
Réalisations expérimentales d'un cycle de Landauer par multi-piégeage optique de particules browniennes

Résumé : *Le principe de Landauer affirme que lorsqu'une opération logique irréversible est appliquée à un système porteur d'information, ce dernier doit dissiper une énergie au moins égale à $k_B T \ln(2)$ par bit d'information, pour compenser sa diminution d'entropie. En nous basant sur une étude numérique qui prend pour système une particule brownienne dans un double puits de potentiel, nous avons réalisé deux procédures expérimentales qui utilisent une bille de verre de $2 \mu\text{m}$ dans un piège optique, pour tenter de mettre en œuvre un cycle de Landauer. C'est-à-dire une procédure d'effacement de l'information où la limite théorique de l'énergie dissipée peut être mise en évidence. La première d'entre elles utilise une modulation de la profondeur relative des deux puits du potentiel, la seconde fait intervenir une force extérieure pour forcer l'effacement de l'information. Si la première s'est avérée trop peu optimisable pour obtenir des résultats convaincants, la seconde nous a permis de mettre en évidence la limite de Landauer ainsi que sa violation locale due aux fluctuations thermiques.*

Mots clefs : *Piège optique, particule brownienne, fluctuations thermiques, principe de Landauer, effacement d'information.*

Sous la direction de :

Sergio Ciliberto

sergio.ciliberto@ens-lyon.fr / téléphone : +33 (0)4 72 72 81 43

et **Artyom Petrosyan**

artyom.petrosyan@ens-lyon.fr / téléphone : +33 (0)4 72 72 86 49

Laboratoire de Physique ENS de Lyon - UMR 5672, Lyon.

46, allée d'Italie

69007 Lyon, France

<http://www.ens-lyon.fr/PHYSIQUE/>



Remerciements

Je tiens à remercier Artyom Petrosyan et Sergio Ciliberto pour leur disponibilité et tous les conseils qu'ils m'ont donnés au cours de mon stage, ainsi que pour la relecture et les corrections apportées à ce rapport.

Je remercie Artak pour le portage en C/Labview du programme de traitement d'images qui m'a permis de gagner beaucoup de temps en traitant les films en temps réel au lieu de les stocker sur le disque dur. Je remercie également Clémence, qui est une voisine de bureau très agréable, ainsi que Audrey, Justine, Ludovic, Ruben, Antoine, Tianjun, Felipe, Caroline, Anne et tous ceux que j'oublie (mais qui ne m'en voudront pas trop j'espère) pour la bonne ambiance dans le laboratoire.

Je remercie aussi Sophie qui me supporte tous les jours. Je remercie TCL qui me permet d'aller au laboratoire et de rentrer chez moi tous les jours. Je remercie ma mère pour la vérification orthographique. Je remercie le jeu *Portal* pour sa vision décalée de la science. Et enfin je remercie Étienne, Mickaël, David, Xavier et Jérémie pour ne pas m'avoir spammé au point de saturer ma boîte mail.

Table des matières

Introduction	1
1 Situation du projet et contexte théorique	2
1.1 Le cycle de Landauer	2
1.2 Résultats numériques	2
1.3 Les pinces optiques	4
1.4 Les particules browniennes	5
2 Montage expérimental	6
2.1 Les cellules contenant les particules	6
2.2 Les pinces optiques	7
2.3 Mesure de la position des particules	8
2.4 Mesures du potentiel	8
3 Réalisations du cycle de Landauer	10
3.1 Modulation de la profondeur relative des puits	10
3.1.1 Procédure de mesure	10
3.1.2 Résultats	12
3.2 Utilisation d'une force extérieure pour déplacer la particule d'un puits à l'autre	14
3.2.1 Procédure de mesure	14
3.2.2 Résultats	16
Conclusion et perspectives	20
Références	20
Annexe	21

Introduction

Le principe de Landauer est une reformulation du second principe de la thermodynamique appliquée aux systèmes porteurs d'information. Il affirme que lors d'une opération logique irréversible, telle qu'un effacement d'information, le système doit dissiper une énergie au moins égale à $k_B T \ln(2)$ par bit d'information, pour compenser sa diminution d'entropie. Bien que ce principe ait été formulé en 1961, il n'y a eu, à notre connaissance, qu'une seule vérification expérimentale de sa validité, présentée en mars 2011 au meeting de l'American Physical Society [1]. En revanche, plusieurs études numériques ont été réalisées. Nous avons tenté de reproduire les résultats de l'une d'entre elles [2] à l'aide de deux procédures expérimentales utilisant des particules browniennes dans un piège optique (l'étude précédemment citée utilise quant à elle des particules chargées dans un potentiel électrostatique). Ceci a été rendu possible par l'expérience que l'équipe a acquise dans le domaine des pinces optiques et qui nous a permis de ne pas perdre trop de temps sur la mise en place du dispositif expérimental. Dans la première partie de ce rapport nous posons le cadre théorique et décrivons brièvement les résultats numériques qui ont servi de motivation à notre étude. Dans une seconde partie nous donnons une description des appareils, procédés expérimentaux et techniques de mesures que nous avons utilisés. Enfin, dans une dernière partie, nous décrivons en détail les deux procédures utilisées et nous discutons les résultats obtenus.

1 Situation du projet et contexte théorique

1.1 Le cycle de Landauer

Le principe de Landauer, du nom de Rolf Landauer qui l'introduisit en 1961 [3], stipule qu'un système porteur d'information, sur lequel est appliqué une opération logique irréversible, dissipe nécessairement une quantité d'énergie au moins égale à $k_B T \ln(2)$ par bit d'information pour compenser la diminution d'entropie du système (où k_B est la constante de Boltzmann et T la température).

Il donne comme exemple de système celui d'une particule dans un double puits de potentiel. C'est un système à deux niveaux (soit 1 bit d'information), la particule peut se trouver dans deux états distincts : elle peut être dans le puits de gauche (que nous nommerons arbitrairement « état 0 ») ou dans celui de droite (« état 1 »). Il nomme opération logique irréversible toute opération sur l'information dont l'état final ne permet pas de remonter de façon univoque à l'état initial, par exemple, une opération d'effacement de mémoire qui amène le système dans l'état 1, quel que soit l'état initial (0 ou 1). Si on considère notre système initialement à l'équilibre thermodynamique, son entropie vaut $k_B \ln(2)$, puisqu'il s'agit d'un système à deux états dont chaque état a une probabilité $1/2$. Si on lui applique maintenant la procédure d'effacement, il n'a plus qu'un seul état accessible, son entropie est donc nulle. Or, d'après le second principe de la thermodynamique, pour un système isolé l'entropie ne peut que croître. Donc si on considère notre système à deux niveaux et le bain thermique qui l'entoure comme isolés, il en résulte que le système porteur d'information doit nécessairement transmettre à son environnement une quantité d'entropie au moins égale à $k_B \ln(2)$. Ce principe a été largement discuté dans le sens où il permettrait de lever le paradoxe du Démon de Maxwell [4, 5, 6]. Cependant, dans cette étude, nous nous intéresserons uniquement au principe en lui-même, et en particulier à sa validité à une échelle où les fluctuations thermiques ne sont plus négligeables.

Nous appellerons « cycle de Landauer » toute procédure qui applique une opération logique irréversible sur un système à deux niveaux, de telle sorte que :

- la procédure soit quasi-statique.
- la variation d'énergie interne du système soit nulle en moyenne ($\langle \Delta U \rangle = 0$, où $\langle . \rangle$ est une moyenne d'ensemble).

La première condition nous permet de relier l'entropie à la chaleur dissipée par le système :

$$Q = T\Delta S \quad (1)$$

où Q est la chaleur dissipée, et ΔS l'entropie dissipée par le système.

La seconde nous permet de relier la chaleur au travail via le premier principe de la thermodynamique, qui reste valide dans le cadre de la thermodynamique des fluctuations (thermodynamique stochastique) [7] :

$$\Delta U = -Q + W \quad (2)$$

où W est le travail reçu, et $\Delta U = U_{final} - U_{initial}$ la variation d'énergie interne du système.

