}\rangle \\ \mathcal{P}^{\text{abs}}(\theta_0 = \pi) \quad &\longleftrightarrow \quad \langle (n-1)_{\mathbf{k}} | \langle E|S|E_0\rangle | n_{\mathbf{k}}\rangle \end{aligned} \tag{5.3}$$

e são as taxas de excitação devidas à emissão espontânea mais emissão estimulada [34] e absorção de partícula, respectivamente.

Analogamente, a taxa de desexcitação por tempo próprio total é

$$\mathcal{P}_{\downarrow} = \mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{vac}}(\theta_0 = 0) + \mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{ther}}(\theta_0 = 0) + \mathcal{P}^{\text{abs}}(\theta_0 = 0), \tag{5.4}$$

onde os termos estão associados às seguintes representações de transição

$$\begin{aligned}\mathcal{P}^{\rm em}(\theta_0=0) &\longleftrightarrow \langle (n+1)_{\bf k}|\langle E_0|S|E\rangle|n_{\bf k}\rangle \\ \mathcal{P}^{\rm abs}(\theta_0=0) &\longleftrightarrow \langle (n-1)_{\bf k}|\langle E_0|S|E\rangle|n_{\bf k}\rangle\end{aligned} \tag{5.5}$$

e são as taxas de desexcitação devidas à emissão espontânea mais emissão estimulada e absorção de partícula, respectivamente.

A probabilidade de transição do spin do elétron em um banho térmico de fundo será calculada introduzindo-se diretamente o fator térmico apropriado na probabilidade de transição no vácuo (temperatura zero), calculada no Cap. 2, Eq. (3.9):

$$\begin{aligned}\frac{d^2\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0)}{d\Omega d\omega} = \frac{3\sqrt{3}}{40\pi^3}\frac{\nu^3(1+t^2)}{\tau_0\gamma^2\omega_0} &\{ \ \sin^2\theta_0 K^2_{1/3}(\eta) \\ &+ \ \frac{1}{2}(1+\cos^2\theta_0)(1+t^2)[K^2_{1/3}(\eta)+K^2_{2/3}(\eta)] \\ &+ \ 2\cos\theta_0\sqrt{1+t^2}K_{1/3}(\eta)K_{2/3}(\eta)\}.\end{aligned} \tag{5.6}$$

Assim, a taxa de emissão pode ser expressa simplesmente em termos de (5.6) por:

$$\frac{d^2\mathcal{P}^{\rm em}(\theta_0)}{d\Omega d\omega} = \frac{d^2\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0)}{d\Omega d\omega} + \frac{d^2\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0)}{d\Omega d\omega}, \tag{5.7}$$

onde

$$\frac{d^2\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0)}{d\Omega d\omega} = \frac{d^2\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0)}{d\Omega d\omega}n(\omega),$$

com $n(\omega)$ [35] dado por (5.1).

Na presença de um banho térmico de fundo a transição de spin-flip pode também ser relacionada com a absorção de um fóton. Devido a unitariedade [vide (5.3) e (5.5)], a probabilidade de absorção com excitação (desexcitação) de spin deve ser igual a probabilidade de emissão estimulada com desexcitação (excitação):

$$\frac{d^2\mathcal{P}^{\rm abs}(\theta_0)}{d\Omega d\omega} = \frac{d^2\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\pi-\theta_0)}{d\Omega d\omega}. \tag{5.8}$$

A probabilidade total de spin-flip será dada pela soma de (5.7) e (5.8), e pela integração do resultado sobre a freqüência ω e sobre o ângulo sólido Ω como feito na Sec. 5.5.

5.2 Contribuição Térmica para a Transição de Detetores

Quando o vácuo inercial é trocado por um banho térmico de fundo, a alteração substancial que diferirá os cálculos dos feitos para um detetor em movimento circular no vácuo (Sec. 4.2) é a troca da função de Wightman da Eq. (3.9) por uma função de Green térmica [16]:

$$G^{+}_{\beta_T}(x,x') = \langle {}^1n_{\mathbf{k}_1}, {}^2n_{\mathbf{k}_2}, ..., {}^jn_{\mathbf{k}_j} \mid \phi(x)\phi(x') \mid {}^1n_{\mathbf{k}_1}, {}^2n_{\mathbf{k}_2}, ..., {}^jn_{\mathbf{k}_j} \rangle, \tag{5.9}$$

onde $n_{\mathbf{k}}$ é a densidade de número de quanta no espaço dos momentos. Sendo escrita como:

$$G^{+}_{\beta_T}\left[x^{\mu}(\tau), x^{\mu}(\tau)\right] = -\frac{1}{4\pi^2}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{1}{(t-t'-in\beta_T-i\varepsilon)^2-|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|^2}. \tag{5.10}$$

Utilizando nesta equação a linha de mundo de um detetor circularmente acelerado descrita pelas coordenadas (4.7) e processando a expressão, obtemos que a (5.10) pode ser reescrita como:

$$G^{+}_{\beta_T}(\Delta\tau) = G^{+}_{vac}(\Delta\tau) + G^{+}_{term}(\Delta\tau),$$

sendo que o primeiro termo corresponde à contribuição de vácuo isolada, dada pela Eq. (4.8), e o segundo termo à contribuição térmica

$$\begin{aligned} G^{+}_{term}(\Delta\tau) &= -\frac{1}{4\pi^2\gamma^2\Delta\tau^2} \\ &\quad\times\left\{\frac{1}{v^2s^2-1}+\frac{\pi\Theta\Delta\tau}{2vs}\left(\coth r_- - \coth r_+\right)\right\}, \end{aligned} \tag{5.11}$$

onde $r_{\pm} = \pi\Theta\Delta\tau(1\pm vs)$ e $s = (\sin x)/x$, com $x = A\Delta\tau/2v$. O termo $A = a/\gamma$ faz o papel de uma aceleração efetiva própria, enquanto $\Theta = \gamma T$ faz o de uma temperatura de fundo efetiva.

