

Nous avons vu au second chapitre comment contourner le problème de la discontinuité du potentiel aux frontières du domaine dans lequel la particule est confinée, moyennant la transformation de coordonnée angulaire $\phi \rightarrow \theta = \frac{\pi}{\alpha} \phi$ dans l'espace des phases [79]. Ceci nous a permis de ramener le problème de la particule confinée dans un secteur d'angle α et soumise à un potentiel harmonique à celui d'un oscillateur harmonique majoré par une barrière de potentiel centrifuge défini dans tout l'espace. Nous avons montré dans ce contexte que pour les cas $\alpha = \frac{\pi}{2}$, $\alpha = \pi$ et $\alpha = 2\pi$, le propagateur se met sous la forme d'une somme de propagateurs relatifs à tous les chemins classiques possibles obtenus par la méthode des images. Dans le cas où le potentiel harmonique est remplacé par un potentiel coulombien [80] dans le secteur, la méthode de discrétisation n'est plus valable car la singularité du potentiel coulombien à l'origine entraîne un effondrement du propagateur. La transformation angulaire $\phi \rightarrow \theta = \frac{\pi}{\alpha} \phi$, qui assure la continuité du propagateur aux frontières du secteur, suivie d'une seconde transformation de coordonnées nous ont permis de rejeter la singularité à l'infini et d'empêcher ainsi l'effondrement du propagateur. Ceci s'accomplit en ramenant le problème initial à celui du potentiel de Pöschl-Teller modifié. Nous avons montré en outre que dans les cas particuliers $\alpha = \pi$ et $\alpha = 2\pi$, une transformation de Levi-Civita suivie d'une transformation temporelle $t \rightarrow s$ réduit le propagateur à une somme des contributions de tous les parcours classiques possibles.

Nous avons étudié au chapitre III dans l'approximation de Feynman-Kleinert, l'évolution de l'énergie libre et de la densité de particules d'un système soumis à des potentiels de types coulombien perturbé et anharmonique [81-82]. Nous avons pu constater que l'énergie libre calculée dans les cas isotropique et anisotropique se confond avec l'énergie libre classique aux hautes températures. Nous avons remarqué en outre, que l'introduction de l'anisotropie du potentiel d'essai dans nos calculs, n'a guère amélioré l'énergie libre aux basses températures, où E_{iso} est quasiment égale à E_{aniso} . Ceci provient du fait que l'énergie libre y varie linéairement avec le potentiel effectif classique W_{eff} .