Ainsi nous aurons en moyenne :

$$\langle W \rangle = \langle Q \rangle = T\Delta S \geq k_B T \ln(2) \quad (3)$$

1.2 Résultats numériques

Les résultats d'une simulation numérique d'un cycle de Landauer sur une particule brownienne dans un double puits de potentiel ont été publiés récemment par R. Dillenschneider et E. Lutz [2]. La procédure utilisée est la suivante : la particule soumise aux fluctuations thermiques se trouve dans un double puits de potentiel de la forme $V(x, t) = -\frac{1}{2}g(t)x^2 + \frac{1}{4}x^4$, dont la hauteur de la barrière centrale est contrôlée par la fonction $g(t)$. Initialement cette barrière est grande devant $k_B T$ pour avoir deux puits distincts (la particule ne peut pas la franchir simplement sous l'effet des fluctuations thermiques), et la particule est placée aléatoirement dans l'un des deux puits (0 ou 1). Au cours du cycle, cette barrière est abaissée tandis qu'une force $Af(t)$ est appliquée pour pousser la particule vers le puits final de la procédure d'effacement de l'information (le puits 1 par exemple). Les formes des fonctions $g(t)$ et $f(t)$ utilisées sont représentées sur la figure 1, extraite de l'article.

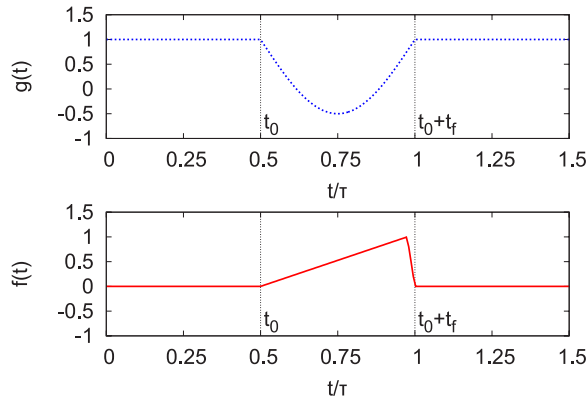
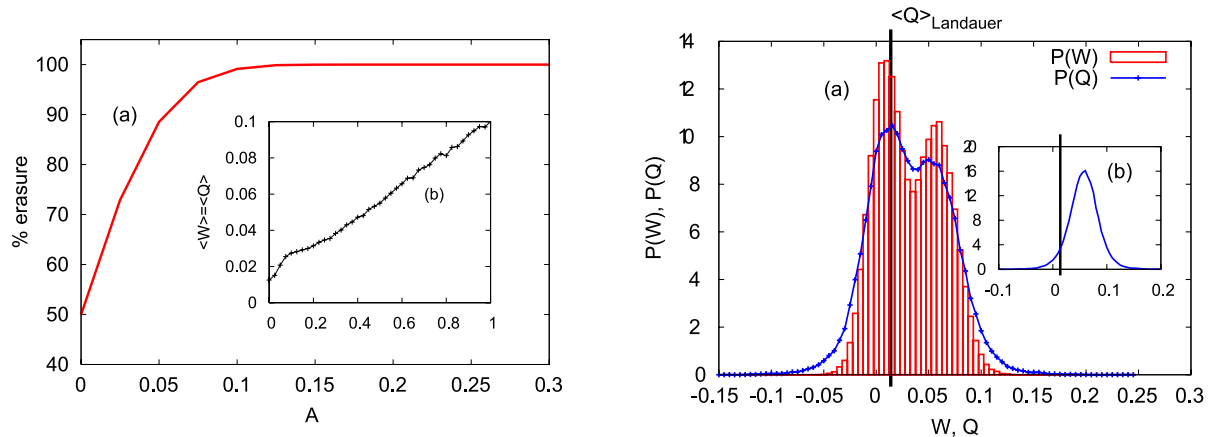


FIGURE 1 – Forme des fonctions $g(t)$ et $f(t)$ au cours du cycle de Landauer : $g(t)$ correspond à la hauteur de la barrière centrale du double puits de potentiel et $f(t)$ à la force appliquée pour pousser la bille vers le puits final (puits 1 ici). Les unités sont normalisées. τ est la durée totale d'un cycle (temps de repos compris), t_0 est un instant a priori quelconque, et t_f est la durée pendant laquelle les fonctions f et g sont non nulles (c'est-à-dire la durée de la procédure d'effacement d'information à proprement parler).

Le travail moyen reçu par la particule, ainsi que le pourcentage d'effacement, c'est-à-dire le pourcentage de cycles où la particule termine effectivement dans le puits 1 (soit l'efficacité de la procédure d'effacement de l'information) ont été calculés pour différents paramètres. Ensuite les fonctions de densité de probabilité (PDF) du travail W et de la chaleur Q ont été mesurées pour un jeu de paramètres intéressant. Les résultats sont présentés sur la figure 2, extraite de l'article.



(a) Pourcentage d'effacement et travail moyen en fonction (b) PDF du travail reçu W et de la chaleur dissipée Q de l'amplitude A de la force appliquée pour pousser la particule vers le puits 1 (les autres paramètres sont constants). dans le cas où la particule se trouvait initialement dans le puits 0.

FIGURE 2 – Résultats de la simulation numérique. Ici les grandeurs sont adimensionnées et normalisées, la limite de Landauer correspond à $\langle Q \rangle_{Landauer} = 0,014$. Les deux pics observés sur la figure (b) correspondent au deux cas initiaux possibles (à savoir : la particule commence le cycle dans le puits 1 ou dans le puits 0). L'encart de la figure (b) correspond à la PDF de la chaleur dissipée pour les cas où la particule était initialement dans le puits 0, on constate que même ici il existe des événements rares où la chaleur est négative.

Les résultats importants sont :

- le pourcentage d'effacement ne devient bon qu'à partir d'une certaine force appliquée (en deçà de cette force, les fluctuations thermiques sont trop importantes pour garantir que la particule termine toujours le cycle dans le puits voulu).
- même à force nulle, il existe une valeur moyenne non nulle du travail reçu par la particule. Cette valeur

correspond à la limite prédite par Landauer (dans les unités adimensionnées des auteurs de l'article).

- il existe des événements rares pour lesquels la limite de Landauer est violée, même dans le cas où la particule a effectivement changé de puits au cours du cycle.

Ce sont ces résultats, et en particulier l'existence de la limite de Landauer, que nous avons voulu reproduire expérimentalement à l'aide de particules browniennes manipulées par des pinces optiques.

1.3 Les pinces optiques

Les pinces optiques (ou pièges optiques) permettent de piéger des particules diélectriques allant de la dizaine de μm à la dizaine de nm en utilisant la force que peut exercer la lumière sur la matière. Leur invention suit de peu celle du laser, et depuis la première publication de Ashkin en 1969 [8], elles ont connu un important développement, en particulier pour leurs applications dans les domaines de la biologie, des colloïdes et de la micro-fluidique.

Une particule sphérique, d'indice optique n_b supérieur à celui n_a du milieu qui l'entoure, traversée par un faisceau laser gaussien de longueur d'onde λ , subit deux forces :

- la pression de radiation, proportionnelle à l'intensité, qui est dirigée dans la direction de propagation du faisceau.
- la force gradient qui est dirigée dans le sens du gradient d'intensité.

Dans l'approximation où le rayon de la particule est petit devant la longueur d'onde du faisceau, ces forces se calculent explicitement ([9] pour la formulation utilisée) :

$$F_{radiation} = \frac{I_0}{C} \frac{128\pi^5 R^6}{3\lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 n_b \quad (4)$$

où I_0 est l'intensité du faisceau laser, R est le rayon de la particule, $m = \frac{n_b}{n_a}$ l'indice effectif, et C la vitesse de la lumière.

$$F_{gradient} = -\frac{2\pi\alpha}{Cn_b^2} \nabla I_0 = -\frac{2\pi R^3}{C} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla I_0 \quad (5)$$

où α est la polarisabilité de la particule.