A contribuição térmica para a taxa de transição por tempo total é obtida substituindo-se a Eq. (5.11) na (3.9):

$$\frac{\mathcal{P}^{\pm}_{term}}{T^{total}} = \int_{-\infty}^{+\infty} d(\Delta\tau)\, e^{\mp i\Delta E\Delta\tau} G^{+}_{term}(\Delta\tau). \tag{5.12}$$

Para detetores "quase inerciais", ou melhor, quando $A \ll \Theta, \Delta E$, a probabilidade do detetor absorver um fóton do banho térmico de fundo e excitar-se pode ser aproximada por [36, 37]

$$\frac{\mathcal{P}^{\rm abs}_{\rm exc}}{T^{total}} \approx c_0^2 \frac{\beta_T^{-1}\sqrt{1-v^2}}{4\pi v} \ln\left[\frac{1-e^{-\beta_T \Delta E \sqrt{1+v}/\sqrt{1-v}}}{1-e^{-\beta_T \Delta E \sqrt{1-v}/\sqrt{1+v}}}\right], \tag{5.13}$$

que é o resultado obtido para um detetor inercial movendo-se em relação a um banho térmico de fundo de temperatura β_T^{-1} com velocidade v.

Para determinarmos a influência do banho térmico de fundo sobre a polarização dos detetores temos que calcular a taxa total de excitação e desexcitação, Eqs. (5.2) e (5.4). Como estamos interessados em simular elétrons no LEP usaremos $\Delta E = \Delta E_{ef} = 0,35eV = 5,2 \cdot 10^{14} s^{-1}$ (encontrado anteriormente na Sec. 4.3), $a = 9,7 \cdot 10^{14} s^{-1}$, $\gamma = 10^5$ e $T = 300\text{K} = 4 \cdot 10^{14} s^{-1}$. Lembrando que as taxas de excitação e desexcitação espontâneas (contribuição do vácuo) são dadas pelas Eqs. (4.10) e (4.11), respectivamente, e também lembrando da relação (5.8) temos que

$$\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = \pi) \approx 3,4 \cdot 10^{12} c_0^2,\ \ \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = \pi) \approx 0,\ \ \mathcal{P}^{\rm abs}(\theta_0 = \pi) \approx 3,1 \cdot 10^{8} c_0^2, \tag{5.14}$$

e

$$\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = 0) \approx 8,6 \cdot 10^{13} c_0^2,\ \ \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = 0) \approx 3,1 \cdot 10^{8} c_0^2,\ \ \mathcal{P}^{\rm abs}(\theta_0 = 0) \approx 0. \tag{5.15}$$

Da definição de polarização e das relações previamente apresentadas, temos

$$\begin{aligned} P &= \frac{\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = 0) - \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = \pi)}{\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = 0) + \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = \pi) + 2\left[\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = 0) + \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = \pi)\right]} \\ &\approx P_0 \left(1 - 2\frac{\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = 0) + \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = \pi)}{\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = 0) + \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = \pi)}\right), \end{aligned} \tag{5.16}$$

aplicados os valores (5.14) e (5.15), obtemos

$$P \approx P_0 (1 - 7 \cdot 10^{-6}), \tag{5.17}$$

lembrando que $P_0 = 92,4\%$.

5.3 Distribuição Angular dos Fótons

A distribuição angular dos fótons emitidos, a partir de (5.7), é dada por

$$\frac{d\mathcal{P}^{\text{em}}(\theta_0)}{d\Omega} = \frac{d\mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{vac}}(\theta_0)}{d\Omega} + \frac{d\mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{ther}}(\theta_0)}{d\Omega}, \tag{5.18}$$

onde a contribuição do vácuo, $d\mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{vac}}(\theta_0)/d\Omega$, é dada pela Eq. (2.33) e a contribuição térmica é

$$\frac{d\mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{ther}}(\theta_0)}{d\Omega} = \int_0^\infty \frac{d^2\mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{vac}}(\theta_0)}{d\Omega d\omega} \frac{1}{e^{\omega/T} - 1} d\omega. \tag{5.19}$$

Como não temos uma expressão fechada para a integral de (5.19) vamos aproximar as funções envolvidas em regiões específicas de integração por funções que tornam possível a integração analítica. Assim sendo, no irtervalo $|t| < 50$ usamos a aproximação $K_{a>0}(\eta \ll 1) \approx \Gamma(a) 2^{a-1}/\eta^a$, visto que $n(\omega/T \gg 1) \sim e^{-\omega/T}$ implica que a integral só colabora significativamente para $0 < \omega/T < 10$, e nesta faixa $\eta \ll 1$. Com esta aproximação obtemos então:

$$\begin{aligned} \left.\frac{d\mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{ther}}(\theta_0)}{d\Omega}\right|_{|t|<50} = {} & \frac{\Gamma^2(2/3)\Gamma(8/3)\zeta(8/3)}{5 \cdot 48^{1/6}\pi^3} \frac{\gamma^{-7}}{\tau_0} \left(\frac{T}{\omega_0}\right)^{8/3} \times \\ & \left\{ \frac{\Gamma^2(1/3)\Gamma(10/3)\zeta(10/3)}{6^{2/3}\Gamma^2(2/3)\Gamma(8/3)\zeta(8/3)} \frac{\sin^2\theta_0}{\gamma^2} \left(\frac{T}{\omega_0}\right)^{2/3} \right. \\ & + \left(\frac{32}{3}\right)^{1/3} \frac{\Gamma(1/3)\zeta(3)}{\Gamma(2/3)\Gamma(8/3)\zeta(8/3)} \frac{\cos\theta_0}{\gamma} \left(\frac{T}{\omega_0}\right)^{1/3} \\ & + \frac{(1+\cos^2\theta_0)}{2} \times \\ & \left. \left[\frac{\Gamma^2(1/3)\Gamma(10/3)\zeta(10/3)}{6^{2/3}\Gamma^2(2/3)\Gamma(8/3)\zeta(8/3)} \frac{(1+t^2)}{\gamma^2} \left(\frac{T}{\omega_0}\right)^{2/3} + 1 \right] \right\}. \end{aligned} \tag{5.20}$$

