Pairing and Shell Effects in the Transport Coefficients of Collective Motion ◊

F.A. Ivanyuk [a] and H. Hofmann
[a] Institute for Nuclear Research, 03028 Kiev-28, Ukraine

The linear response approach to nuclear transport has been extended to pair correlations [1]. The latter are treated within a mean field approximation to a pairing interaction with constant matrix elements G. The constraint of particle number conservation has been accounted for on a time dependent average, which leads to modified response functions, both in the pairing degree of freedom as well as in the shape variable. The former is expressed by the gap parameter Δ and the latter by a Q which specifies the elongation of a fissioning nucleus. The tensors for friction and inertia corresponding to these two collective coordinates are computed along the fission path of ^{224}Th for temperatures around $T = 1MeV$ and less. It is seen that dissipation decreases with decreasing temperature and increasing pairing gap and falls well below the values of common "macroscopic models". Both friction and inertia show a sensible dependence on the configurations of the mean field caused both by shell effects as well as by avoided crossings of single-particle levels.

◊ Supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft

References

[1] F.A.Ivanyuk and H. Hofmann, Nucl.Phys. **A657** (1999) 19

Erweiterung der Perturbed Static Path Approximation (PSPA) auf dissipative Vorgänge

C. Rummel and H. Hofmann

Die PSPA [1] bzw. SPA+RPA [2], [3] wird in der Kernphysik zur Berechnung von Zustandssummen und Niveaudichten und zur Beschreibung von kollektiver Kernbewegung seit längerem erfolgreich angewendet. Dabei wurde bislang die Dämpfung der kollektiven Bewegung vernachlässigt, die gerade im Hinblick auf Fusionsexperimente sehr wichtig ist.

Es ist gelungen, die PSPA derart zu erweitern, daß auch dissipative Vorgänge bei Kernvibrationen und der kollektiven Kernbewegung großer Amplitude beschrieben werden können. Dabei wurden Ideen des Leggett-Caldeira–Modells [4], mit dem in der Festkörperphysik Dissipation modelliert werden kann, so angepaßt, daß sie für Probleme der Kernphysik angewendet werden können. Ein wichtiger Punkt ist dabei die Berücksichtigung der Selbstkonsistenz der durch eine kollektive Koordinate beschriebenen Kerndeformation und der intrinsischen Bewegung der Nukleonen im deformierten Potential. Diese stellt das Wärmebad für die kollektive Kernbewegung dar. Wie im Leggett-Caldeira–Modell wird Dissipation auf die einfachst mögliche Weise berücksichtigt, indem ad hoc ein kontinuierliches Spektrum der intrinsischen Frequenzen angenommen wird.

Aus dem Imaginärteil der freien Energie eines metastabilen Systems kann man eine Zerfallsrate berechnen (eq. 1) [5]. Die Gültigkeit dieser Formel ist auf den Temperaturbereich oberhalb der sogenannten Crossover-Temperatur T_0 beschränkt, bei der die (imaginär-)zeitlichen Fluktuationen kleiner Amplitude an der Potentialbarriere instabil werden. Die Zerfallsrate faktorisiert in die klassische Kramers'sche Rate R_{K} [6] und einen quantenmechanischen Korrekturfaktor $f_{\mathrm{qm}}^{\mathrm{PSPA}}$, der bei T_0 divergiert und bei hohen Temperaturen gegen 1 konvergiert. In $f_{\mathrm{qm}}^{\mathrm{PSPA}}$ wird berücksichtigt, daß die Koeffizienten für Trägheit, Dämpfung und Steifheit der intrinsischen Bewegung von der kollektiven Koordinate abhängen und am Minimum und der Barriere im Allgemeinen unterschiedlich sind. Vernachlässigt man diese Unterschiede, so wird das Ergebnis f_{qm} reproduziert, das aus dem Leggett-Caldeira–Modell [4] bzw. aus Rechnungen mit Hilfe einer Propagatormethode in Realzeitentwicklung [7], [8] bereits bekannt ist.

References

[1] H. Attias und Y. Alhassid, Nucl. Phys. A **625** (1997) 565
[2] G. Puddu, P.F. Bortignon, R.A. Broglia, Ann. Phys. **206** (1991) 409
[3] R. Rossignoli und N. Canosa, Phys. Lett. B **394** (1997) 242
[4] U. Weiss, Quantum Dissipative Systems, World Scientific, Singapore 1993
[5] I. Affleck, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 388
[6] H.A. Kramers, Physica **7** (1940) 284
[7] H. Hofmann, G.-L. Ingold, M. Thoma, Phys. Lett. B **317** (1993) 489
[8] H. Hofmann und F.A. Ivanyuk, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4603

$$R^{\mathrm{PSPA}} = -\frac{2}{\hbar}\,\frac{T_0}{T}\,\mathrm{Im}\,\mathcal{F}_\beta^{\mathrm{PSPA}} = \frac{2T_0}{\hbar}\,\frac{\mathrm{Im}\,Z_\beta^{\mathrm{PSPA}}}{\mathrm{Re}\,Z_\beta^{\mathrm{PSPA}}} = R_{\mathrm{K}}\,f_{\mathrm{qm}}^{\mathrm{PSPA}} \tag{1}$$