Dans l'approximation ou, au contraire, la particule est grande devant la longueur d'onde du faisceau, les forces peuvent s'appréhender directement à l'aide de l'optique géométrique (voir figure 3) en terme de quantité de mouvement transférée par la réflexion/réfraction du faisceau incident.

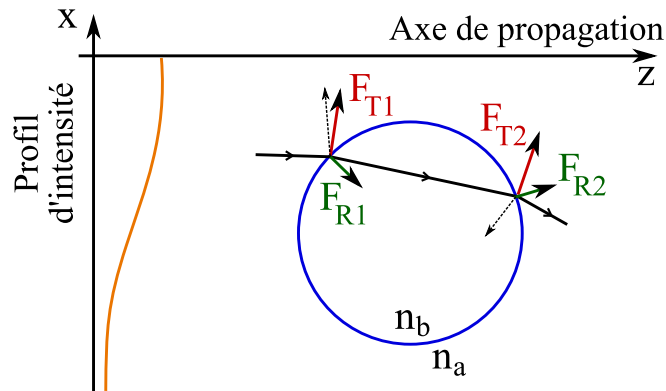


FIGURE 3 – Schéma des forces agissant sur une particule diélectrique dans un faisceau laser, en optique géométrique (schéma d'après Ashkin [8]). Ici l'indice optique n_b est plus grand que n_a . En orange le profil d'intensité du faisceau. En noir un faisceau laser. En rouge les forces résultant des parties réfractées du faisceau incident (notées F_T pour « transmission »), en vert les forces résultant des parties réfléchies du faisceau. En pointillés les directions des faisceaux réfléchis. Les longueurs des vecteurs force sont arbitraires, mais on observe bien que la bille subit une force selon z (direction de propagation du faisceau) et une force selon x (dirigée vers l'intensité maximale du faisceau).

En premier lieu, le piégeage reposait principalement sur la pression de radiation, par exemple en mettant deux faisceaux face à face, de part et d'autre de la bille, chacun la poussant alors dans une direction opposée

(d'où la notion de « pince » optique), ou avec un seul faisceau en l'orientant contre la gravité (qui joue alors le rôle du second faisceau) [10]. Ce n'est qu'en 1986 que la force gradient fut utilisée pour piéger une particule avec un faisceau très focalisé (à l'aide d'un objectif à large ouverture numérique) [11]. Dans cette configuration, la force gradient peut devenir suffisamment grande pour contrer la pression de radiation, et il devient alors possible de piéger une particule à l'aide d'un unique faisceau (voir figure 4). C'est cette configuration que nous utilisons pour piéger nos particules (le montage est détaillé dans la section 2.2).

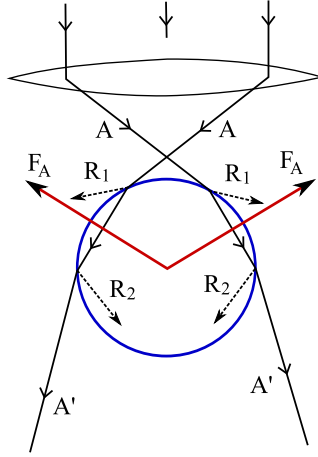


FIGURE 4 – Schéma des forces agissant sur une particule diélectrique dans un faisceau laser fortement focalisé, en optique géométrique (schéma d'après Ashkin [11]). Ici l'indice optique de la bille est plus grand que celui du milieu. En rouge les forces résultant des réflexions/réfractions. En pointillés les directions des faisceaux réfléchis. Les longueurs des vecteurs force sont arbitraires, mais on observe bien que la bille est attirée vers le point d'intensité maximale, malgré la présence de la pression de radiation qui pousse la bille dans la direction de propagation du faisceau.

En première approximation, le piège optique exerce une force élastique (de raideur k) sur la particule qui se trouve à l'intérieur. Cette raideur est proportionnelle à l'intensité du faisceau laser et au cube du rayon de la particule.

1.4 Les particules browniennes

Les particules browniennes (ici considérées à 1D) sont décrites par l'équation de Langevin avec terme inertiel négligé :

$$\gamma \dot{x} + \frac{\partial V(x, t)}{\partial x} = \xi \quad (6)$$

où x est la position de la particule, \dot{x} sa vitesse, γ un coefficient de viscosité (pour une particule sphérique $\gamma = 6\pi R\eta$ où R est le rayon de la particule et η la viscosité du fluide), $V(x, t)$ le potentiel auquel est soumis la particule, et ξ la force aléatoire due aux fluctuations thermiques. La force aléatoire ξ vérifie les propriétés statistiques suivantes :

- ξ est de moyenne nulle : $\langle \xi(t) \rangle = 0$ pour tout instant t .
- ξ est delta-corrélée : $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = 2k_B T \gamma \delta(t - t')$ pour tout t et t' .

Dans le cas où le potentiel est uniquement celui créé par un piège optique, on a $V(x, t) = \frac{1}{2}kx^2$. L'équation devient donc $\gamma \dot{x} + kx = \xi$, d'où l'apparition d'une fréquence caractéristique (dite fréquence de coupure) :

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{k}{\gamma} \quad (7)$$

C'est la fréquence au delà de laquelle le spectre de x commence à décroître rapidement.

2 Montage expérimental

2.1 Les cellules contenant les particules

Les particules utilisées sont des billes de silice de $2 \mu\text{m}$ de diamètre ($\pm 5\%$), produites par *Biovalley*, diluées dans de l'eau microporée, pour éviter toute impureté en suspension qui pourrait perturber la mesure. La concentration n'est pas une donnée importante pour les expériences puisqu'on ne travaille qu'avec une seule particule à la fois. On se contente donc de choisir une dilution raisonnable de sorte que le nombre de particules qui sédimentent au fond de la cellule (puisque elles sont plus denses que l'eau) soit suffisamment grand pour qu'on puisse en localiser facilement et suffisamment petit pour qu'on puisse se soustraire à l'influence des particules voisines (par exemple $0,4 \mu\text{L}$ de la solution commerciale diluée dans 50 ml d'eau microporée donnent une solution avec une concentration assez importante de billes). À température ambiante leur coefficient de diffusion dans l'eau est d'environ $5.10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$.

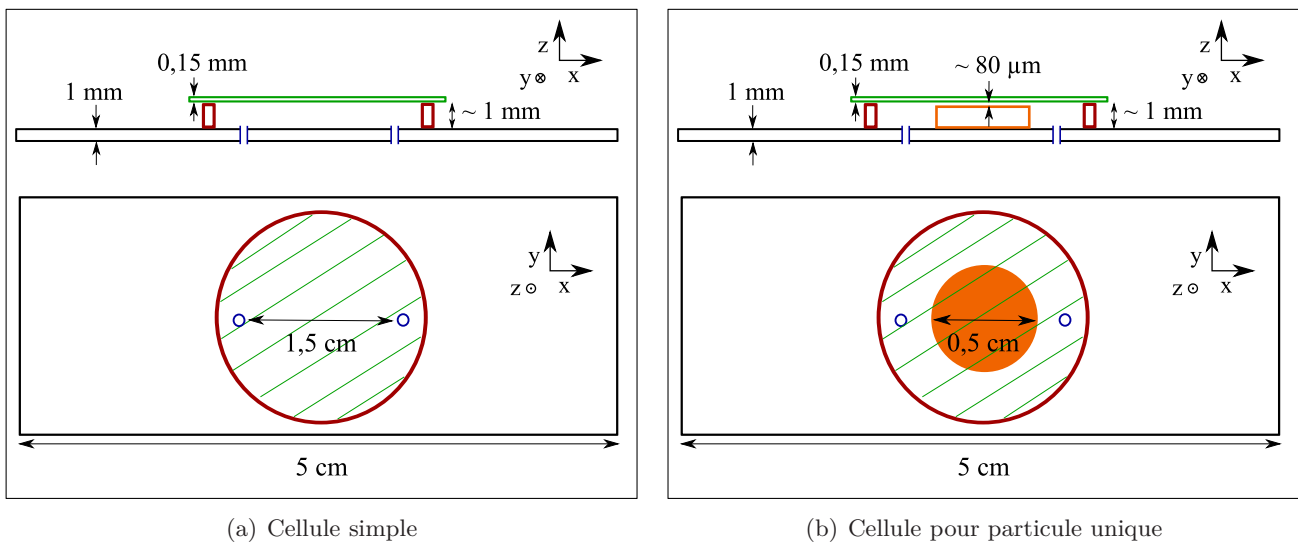


FIGURE 5 – Schéma d'une cellule simple et d'une cellule permettant de ne sélectionner qu'une seule particule. En noir la lame de microscope, en vert la lamelle de verre, en rouge l'anneau en plastique, en bleu les trous percés et en orange le disque en verre.