No intervalo $|t| > 9 \cdot 10^2$ nós usamos a aproximação $n(\omega \ll T) \approx T/\omega$, já que $K_{a \geq 0}(\eta \gg 1) \sim \sqrt{\pi/2\eta}\, e^{-\eta}$ implica que a integral só colabora significativamente para $0 < \eta < 10$, e nesta faixa $\omega \ll T$. Então

$$\begin{aligned} \left.\frac{d\mathcal{P}^{\text{em}}_{\text{ther}}(\theta_0)}{d\Omega}\right|_{|t|>9\cdot 10^2} = {} & \frac{\sqrt{3}}{48\pi} \frac{T(1+t^2)^{-7/2}}{\tau_0 \omega_0 \gamma^2} \times \\ & \left\{ \sin^2\theta_0 + \frac{6}{5}(1+\cos^2\theta_0)(1+t^2) + \frac{64}{5\sqrt{3}\pi}\sqrt{1+t^2}\cos\theta_0 \right\}. \end{aligned} \tag{5.21}$$

As Eqs. (5.20) e (5.21) estão representadas na Fig. 5.1 juntamente com a integração numérica de (5.19), e estão em perfeita concordância. A Fig. 5.2 grafa $d\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0)/d\Omega$ contra $d\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0)/d\Omega$, mostrando que há um ponto de $|\theta \sin\phi|$ a partir do qual a emissão de fótons devida ao banho térmico de fundo é maior que a devida à emissão espontânea (contribuição de vácuo). Em particular no LEP para $|t| \approx 10^5$ ($\theta = \phi = \pi/2$), nós temos que $(d\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0)/d\Omega)/(d\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0)/d\Omega) \approx 10^8$. O que mostra que *o banho térmico de fundo nem sempre é desprezível neste contexto.*

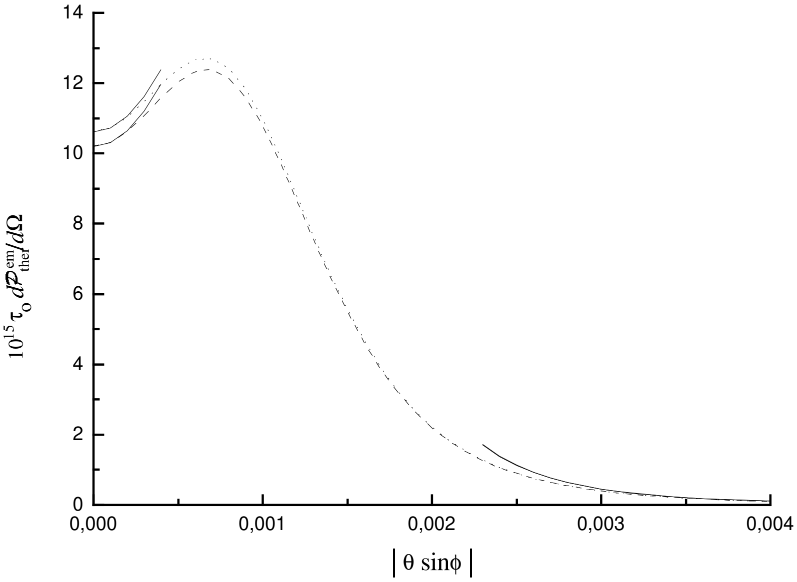

Figura 5.1: Contribuição térmica para a radiação de spin-flip. A curva pontilhada representa a radiação associada à desexcitação do spin e a curva tracejada a radiação associada à excitação, ambas obtidas por integração numérica. As curvas cheias são as respectivas aproximações analíticas.

A distribuição angular da potência radiada é obtida multiplicando-se a Eq. (5.7) por ω e integrando-a nas freqüências. Usando as mesmas aproximações descritas acima temos que

$$\frac{d\mathcal{W}^{\rm em}(\theta_0)}{d\Omega} = \frac{d\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0)}{d\Omega} + \frac{d\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0)}{d\Omega}, \tag{5.22}$$

onde (veja as Figs. 5.3 e 5.4) $d\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0)/d\Omega$ já foi calculada em (2.34) e

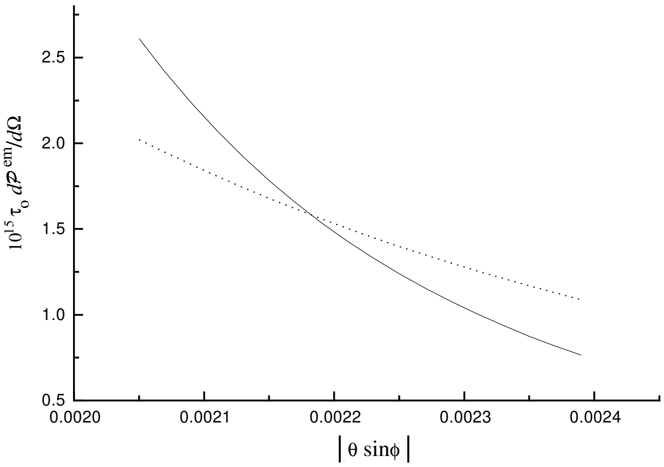

Figura 5.2: A linha pontilhada representa $d\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = 0)/d\Omega$, enquando a cheia representa $d\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = 0)/d\Omega$. Para um valor suficientemente grande de $|\theta \sin\phi|$, a emissão de fótons é dominada pela contribuição do banho térmico. A figura análoga para a desexcitação ($\theta_0 = \pi$) é bastante similar.

$$\begin{aligned}
\left.\frac{d\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0)}{d\Omega}\right|_{|t|<50} &= \frac{\sqrt{3}}{45\pi^3}\frac{\omega_0}{\tau_0\gamma^7}\left(\frac{T}{\omega_0}\right)^{11/3} \times \\
&\left\{\left(\frac{3}{4}\right)^{2/3}\Gamma^2(1/3)\Gamma(13/3)\zeta(13/3)\frac{\sin^2\theta_0}{\gamma^2}\left(\frac{T}{\omega_0}\right)^{2/3}\right. \\
&+\left(\frac{9}{32}\right)^{1/3}(1+\cos^2\theta_0)\times \\
&\left[\frac{\Gamma^2(1/3)\Gamma(13/3)\zeta(13/3)}{2^{2/3}}\frac{(1+t^2)}{\gamma^2}\left(\frac{T}{\omega_0}\right)^{2/3}\right. \\
&\left.+\frac{\Gamma^2(2/3)\Gamma(11/3)\zeta(11/3)}{3^{-2/3}}\right] \\
&\left.+\frac{36\pi\zeta(4)}{\sqrt{3}}\frac{\cos\theta_0}{\gamma}\left(\frac{T}{\omega_0}\right)^{1/3}\right\}, \qquad (5.23)
\end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
\left.\frac{d\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0)}{d\Omega}\right|_{|t|>9\cdot 10^2} &= \frac{16}{45\pi^2}\frac{\gamma T(1+t^2)^{-5}}{\tau_0}\left\{\sin^2\theta_0 + \frac{9}{8}(1+\cos^2\theta_0)(1+t^2)\right. \\
&\left.+\frac{105\sqrt{3}\pi}{256}\sqrt{1+t^2}\cos\theta_0\right\}. \qquad (5.24)
\end{aligned}$$

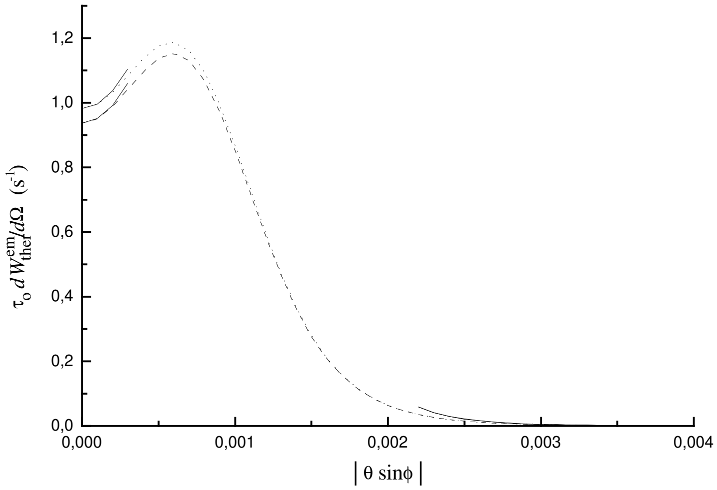

Figura 5.3: Contribuição térmica para a distribuição angular da potência radiada. A curva pontilhada representa a potência radiada associada à desexcitação do spin e a curva tracejada a associada à excitação, ambas obtidas por integração numérica. As curvas cheias são as respectivas aproximações analíticas.

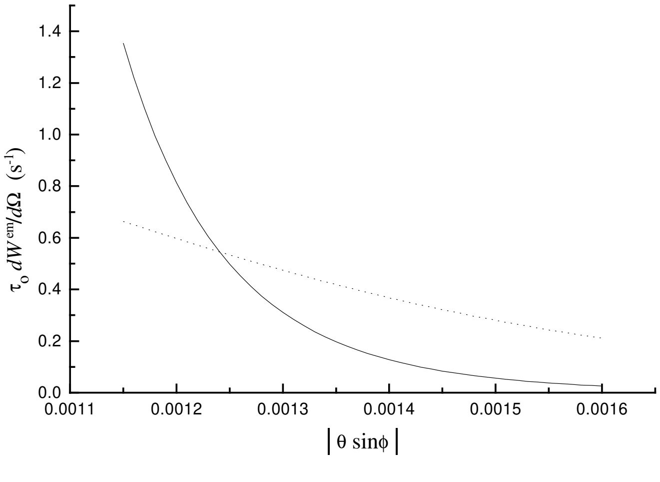

Figura 5.4: A linha pontilhada representa $d\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = 0)/d\Omega$ enquando a cheia representa $d\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = 0)/d\Omega$. Para um valor suficientemente grande de $|\theta \sin \phi|$, a potência radiada é dominada pela contribuição do banho térmico. A figura análoga para a desexcitação ($\theta_0 = \pi$) é bastante similar.

5.4 Distribuição nas Freqüências

A distribuição dos fótons emitidos por freqüência pode ser obtida integrando-se (5.7) no ângulo sólido. Usando a aproximação [1] $d\Omega \approx (2\pi/\gamma)dt$, que é boa para θ pequeno, obtemos:

$$\begin{aligned}\frac{d\mathcal{P}^{\rm em}(\theta_0)}{d\omega} &= \frac{3}{10\pi}\frac{\nu^2}{\gamma^3\omega_0\tau_0}\Big[\sin^2\theta_0\int_\nu^\infty K_{1/3}(s)ds + (1+\cos^2\theta_0)K_{2/3}(\nu) \\ &\quad + 2\cos\theta_0 K_{1/3}(\nu)\Big]\ [1+n(\omega)]. \qquad (5.25)\end{aligned}$$

A aproximação utilizada acima é corroborada pelos resultados da seção anterior (veja Fig. 5.1). O "1" dentro dos colchetes corresponde a contribuição de vácuo [Eq. (2.35)] que dá conta da emissão espontânea, enquanto o termo $n(\omega)$ corresponde a contribuição do banho térmico de fundo e dá conta da emissão estimulada.