Les cellules (voir figure 5) sont fabriquées avec une lame et une lamelle de microscope. La lame est percée de deux trous pour permettre l'injection de la solution une fois la cellule terminée. Un anneau en plastique est d'abord collé sur la lame, son épaisseur déterminera l'épaisseur de la cellule (en général de l'ordre de 1 mm), puis la lamelle est collée sur la partie supérieure de l'anneau. La colle utilisée est de la colle UV (*Norland Optical Adhesive 81*). Une fois la cellule terminée, la solution est injectée à l'aide d'une seringue et la cellule est scellée avec du ruban adhésif, de la graisse à vide ou du film plastique (*parafilm*) chauffé au fer à souder. Avant d'être utilisée la cellule est passée aux rayons ultra-violet pour tuer les bactéries qui risqueraient d'y proliférer. Lorsque les cellules sont installées sur le dispositif de pinces optiques, elles ont la lamelle orientée vers le bas, en contact avec l'objectif de microscope qui focalise le faisceau laser.

Comme la force créée par le faisceau laser dépend au cube du rayon de la particule (et que certaines particules peuvent ne pas être parfaitement sphériques) nous avons souhaité pouvoir conserver une unique particule sur une durée de plusieurs jours pour vérifier la reproductibilité des mesures, ce qui nécessite qu'elle soit dans une région sans particule (autrement une autre particule pourrait être attirée dans le faisceau et il ne serait plus alors possible de les différencier facilement). Pour cela nous avons conçu une cellule avec un disque de verre ($\approx 1 \text{ mm}$ d'épaisseur) collé sur la lame de verre, qui ne laisse qu'une très mince couche d'eau ($\gtrsim 50 \mu\text{m}$) dans la partie centrale de la cellule (voir figure 5(b)). Lors du remplissage de la cellule seule l'eau passe au centre par capillarité et, lorsque la cellule est montée sur le dispositif du piège optique, il suffit alors de piéger une bille dans la zone périphérique et de la déplacer dans la zone centrale où elle sera alors éloignée de toutes les autres particules en solution.

2.2 Les pinces optiques

Les pièges optiques sont réalisés avec un *Laser Quantum Forte 700mW* (longueur d'onde 1064 nm) focalisé par un objectif $\times 63$ à grande ouverture numérique (1,40) *Leica*. Le laser est alimenté par un *LD3000 Power Supply* permettant de moduler sa puissance par un signal extérieur (jusqu'à 1 kHz). Nous travaillons avec une puissance du laser (mesurée avant le passage dans le dispositif optique) comprise entre 15 et 150 mW . Avant la focalisation le faisceau laser passe dans un défecteur acousto-optique (*A.A. Opto Electronic, DTSXY-250, 1064 nm*) qui permet une déflexion selon les axes X et Y (dans le plan image de l'objectif de microscope) pilotable par un signal extérieur. Nous n'utilisons que la déflexion selon l'axe X (l'autre défecteur reçoit une commande constante). Le signal de pilotage est créé par un générateur de fonction *Tektronix AFG 3102*, c'est une sinusoïde dont l'amplitude est fixe ($= 240\text{ mV}$) et dont la fréquence détermine l'amplitude de la déflexion (75 MHz correspond à une déflexion nulle et un écart de 1 MHz correspond approximativement à une déflexion de $1\text{ }\mu\text{m}$). C'est donc en modulant la fréquence du signal créé par ce générateur de fonction que l'on peut piloter la déflexion du faisceau. Dans la suite nous ne nous intéresserons qu'à la coordonnée X des particules piégées.

Afin de créer deux pièges avec un unique faisceau, on module la déflexion du faisceau avec un signal créneau de fréquence 10 kHz (choisie très grande devant la fréquence de coupure d'une bille piégée dans ce même faisceau) dont l'amplitude déterminera la distance entre les deux pièges (1 V crête à crête correspond à environ $1\text{ }\mu\text{m}$ entre les deux pièges). Ainsi le faisceau est balayé rapidement entre deux positions, qui apparaîtront comme deux pièges distincts pour la bille (voir figure 15 en annexe). L'intérêt principal de cette méthode et qu'elle permet de n'utiliser qu'un seul faisceau laser, ce qui permet une économie d'espace et d'argent et ce qui évite le risque d'interférence entre les deux pièges. En revanche on a constaté que lorsque les deux pièges sont éloignés ils présentent une légère asymétrie, c'est-à-dire que chacun des pièges n'est plus exactement un potentiel harmonique, mais un potentiel harmonique légèrement tilté en raison du balayage du faisceau entre les deux positions (voir figure 6). Cette asymétrie peut être interprétée comme résultant du temps de trajet fini entre les deux positions : il existe une énergie résiduelle (donc un raidissement du potentiel) du côté par lequel le faisceau laser arrive sur un piège.

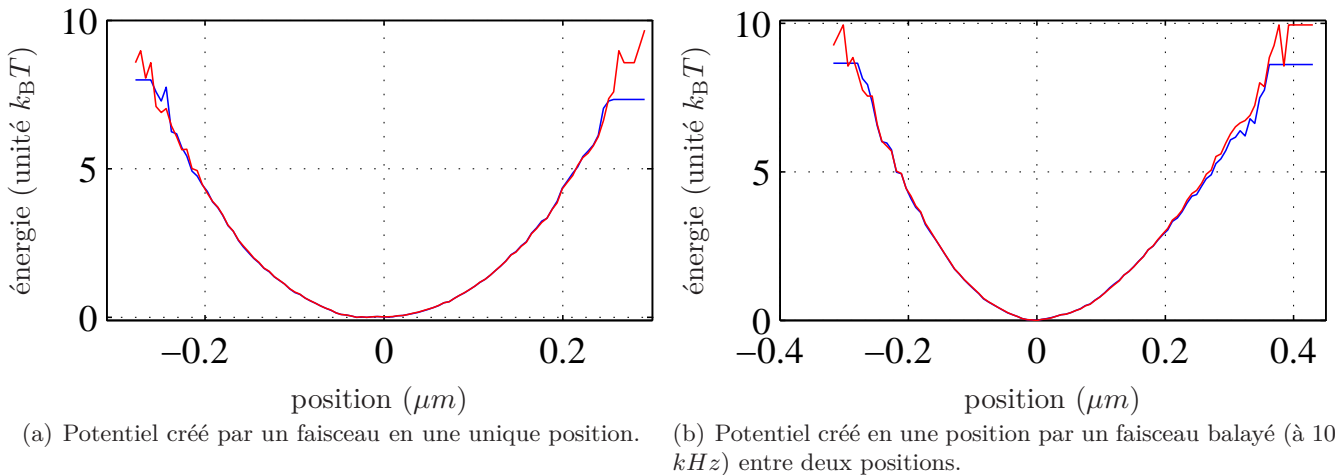


FIGURE 6 – Forme du potentiel ressenti par une bille (de rayon $1\text{ }\mu\text{m}$) selon si le faisceau laser est ou non balayé entre deux positions : on observe que dans le cas du balayage le potentiel présente une asymétrie et n'est plus simplement harmonique (les deux couleurs correspondent aux deux méthodes de mesure décrites dans la section 2.4), par ailleurs les raideurs des puits sont différentes car il n'y a pas la même intensité dans les deux cas.

Pour piéger les particules en solution, nous nous plaçons initialement au fond de la cellule où se trouvent les billes (qui sont plus denses que l'eau). Une fois une particule trouvée et attrapée, nous déplaçons la cellule verticalement pour que la bille soit piégée à $25\text{ }\mu\text{m}$ au dessus du fond, afin d'éviter toute interaction due à la proximité d'une surface en verre.