A distribuição da potência irradiada por freqüência é trivialmente obtida a partir de (5.25) multiplicando-a por ω, o que fornece:

$$\begin{aligned}\frac{d\mathcal{W}^{\rm em}(\theta_0)}{d\omega} &= \frac{3}{10\pi}\frac{\nu^2\omega}{\gamma^3\omega_0\tau_0}\Big[\sin^2\theta_0\int_\nu^\infty K_{1/3}(s)ds + (1+\cos^2\theta_0)K_{2/3}(\nu) \\ &\quad + 2\cos\theta_0 K_{1/3}(\nu)\Big]\ [1+n(\omega)]. \qquad (5.26)\end{aligned}$$

Note que a contribuição térmica é maior que a contribuição de vácuo no intervalo em que $n(\omega) > 1$, ou seja, para freqüências menores que $T\ln 2$.

5.5 Taxa de Transição e Potência Radiada Totais

A taxa total de emissão de fótons e a potência irradiada total são obtidas integrando-se (5.25) e (5.26) nas freqüências. Os termos de vácuo já foram calculados na Sec. 2.5; e para a integração dos termos térmicos usamos algumas aproximações:
i) para $\gamma > 3\cdot 10^3$ usamos $K_{a>0}(\nu \ll 1) \approx \Gamma(a)2^{a-1}/\nu^a$, visto que para $n(\omega/T \gg 1) \sim e^{-\omega/T}$ a integral só contribui significativamente no intervalo $0 < \omega\beta < 10$, e aí $\nu \ll 1$;
ii) para $10 \lesssim \gamma \lesssim 10^2$ usamos a aproximação $n(\omega \ll T) \approx T/\omega$, já que $K_{a\geq 0}(\nu \gg 1) \sim \sqrt{\pi/2\nu}\, e^{-\nu}$ implica que a integral só colabora significativamente em $0 < \nu < 10$, e neste intervalo $\omega \ll T$. Ao fazer estas aproximações

devemos ter em mente que na última seção utilizamos que $d\Omega \approx (2\pi/\gamma)dt$ que é valido somente em regimes relativísticos. Em resumo temos:

$$\mathcal{P}^{\rm em}(\theta_0) = \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0) + \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0), \tag{5.27}$$

onde $\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0)$ é dado por (2.37) e

$$\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0) = \frac{1}{2\tau_0}\frac{8\cdot 10^8}{5\gamma^3}\left(\frac{2}{\sqrt{3}} + \cos\theta_0\right) \tag{5.28}$$

para $10 \lesssim \gamma \lesssim 10^2$, e

$$\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0) = \frac{1}{2\tau_0}\left(4\cdot 10^{19}\gamma^{-7} + 6\cdot 10^{22}\gamma^{-8}\cos\theta_0\right) \tag{5.29}$$

para $\gamma > 3\cdot 10^3$. Onde, lembrando, nós assumimos $\theta_0 = 0$ para a desexcitação e $\theta_0 = \pi$ para a excitação.

Analogamente para a potência irradiada total obtemos:

$$\mathcal{W}^{\rm em}(\theta_0) = \mathcal{W}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0) + \mathcal{W}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0), \tag{5.30}$$

onde $\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0)$ é dado por (2.38) e

$$\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0) = \frac{4\cdot 10^{13}}{2\tau_0}(1+\cos\theta_0) \tag{5.31}$$

para $10 < \gamma < 10^2$, e

$$\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0) = \frac{1}{2\tau_0}\left(4\cdot 10^{33}\gamma^{-7} + 5\cdot 10^{36}\gamma^{-8}\cos\theta_0\right) \tag{5.32}$$

para $\gamma > 3\cdot 10^3$.

Em particular para $\gamma = 10^5$ (LEP) temos:

$$\begin{aligned}\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0) &= \left(4\cdot 10^{-16} + 6\cdot 10^{-18}\cos\theta_0\right)/2\tau_0,\\ \mathcal{W}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0) &= \left(4\cdot 10^{-2} + 5\cdot 10^{-4}\cos\theta_0\right)/2\tau_0,\end{aligned} \tag{5.33}$$

que é muito menor que:

$$\begin{aligned}\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0) &= \left(1 + 9\cdot 10^{-1}\cos\theta_0\right)/2\tau_0,\\ \mathcal{W}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0) &= \left(4\cdot 10^{20} + 4\cdot 10^{20}\cos\theta_0\right)/2\tau_0,\end{aligned} \tag{5.34}$$

respectivamente. Este resultado mostra que a contribuição do banho térmico de fundo para a taxa total de transição é muito pequena neste caso, e pode ser descartada para fins de depolarização (isto será mostrado explicitamente na próxima seção). Note, entretanto, a forte dependência em γ de $\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0)$ e $\mathcal{W}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0)$, tornando a contribuição térmica maior que a de vácuo no intervalo $10 < \gamma < 10^2$. Como conseqüência, o banho térmico de fundo é importante não só para a emissão de fótons em ângulos sólidos “grandes” e fótons de baixa freqüência, em aceleradores do tipo do LEP, mas também pode ser importante no que se refere a polarização em situações nas quais γ fosse consideravelmente menor (sendo no entanto ainda relativístico).