2.3 Mesure de la position des particules

La mesure de la position de la bille se fait à l'aide d'une caméra rapide *Mikrotron MC1310*, par l'intermédiaire d'un programme *Labview* qui permet de traiter les images en temps réel avec une fréquence d'acquisition jusqu'à 700 *Hz*. C'est-à-dire qu'au lieu de stocker des films gourmands en espace disque, pour ensuite en extraire la série temporelle des positions du centre de la particule, on sauvegarde directement la série des positions. La caméra observe la bille par le même objectif de microscope que celui qui focalise le faisceau laser. Le traitement d'image pour obtenir les coordonnées du centre de la particule est basé sur celui écrit en *Matlab* par Daniel Blair et Eric Dufresne (<http://physics.georgetown.edu/matlab/>), il consiste à :

- filtrer l'image,
- trouver le maximum de contraste,
- trouver le centroïde de l'image de la particule.

Il a été converti en VI *Labview* par Artak Arakelyan (actuellement en post-doc au laboratoire). Cette méthode permet également de suivre plusieurs particules en même temps, ce qui ne nous intéresse pas ici puisqu'on ne considère qu'une seule particule qui peut se déplacer entre deux pièges optiques. Dans la suite, sauf mention explicite du contraire, toutes les données ont été acquises avec une fréquence de 502 *Hz*, à laquelle la caméra et le programme de traitement de données fonctionnent sans aucun problème.

2.4 Mesures du potentiel

La méthode la plus simple pour mesurer le potentiel ressenti par la bille piégée est d'utiliser la PDF (probability density function) des positions de la bille. En effet, si la bille est à l'équilibre, elle a un mouvement brownien et sa PDF est alors proportionnelle à $e^{-\frac{U}{k_B T}}$ où U est le potentiel qui s'exerce sur la bille, k_B la constante de Boltzmann et T la température (en Kelvin). Ainsi pour une série de mesures de positions, on découpe le segment des positions prises par la bille en intervalles x_i de longueur plus ou moins grande selon la précision que l'on désire obtenir, on peut alors calculer $N(x_i)$ le nombre de fois que la bille se trouve dans l'intervalle x_i . On peut ensuite estimer $P(x_i) = \frac{N(x_i)}{N_{tot}}$ la probabilité que la particule se trouve en x_i (où N_{tot} est la somme des $N(x_i)$). Et $-\ln(P(x_i))$ nous donne $U(x_i)$ le potentiel ressenti par la bille en x_i , en unité $k_B T$.

Bien évidemment, du fait de la normalisation arbitraire de la PDF à 1 ($\sum_i P(x_i) = 1$) on ne connaît en réalité que l'écart en énergie entre les $U(x_i)$ et pas la valeur absolue du potentiel ressenti par la bille, ce qui n'est pas gênant *a priori* puisqu'une énergie potentielle est toujours définie à une constante près. L'intérêt de cette méthode et qu'elle nécessite assez peu de statistique pour donner un résultat stable (par exemple les potentiels de la figure 6 sont calculés à partir de 500 000 points acquis à 502 *Hz* pour une bille dont la fréquence de coupure est de l'ordre de 6 *Hz*). Cependant, elle nécessite que la bille puisse se rendre d'elle-même dans les toutes les régions de l'espace où l'on souhaite pouvoir mesurer le potentiel. C'est-à-dire que les fluctuations thermiques doivent être suffisantes pour que la bille explore l'ensemble des positions qu'elle peut occuper. Or il est clair que dans le cas d'un double potentiel fortement asymétrique entre le puits de droite et le puits de gauche, la bille ne remontera que très rarement la barrière énergétique qui sépare le puits le plus attractif de celui qui l'est moins (voir figure 7). Ainsi il faudrait attendre un temps considérable pour espérer avoir une mesure fiable du potentiel dans le puits le moins attractif. Et même en imaginant une procédure où on commencerait toujours à mesurer la position de la bille à partir du puits le moins attractif pour observer sa chute vers le puits le plus stable, on fausserait la statistique en donnant aux positions moins attractives un poids plus grand qu'il n'est en réalité.

C'est pourquoi nous avons également utilisé une autre méthode qui permet de tenir compte du fait que la statistique est faussée dans le calcul des $U(x_i)$. Cette méthode est décrite dans l'article [12], elle consiste à considérer qu'à l'équilibre la condition de Detailed Balance est vérifiée :

$$\frac{\omega_{i \rightarrow j}}{\omega_{j \rightarrow i}} = e^{-\frac{\Delta U_{ij}}{k_B T}} \quad (8)$$

où $\omega_{i \rightarrow j}$ est la probabilité de transition de la position x_i vers la position x_j , et $\Delta U_{ij} = U(x_j) - U(x_i)$. À partir d'une série de mesures, on peut alors calculer les $N(x_i)$ (nombre de fois que la particule se trouve en

x_i) et les $M_{i \rightarrow j}$ (nombre de couples de positions successives tels que la particule est en x_i à un instant et en x_j à l'instant suivant), d'où on estime les $\omega_{i \rightarrow j} = \frac{M_{i \rightarrow j}}{N(x_i)}$. Il ne reste alors qu'à calculer le set des énergies potentielles $\{U(x_i)\}$ qui minimise la grandeur $\varepsilon^2(\{U(x_i)\})$:

$$\varepsilon^2(\{U(x_i)\}) = \sum_j \sum_{i < j} \sqrt{M_{i \rightarrow j} \times M_{j \rightarrow i}} [\Delta U_{ij} - k_B T (\ln(\omega_{j \rightarrow i}) - \ln(\omega_{i \rightarrow j}))] \quad (9)$$

En pratique comme on cherche à calculer $U(x_i)$ pour au moins une centaine de x_i , et qu'il n'est pas simple de minimiser une fonction d'une centaine de variables, on procède par itérations en fixant arbitrairement $U(x_1) = 0$ (ce qui n'est pas gênant puisqu'on est toujours défini à une constante près), puis en calculant successivement les $U(x_j)$ ($j > 1$) à l'aide de la minimisation de ε_j^2 :

$$\varepsilon_j^2 = \sum_{i < j} \sqrt{M_{i \rightarrow j} \times M_{j \rightarrow i}} [\Delta U_{ij} - k_B T (\ln(\omega_{j \rightarrow i}) - \ln(\omega_{i \rightarrow j}))] \quad (10)$$

où cette fois les $U(x_i)$ ($i < j$) sont connus (car obtenus lors des itérations précédentes), et seule $U(x_j)$ est une variable. L'intérêt de cette méthode est qu'on peut utiliser une procédure où la particule est initialement dans un endroit où elle aurait normalement une très faible probabilité de se trouver et estimer quand même correctement le potentiel qu'elle subit. Ce qui nous permet de mesurer des potentiels très asymétriques comme celui présenté figure 7. L'inconvénient est qu'on a besoin de beaucoup de données pour avoir une mesure du potentiel fiable : nous avons estimé qu'il fallait au moins recommencer 300 fois chaque procédure pour obtenir une statistique permettant d'estimer convenablement les probabilités de transition. Par exemple pour une procédure de 45 secondes (qui est un temps moyen pour les procédures que nous avons utilisées), échantillonnée à 502 Hz, cela correspond déjà à un enregistrement de plus de 6,7 millions de points (et près de 4h00 de mesure).