5.6 Polarização

Calculemos finalmente a polarização para elétrons no LEP levando em consideração o banho térmico de fundo:

$$P \approx P_0 \left(1 - 2 \frac{\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = 0) + \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm ther}(\theta_0 = \pi)}{\mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = 0) + \mathcal{P}^{\rm em}_{\rm vac}(\theta_0 = \pi)} \right), \tag{5.35}$$

usando (5.33) e (5.34) temos que

$$P \approx P_0 (1 - 8 \cdot 10^{-16}). \tag{5.36}$$

Este resultado pode ser comparado com o obtido para detetores (na tentativa de imitação de elétrons), Eq. (5.17). Note que, embora ambos resultados concordem na conclusão de que o banho térmico de fundo contribui muito pouco para a depolarização, a polarização de elétrons reais é 10 ordens de magnitude menos afetada pelo banho térmico que a de detetores.

6

Discussões e Conclusão

A estrutura geral deste trabalho poderia ser ligeiramente resumida da seguinte maneira: dois assuntos, a princípio desconexos [depolarização de elétrons em anéis de armazenagem (Cap. 2) e efeito Unruh (Cap. 3)], aos quais busca-se rediscutir uma possível conexão [depolarização como decorrência do efeito Unruh (Cap. 4)], que motivou outro estudo - o efeito de um banho térmico de fundo na depolarização .

O Cap. 2 compreende o fenômeno da radiação de spin-flip e conseqüente polarização transversa do spin de férmions de spin 1/2 em aceleradores circulares a partir de uma concepção quântica-probabilistica: a probabilidade de transição do spin do estado *down* para *up* e a probabilidade da transição oposta são diferentes. Como conseqüência existe uma população de spins maior no estado que tem uma probabilidade menor de transição para o outro estado, ou seja, ocorre uma polarização. Como cada transição está associada à emissão de um fóton, compreende-se a radiação de spin-flip.

No Cap. 3 apresentamos e ilustramos, através de um cálculo com detetores, o efeito Unruh: observadores acelerados no vácuo de Minkowski "vêem" em seu próprio referencial um banho térmico de temperatura proporcional a sua aceleração própria.

O cálculo da radiação de spin-flip e polarização do Cap. 2 é feita para um observador inercial imediatamente comóvel ao elétron. Qual seria a interpretação destes fenômenos para um observador no refencial do elétron? Uma tentativa de resposta a essa pergunta é desenvolvida no Cap. 4 usando-se o efeito Unruh, ou ao menos um efeito tipo Unruh. No referencial do elétron os estados de spin representam dois estados distintos de energia e o vácuo se transforma num "mar" de fótons. Estes fótons poderiam ser absorvidos pelos elétrons e fornecerem a energia do *gap* para a transição (excitação), sendo emitidos na desexcitação. É uma interpretação térmica para a depolarização dos elétrons. Entretanto os resultados advindos desta nova interpretação não são concordantes, no grau que gostaríamos, com os resultados já bem estabelecidos vindos da QED. Mas a busca de uma explicação no referencial do elétron é desejável para uma compreensão mais completa do fenômeno. E uma interpretação térmica neste referencial é natural e legítima, visto que um feixe polarizado é um sistema em equilíbrio dinâmico constituido de partículas com níveis distintos de energia e que está imerso (neste referencial) num banho de fótons.

Conciliar os resultados dos dois tratamentos é um desafio. Duas tentativas de conciliação são possíveis a princípio:

1. Se assumirmos que o *gap* real de energia entre os dois estados de spin num referencial comóvel com o elétron é dado por ΔE_R [Eq. (4.20)], então para explicar a polarização de 92,4 % teríamos que dizer que o elétron sente uma temperatura efetiva muito menor que a que seria sentida por um detetor com o mesmo *gap* de energia e submetido à mesma aceleração centrípeta. O que curiosamente estaria de acordo com o resultado obtido, não para o banho de fótons associado à aceleração, mas sim para o banho térmico de fundo; já que no Cap. 5 obtivemos que elétrons reais são muito menos afetados pelo banho térmico de fundo que detetores simulando elétrons - como se os elétrons sentissem uma temperatura de banho térmico de fundo menor que a sentida pelos detetores. O problema é que a temperatura associada a uma aceleração linear (efeito Unruh) não depende do detetor usado (o efeito Unruh pode ser obtido sem nunca se falar em detetores, mas somente em termos de transformações de Bogolubov [16]). Entretanto pode-se contra argumentar que a temperatura em questão é uma temperatura efetiva que não está relacionada ao efeito Unruh "padrão", mas sim a um "efeito Unruh circular" que é muito menos bem estabecido [38] [39].

2. Se assumirmos que o *gap* real de energia é dado por ΔE_{ef} [Eq. (4.24)], então a temperatura efetiva associada é compatível com a de um detetor, a polarização do elétron é explicada, mas temos que justificar esse ΔE_{ef} em termos de uma Hamiltoniana, já que a Hamiltoniana usada no Cap. 2 fornece ΔE_R e não ΔE_{ef}. Uma possível solução seria a existência de um algum outro termo a ser acrescentado na Hamiltoniana (2.15), que então atribuiria ao elétron um *gap* igual a ΔE_{ef}. O problema seria acrescentar este "novo" termo sem, no entanto, estragar o resultado já obtido sem a sua existência ou consideração. Entretanto, vale dizer agora, que o formalismo descrito no Cap. 2 não dá conta de toda a física de radiação de spin-flip e polarização, sendo que existe uma complexidade muito maior expressa em ressonâncias na energia do feixe [6].