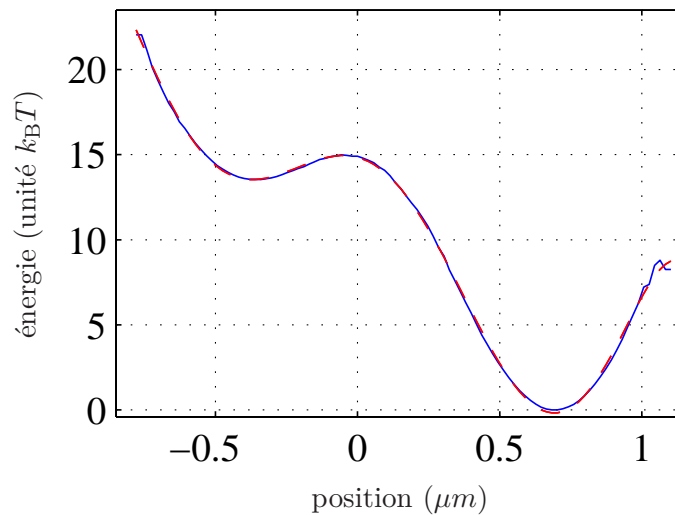


FIGURE 7 – Double puits de potentiel fortement asymétrique entre la gauche et la droite, mesure (bleu) et fit polynomial d'ordre 8 (rouge). La mesure est obtenue par la méthode de la Detailed Balance.

Nous avons testé l'accord de cette méthode avec la méthode de la PDF sur toutes les mesures où les deux étaient réalisables simultanément, et les résultats étaient toujours très satisfaisants (voir par exemple figure 6). Par ailleurs, une fois les potentiels estimés, nous les approximons par des polynômes d'ordre le plus bas possible : les potentiels simples tiltés nécessitent un polynôme d'ordre 3 ou 4, et les doubles potentiels un polynôme d'ordre 6 ou 8 pour obtenir un bon accord avec les mesures.

3 Réalisations du cycle de Landauer

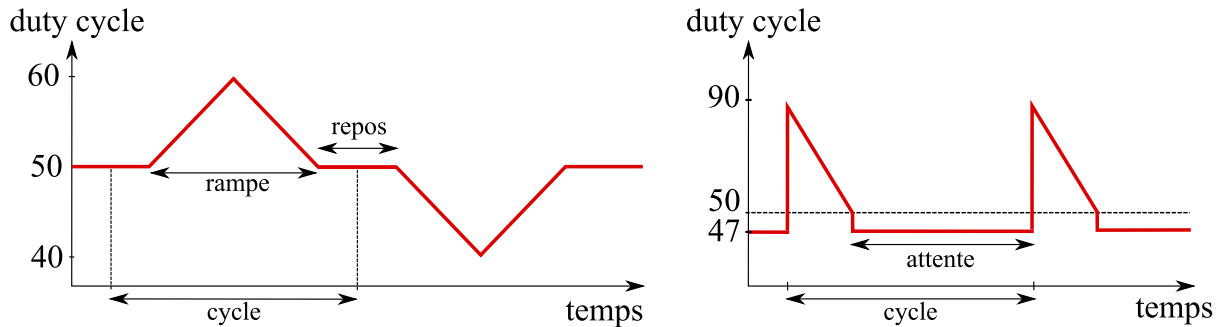
Nous avons réalisé deux procédures différentes pour mettre en œuvre un cycle de Landauer. La première joue sur une modulation de la profondeur relative des deux puits du double potentiel pour en rendre un plus attractif, et la seconde utilise une force extérieure qui pousse la particule vers un des puits. Les deux méthodes ainsi que les résultats obtenus sont détaillés dans cette section.

3.1 Modulation de la profondeur relative des puits

3.1.1 Procédure de mesure

Pour cette procédure, nous voulons un double potentiel dont la barrière centrale est suffisamment importante pour que chaque puits soit considéré comme indépendant (au moins sur le temps de l'expérience), c'est-à-dire que le temps moyen que la particule met à changer de puits (temps de Kramers, voir formule 16) doit être grand devant la durée d'un cycle. Pour cela nous avons choisi de séparer les deux pièges d'environ $1 \mu m$ et de fixer la puissance du laser à $18 mW$, ce qui, avec nos particules, donne un double puits de potentiel dont la barrière centrale fait entre 7 et $8 k_B T$ (voir la courbe noire sur la figure 9).

Lors du cycle, on déséquilibre ce double potentiel afin que l'un des deux puits devienne plus attractif que le second. Ainsi, si la particule était initialement dans ce puits, elle n'a plus aucune chance de pouvoir passer dans l'autre, et au contraire, si elle se trouvait dans le second puits, elle a toutes les chances de finir dans le premier. Pour modifier la profondeur relative des puits, on change le duty cycle du créneau à $10 kHz$ qui pilote le déflecteur acousto-optique (voir figure 15 en annexe), c'est-à-dire le rapport de durée entre les 2 parties (haute et basse) du créneau. Ainsi le faisceau laser passe plus de temps sur un piège que sur l'autre (par exemple, pour un duty cycle de 90%, le faisceau laser passera 90% du temps sur le puits de gauche et seulement 10% du temps sur le puits de droite). Le cycle de Landauer n'est alors qu'une rampe de duty cycle (dont on peut choisir la durée et la valeur maximale) avec un temps de repos de part et d'autre (voir figure 8(a)). Le créneau à $10 kHz$, dont le duty cycle varie au cours du temps, est généré par un programme *Labview* avec un échantillonnage de $1 MHz$ et créé par une carte d'acquisition *NI PXI-6259*, ce qui permet de n'avoir qu'un seul programme pour générer le créneau et moduler son duty cycle.



(a) Rampe de duty cycle réalisant un cycle de Landauer.

(b) Modulation utilisée pour calculer le potentiel ressenti par la bille pour un duty cycle fixe de 47%.

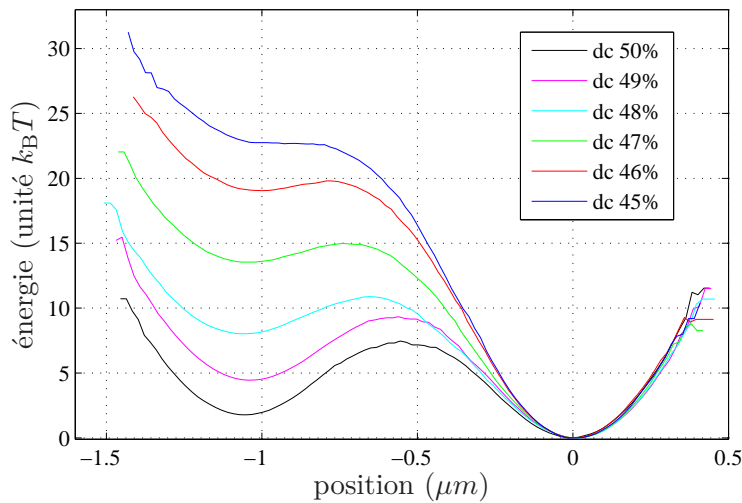
FIGURE 8 – Sur la figure (a) le premier cycle fait terminer la bille dans le puits de gauche et le second dans le puits de droite, ainsi la bille change de puits à chaque cycle. Sur la figure (b) on monte d'abord le duty cycle à 90% pour être sûr que la bille est à gauche, puis on descend progressivement jusqu'à 50%, puis rapidement jusqu'à 47% où le puits de gauche est le moins stable, on mesure alors la position de la bille durant le temps d'attente pendant lequel elle va sauter vers le puits de droite, ces mesures serviront à calculer le potentiel.