Passeando pela vasta literatura que trata do assunto é possível identificar alguns possíveis candidatos à "restituidor do *gap* perdido", são eles:
i) Em um artigo tratando de flutuações quânticas da órbita do elétron em anéis de armazenagem (numa nova busca por manifestações do efeito Unruh), Bell e Leinaas [29][40] expressam a Hamiltoniana de spin na forma

$$H_{spin} = \frac{1}{2}\hbar\vec{\omega}\cdot\vec{\sigma}, \tag{6.1}$$

onde $\vec{\omega}$ pode dividir-se em uma parte clássica $\vec{\omega}_1$ e uma parte quântica $\delta\vec{\omega}$. O módulo da parte clássica é dado por

$$\omega_1 = \frac{|a_g|}{\beta}a, \tag{6.2}$$

que é o nosso ΔE_R (4.20) para γ grande. Talvez $\delta\vec{\omega}$ seja o que estamos procurando.
ii) Hang e Skuja [41] desenvolvem um cálculo de primeira ordem em eletrodinâmica quântica e expressam a Hamiltoniana de spin como

$$H^{spin} = -\frac{1}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{\Omega}^{orbit} - \frac{1}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{\Omega}^{rad}, \tag{6.3}$$

onde $\vec{\Omega}^{orbit}$ já está na conhecida Eq. (2.9)

$$\vec{\Omega}^{orbit} = -\frac{e}{m}\left[\left(a_g + \frac{1}{\gamma}\right)\mathbf{B}_{ext} - \frac{a_g\gamma}{\gamma+1}\overrightarrow{\beta}\left(\overrightarrow{\beta}\cdot\mathbf{B}_{ext}\right) - \left(a_g + \frac{1}{\gamma+1}\right)\overrightarrow{\beta}\times\mathbf{E}_{ext}\right] \tag{6.4}$$

e $\vec{\Omega}^{rad} = \vec{\Omega}^{vac} + \vec{\Omega}^{traj} + \vec{\Omega}^{\delta\beta}$, onde $\vec{\Omega}^{vac}$ é o mesmo que (6.4), com $\mathbf{B}_{ext}$ e $\mathbf{E}_{ext}$ substituídos por $\mathbf{B}_{rad}$ e $\mathbf{E}_{rad}$; $\vec{\Omega}^{traj}$ é devida a desvios nos campos sentidos ocasionada por desvios da trajetória da órbita fechada em presença de gradientes do campo magnético; enquanto

$$\vec{\Omega}^{\delta\beta} = \sum_i \frac{\partial\vec{\Omega}^{vac}}{\partial\beta_i}\delta\beta_i$$

representa a variação em $\vec{\Omega}^{vac}$ devida à variação em $\vec{\beta}$ por causa da emissão de um fóton.
iii) Cai, Lloyd e Papini em [42] se propõe a clarificar os resultados de Bell

e Leinaas [20] [29] interpretanto o "efeito Unruh circular" como uma conseqüência do efeito Mashhoon. Alguns termos novos surgem e podem a princípio ser novos "candidatos".

Afora especulações na tentativa de compatibilizar resultados, os cálculos do Cap. 5 são totalmente independentes da interpretação térmica para a depolarização (na qual tiveram sua motivação). Obtivemos que a consideração do banho térmico de fundo é muito mais relevante para a radiação de spin-flip que para a depolarização, visto que a altas energias (γ grande) a contribuição sobre a polarização é desprezível, mas para baixas freqüências e ângulos sólidos distantes da região frontal apontada por $\vec{\beta}$ a contribuição térmica é relevante.

Surge novamente entretanto o problema da resposta do detetor, enquanto modelo de elétron. Apesar do detetor ter uma resposta ao banho térmico de fundo qualitativamente equivalente a do elétron, numericamente esta última é muito inferior a da primeira. Afinal: é possível simular com sucesso um elétron com um detetor?

Toda a complexidade do elétron: caráter quântico, spin, precessão do spin, etc, é reduzida à apenas um *gap* de energia quando tentamos simular um elétron através de um sistema de dois níveis - um detetor. O que estamos perdendo? Provavelmente a resposta desta pergunta traga em si a resolução dos problemas que temos aqui discutido.

Perspectivas

Compreender o elétron em sua polarização e a radiação de spin-flip em seus vários aspectos e nas várias interpretações possíveis, e, ainda, conciliar perfeitamente todas elas, não é realmente tarefa fácil. Uma quantização completa do sistema no referencial do elétron (portanto acelerado) poderia ser bastante esclarecedora. Entetanto outros empreendimentos mais modestos poderiam ser também elucidativos; citamos três:

-investigar os "termos suspeitos" anteriormente apontados que poderiam ser candidatos à atribuir ao elétron o *gap* de energia necessário à compatibilização das duas interpretações expostas.

-analisar o caso de aceleração linear que foi descartado por motivos práticos, mas que pode ser conceitualmente mais simples, já que neste caso não há precessão de Thomas.

-analisar a radiação de spin-flip no contexto de detetores. Basicamente gostaríamos de saber qual é o espectro gerado por uma fonte monocromática em movimento circular uniforme na visão de um observador no laboratório [43] e compará-lo com o espectro obtido para o elétron.

Referências

[1] J.D. Jackson, On understanding spin-flip synchrotron radiation and the transverse polarization of electrons in storage rings, Rev. Mod. Phys. **48**, no. 3, 417 (1976).

[2] I.M. Ternov, Yu.M. Loskutov and L.I. Korovina, Soviet Physics - JEPT **14**, 921 (1961).

[3] A.A. Sokolov and I.M. Ternov, On Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation, Sov. Phys. - Doklady **8**, no. 12, 1203 (1964).

[4] V.N. Baier and V. M. Katkov, Radiative Polarization of Electrons in a Magnetic Field, Sov. Phys. JETP **25**, no. 5, 944 (1967).

[5] Ya.S. Derbenev and A. M. Kondratenko, Polarization kinetics of particles in storage rings, Sov. Phys. JETP **37**, no. 6, 968 (1973).

[6] S.R. Mane. Electron-spin polarization in high-energy storage rings. I. Derivation of the equilibrium polarization. Phys. Rev. **A 36**, 105 (1987).

[7] V.N. Baier, Radiative Polarization of Electrons in Storage Rings, Sov. Phys. Usp. **14**, no. 6, 695 (1972).

[8] P. Chiappetta et al., Supersymmetry and Polarization in e+ e- Collisions, Nucl. Phys. **B 262**, 495 (1985).

[9] G. Alexander, G. Altarelli, A. Blondel, G. Coignet, E. Keil, D.E. Plane e D. Treille, Polarization at LEP, vol. 1 e 2 (report do CERN, Geneva, 1988).

[10] J.R. Johnson et al. Beam Polarization Measurements at the Spear Storage Ring, Nucl. Instr. Meth. **204**, 261 (1983).

[11] D.P. Barber et al. High spin polarization at HERA electron storage ring. Nucl. Instr. and Meth. A 338, 166 (1994).

[12] D.P. Barber et al., The first achievement of longitudinal spin polarization in a high energy electron storage ring, Phys. Lett. **B 343**,

[13] J.C. Wesley and A. Rich, Phys. Rev. **A4**, 1341 (1971). 436 (1995).

[14] I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik, Table of Integrals, Series, and Products (Academic Press, N.Y. and London, 4th edition, 1965).

[15] W.G. Unruh, Notes on Black-Hole Evaporation, Phys. Rev. **D 14**, no. 4, 870 (1976).

[16] N.D. Birrell and P.C.W. Davies, Quantum Field Theory in Curved Space, (Cambridge University Press, Cambridge, 1982).

[17] S.W. Hawking, Black Hole Explosions?, Nature **248**, 30 (1974).

[18] S.W. Hawking, Particle Creation by Black Holes,Comm. Math. Phys. **43**, 199 (1975).

[19] P.C.W. Davies, Scalar particle production in Schwarzschild and Rindler metrics, J. Phys. **A 8**, no. 4, 609 (1975).

[20] J.S. Bell and J. M. Leinaas, Electrons as Accelerated Thermometers, Nucl. Phys. **B 212**, 131 (1983).

[21] H.C. Rosu, On the estimates to measure Hawking effect and Unruh effect in the laboratory, Int. J. Mod. Phys. **D 3**, 545 (1994).

[22] S.M. Darbinyan, K.A. Ispiryan, M.K. Ispiryan and A.T. Margaryan, Energy loss to radiation and pair production due to Unruh effect in linear colliders, JETP Lett. **54**, no.5, 247 (1991).

[23] J. Dey, M. Dey, L. Tomio and M. Schiffer, Evidence for Unruh's effect in hadron physics, Phys. Lett. **A 172**, 203 (1993).

[24] J. Rogers, Detector for Temperaturelike Effect of Acceleration, Phys. Rev. Lett. **61**, no. 18, 2113 (1988).

[25] C. Eberlein, Sonoluminescence as quantum vacuum radiation, quant-ph/9506023 (1995).

[26] C. Eberlein, Theory of quantum radiation observed as sonoluminescence, quant-ph/9506024 (1995).

[27] L.D. Landau and E.M. Lifhitz, Statistical Physics, Part 1 (Pergamon Press, Oxford, 1993).

[28] S. Takagi, On the response of a particle detector in a circular motion, Prog. Theor. Phys. **72**, no.6, 1270 (1984).

[29] J.S. Bell and J. M. Leinaas, The Unruh effect and Quantum fluctuations of electrons in storage rings, Nucl. Phys. **B 284**, 488 (1987).

[30] H. Rosu, On the Circular Vacuum Noise in Electron Storage Rings, Il Nuovo Cimento **109 B**, no.4, 423 (1994).

[31] J.D. Letaw and J.D. Pfautsch, Quantized scalar field in rotating coordinates, Phys. Rev. **D 22**, 1345 (1980)

[32] S.K. Kim, K.S. Soh and J.H. Yee, Zero-point field in a circular-motion, Phys. Rev. **D 35**, 557 (1987).

[33] A.C.C. Guimarães, G.E.A. Matsas and D.A.T. Vanzella, Background thermal depolarization of electrons in storage rings, preprint IFT-P.023/97 and hep-ph/9703309.

[34] E.G. Harris, A Pedestrian Approach to Quantum Field Theory (Wiley-Interscience, New York, 1972).

[35] P.V. Landshoff and J. C. Taylor, Photon radiation in a heat bath, Nucl. Phys. **B 430**, 683 (1994).

[36] S.S. Costa, Detetores de Unruh e contribuições térmicas (tese de mestrado, Instituto de Física Teórica - UNESP, 1995).

[37] S.S. Costa and G. E. A. Matsas, Background thermal contributions in testing the Unruh effect, Phys. Rev. **D 52**, no. 6, 3466 (1995).

[38] P. C. W. Davies, T. Dray and C. A. Manogue, Detecting the rotating quantum vacuum, Phys. Rev. **D 53**, no.8, 4382 (1996).

[39] J.S. Bell, R. J. Hughes and J. M. Leinaas, The Unruh Effect in Extended Thermometers, Z. Phys. **C 28**, 75 (1985).

[40] D.P. Barber and S. R. Mane, Calculations of Bell and Leinaas and Derbenev and Kondratenko for radiative electron polarization, Phys. Rev. **A 37**, no. 2, 456 (1988).

[41] L.N. Hand and A. Skuja, Macroscopic Quantum-Mechanical Contributions to Radiative Polarization in Electron Storage Rings, Phys. Rev. Lett. **59**, no. 17, 1910 (1987).

[42] Y.Q. Cai, D.G. Lloyd e G. Papini, Helicity precession of accelerated fermions from spin-rotation coupling, Phys. Lett. **A 178**, 225 (1993).

[43] H. Kolbenstvedt, Inertial interpretation of the Unruh effect, Phys. Rev. **D 38**, 1118 (1988).