Sur un cycle le travail se calcule :

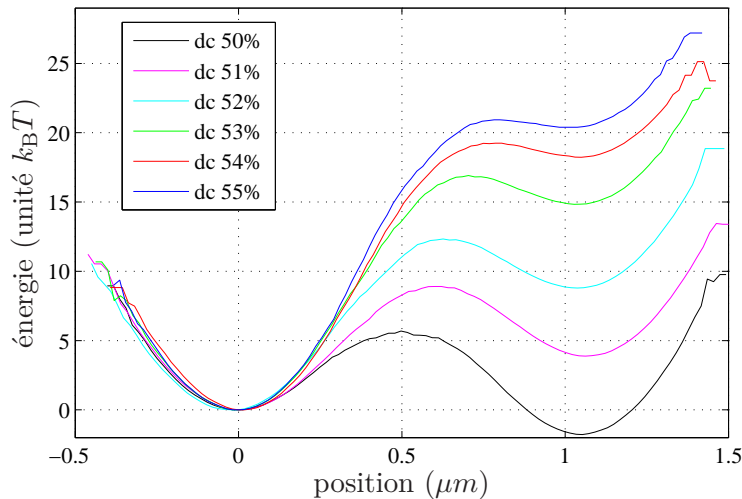
$$W = - \int_0^{T_{cycle}} \frac{\partial U(x(t), t)}{\partial x} \dot{x}(t) dt \quad (11)$$

où T_{cycle} est la durée du cycle, U est le potentiel ressenti par la particule, $x(t)$ la position de la particule, $\dot{x}(t)$ sa vitesse, et t le temps. Comme on mesure directement $x(t)$, on peut estimer $\dot{x}(t)$, il reste donc à mesurer

le potentiel ressenti par la particule pour les différentes valeurs de duty cycle afin de pouvoir obtenir $\frac{\partial U(x,t)}{\partial x}$ pour tout x et pour tout t . Pour cela, on utilise la méthode de la Detailed Balance décrite à la section précédente. Pour chacune des valeurs cibles du duty cycle, on place d'abord la particule dans le puits qui sera ensuite le moins attractif (puits instable) en imposant un duty cycle qui force la particule à s'y rendre, puis on amène progressivement le duty cycle jusqu'à la valeur cible, à ce moment la particule se trouve dans le puits instable du potentiel que l'on souhaite mesurer, on enregistre donc sa position pendant un temps suffisamment long pour qu'elle ait le temps de sauter presque à coup sûr vers le puits le plus attractif (puits stable), puis on réitère la procédure pour accumuler suffisamment de statistiques. Une procédure de ce type est illustrée sur la figure 8(b). Comme le créneau à 10 kHz est généré à 1 MHz , on ne dispose que de 100 points par période, on ne peut donc pas régler le duty cycle plus précisément qu'à l'unité près. Nous avons constaté qu'au delà de 58% ou en deçà de 42% le double potentiel est tellement asymétrique qu'il n'est plus possible de le mesurer avec notre procédure. Nous avons mesuré la forme du potentiel pour des duty cycles allant de 45% à 55% avec une unique bille (pour éviter toute modification due à une variation de rayon ou de sphéricité), qui a ensuite été gardée pour réaliser les cycles. Les résultats sont présentés sur la figure 9.



(a) Potentiels mesurés pour les duty cycle de 45% à 50%.



(b) Potentiels mesurés pour les duty cycle de 50% à 55%.

FIGURE 9 – Potentiels calculés pour différentes valeurs du duty cycle, par la méthode de la Detailed Balance appliquée sur les données acquises (à 502 Hz) lors de la procédure décrite dans le paragraphe précédent (et représentée sur la figure 8(b)). Pour plus de lisibilité, sur chaque figure, une constante a été arbitrairement ajoutée à chaque potentiel afin de faire coïncider les minima des puits stables. On peut noter que même lorsque le duty cycle vaut 50% le double potentiel n'est pas parfaitement symétrique, le puits de droite reste légèrement plus attractif.

3.1.2 Résultats

Mesures du travail moyen sur les cycles

Une fois que l'on connaît $U(x)$ pour les différents duty cycles, on ajuste ces potentiels par des polynômes d'ordre 8, dont les dérivées nous permettront de connaître les valeurs de force $\frac{\partial U(x)}{\partial x}$. Il suffit alors d'acquérir la valeur du duty cycle simultanément à la position $x(t)$ de la bille lors d'un cycle de Landauer pour pouvoir associer à chaque position la valeur de duty cycle, et donc la valeur de force, qui lui correspond. La vitesse est simplement estimée par $\dot{x}(t + \frac{\Delta t}{2}) \approx \frac{x(t+\Delta t) - x(t)}{\Delta t}$ et le travail calculé à l'aide de l'équation (11). Pour nous assurer que le travail ainsi obtenu n'était pas biaisé, nous l'avons calculé sur 50 séries de 40 secondes (échantillonnées à 502 Hz) pour lesquelles le duty cycle était constant et égal à 50% (le travail théorique pour ces mesures est donc nul) : le travail moyen que nous avons calculé est de $0,03 k_B T$.

On doit ensuite moyenner le travail sur les situations où la bille se trouve initialement dans le puits de potentiel vers lequel le cycle de Landauer tend à la faire arriver, et les situations où, au contraire, la bille va changer de puits durant le cycle. Étant donné qu'il n'est pas pratique de réinitialiser le système dans un état aléatoire entre deux cycles, nous avons choisi de traiter ces deux cas indépendamment. Dans le cas où la bille ne change pas de puits, le travail moyen devrait être nul, puisqu'on ne fait alors que modifier la raideur du piège de façon cyclique. Nous avons calculé ce travail pour un cycle faisant terminer la bille dans le puits de gauche et dont la rampe de duty cycle durait 20 secondes (10 secondes pour monter, 10 secondes pour descendre) avec 60% comme valeur maximale. Sur 377 cycles réalisés, il y en a 356 pour lesquels la bille est restée constamment dans le puits de gauche, soit 94,4% de réussite. Sur ces 356 cycles, le travail moyen calculé est de $0,092 k_B T$. Pour les cas où la bille change effectivement de puits au cours du cycle, nous avons choisi une procédure qui alterne un cycle de Landauer qui fait terminer la bille dans le puits de droite avec un cycle qui la fait terminer dans celui de gauche (comme sur la figure 8(a)), ce qui permet de ne pas avoir à réinitialiser le système puisqu'à la fin de chaque cycle la bille est dans le puits qui n'est pas celui dans lequel elle doit terminer à la fin du cycle suivant. Nous avons réalisé trois séries de mesures pour lesquelles la valeur extrême du duty cycle était de 60% (respectivement 40%) avec différents temps de rampe. Comme les potentiels ne sont connus que pour des duty cycles allant de 45% à 55%, mais qu'on estime que la bille devrait avoir rejoint le puits stable avant que la rampe n'atteigne 45% (respectivement 55%), les potentiels pour les duty cycles de 44% à 40% sont approximés par le potentiel à 45%, et les potentiels pour les duty cycles de 56% à 60% sont approximés par le potentiel à 55%. Cette approximation ne devrait pas avoir une grosse influence puisque, comme on peut le voir sur la figure 9, le puits stable n'est que peu modifié par la valeur du duty cycle. Les résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous :

temps de rampe	nombre total de sauts	taux de réussite	travail moyen	travail moyen total
40 s	248	75,8%	$16,38 k_B T$	$8,35 k_B T$
28 s	208	82,7%	$17,20 k_B T$	$8,65 k_B T$
20 s	248	94,4%	$18,04 k_B T$	$9,07 k_B T$

où le taux de réussite désigne le pourcentage de cycles où la bille a terminé dans le puits où elle devait effectivement arriver, où le travail moyen est la moyenne du travail moyen obtenu pour les cycles terminant à droite et du travail moyen obtenu pour les cycles terminant à gauche, et où le travail moyen total est la moyenne du travail moyen et des $0,092 k_B T$ obtenus dans le cas où la bille reste dans le même puits durant le cycle.

Estimation du travail moyen à duty cycle constant

On constate donc que le travail moyen total est très loin de la limite de Landauer, prédite à $k_B T \ln(2)$. Néanmoins, on constate une diminution du travail avec l'allongement de la durée de la rampe. Cela peut s'interpréter par le fait que plus la rampe est longue, plus les fluctuations sont susceptibles de faire sauter la bille vers le puits stable alors que l'écart énergétique entre les puits est faible (et donc que la force qui pousse vers le puits stable est faible, d'où un travail réduit). Pour tenter de le vérifier, nous avons estimé la valeur du travail fait lors du saut de la particule du puits instable vers le puits stable d'un potentiel à duty cycle constant, en réutilisant les données déjà utilisées pour mesurer les potentiels. Nous partons alors du principe que la majeure partie du travail est faite au moment du saut du puits instable vers le puits stable (puisque c'est là que $\frac{\partial U(x(t),t)}{\partial x}$ et $\dot{x}(t)$ sont les plus grands). Les résultats sont présentés sur la figure 10(a).

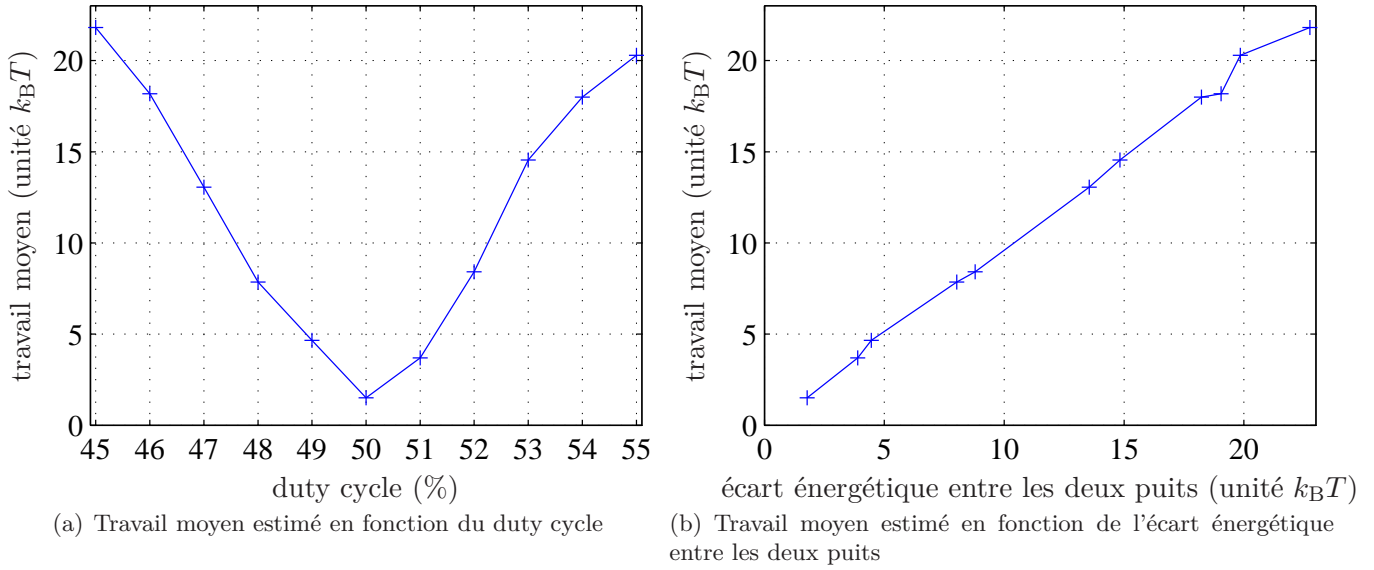


FIGURE 10 – Travail moyen estimé sur les sauts du puits instable vers le puits stable pour les doubles potentiels à duty cycle fixe, tracé en fonction des valeurs du duty cycle (a) et de l'écart énergétique entre les deux puits correspondants (b). Ici le travail n'a pas été moyenné avec les $0,09 k_B T$ obtenus pour les cycles où la particule reste dans un même puits.

Nous avons également calculé à quelle valeur du duty cycle en moyenne la bille saute au cours des cycles de Landauer :

temps de rampe	valeur moyenne du duty cycle pour un saut de gauche à droite	valeur moyenne du duty cycle pour un saut de droite à gauche
40 s	46,4%	52,9%
28 s	45,9%	53,3%
20 s	45,2%	53,7%

On peut alors comparer le travail moyen directement mesuré sur les cycles, avec le travail moyen estimé pour un duty cycle constant égal à la valeur moyenne du duty cycle lors du saut mesurée sur les cycles. Ce dernier devrait être un peu plus faible puisqu'il n'est pas calculé sur le cycle complet mais seulement sur le saut du puits instable vers le puits stable. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

temps de rampe	travail moyen mesuré	travail moyen estimé
40 s	16,38 $k_B T$	15,13 $k_B T$
28 s	17,20 $k_B T$	17,13 $k_B T$
20 s	18,04 $k_B T$	18,97 $k_B T$

On remarque que, comme attendu, le potentiel estimé est plus faible que le potentiel mesuré, sauf pour le cycle dont la rampe dure 20 s. Cela s'explique par le fait que, pour cette rampe, l'hypothèse selon laquelle la bille est déjà dans le puits stable lorsque le duty cycle atteint 45% n'est certainement pas vérifiée puisque la valeur moyenne du duty cycle au moment où la bille change de puits est de 45,2%. La valeur du travail mesuré de 18,04 $k_B T$ est donc sous-estimée par rapport à la réalité, puisqu'il doit y avoir des cycles où la bille a sauté alors que le duty cycle valait 44% (ce qui implique un potentiel encore plus asymétrique et un travail lors du saut encore plus grand que lorsque la bille saute pour un duty cycle de 45%). En dehors de cela, les valeurs mesurées sont du même ordre de grandeur que les valeurs estimées, ce qui nous conforte dans l'idée que c'est bien la valeur du duty cycle au moment où la bille passe du puits stable au puits instable qui est le paramètre important pour déterminer le travail moyen sur un cycle pour cette procédure. Or, la grandeur physique modifiée par la valeur du duty cycle est la différence d'énergie potentielle entre les deux puits du double potentiel. Et si l'on trace le travail moyen estimé en fonction non plus de la valeur du duty cycle, mais de l'écart en énergie entre les puits, on obtient presque une droite de pente 1 (voir figure 10(b)).

Conclusions sur cette procédure

Ainsi il semble que le travail estimé sur les sauts du puits instable vers le puits stable corresponde uniquement à la valeur du ΔU , l'écart en énergie potentielle qui existe entre le puits instable et le puits stable. Pour le vérifier nous avons utilisé la même procédure mais avec une intensité plus faible du laser ($\approx 15 \text{ mW}$), ce qui donne, pour un duty cycle fixe de 50%, un double potentiel dont la barrière centrale fait environ $6 k_B T$, et dont l'écart en énergie entre les potentiel vaut $1,1 k_B T$. Sur 82 sauts du puits de gauche (instable) vers le puits de droite (stable), le temps moyen de saut était de 70 s et le travail moyen de $1,10 k_B T \pm 0,10 k_B T$. Sur 81 sauts du puits de droite (stable) vers le puits de gauche (instable), le temps moyen de saut était de 220 s et le travail moyen de $-1,15 k_B T \pm 0,09 k_B T$. On peut alors imaginer une procédure qui partirait d'un double potentiel parfaitement équilibré, puis ferait une rampe de duty cycle de sorte à amener le puits le plus stable à un écart de $1,1 k_B T$ par rapport au puits le moins stable, la rampe étant suffisamment longue pour que la bille ait le temps de sauter vers le puits stable. Le travail moyen total d'une telle procédure serait (en imaginant encore que le travail se fait principalement sur le saut d'un puits à l'autre) de $(1,1 + 0,1)/2 = 0,6 k_B T < \ln(2) k_B T$. Mais alors, le temps pendant lequel les deux puits peuvent être considérés indépendants (c'est-à-dire le temps que reste en moyenne la bille dans un des deux puits lorsque le potentiel est équilibré et qu'on ne fait pas de cycle), serait comparable au temps que devrait durer la rampe de duty cycle pour que la particule ait le temps de changer de puits. Ce qui veut dire en particulier, que pour les cycles où la bille est initialement dans le puits vers lequel le cycle tend à la faire terminer, il y aurait une probabilité non négligeable que la bille change de puits, de même que pour les cycles où la bille doit changer de puits, il y aurait une probabilité non négligeable que cela n'arrive pas. Le cycle de Landauer aurait donc un très mauvais taux de réussite, si tant est qu'on puisse encore parler de cycle de Landauer puisqu'on n'aurait même plus deux états indépendants correspondant à deux niveaux d'un bit d'information.

La conclusion de cette étude est donc, d'une part que la précision avec laquelle on manipule le duty cycle ne nous permet pas d'espérer pouvoir atteindre un travail moyen total de moins de $2 k_B T$ avec cette procédure ($4 k_B T$ étant la valeur du travail estimé pour le cas où la particule saute lorsque le duty cycle vaut 51% dans un sens et 49% dans l'autre). Et d'autre part que cette procédure ne pourra jamais réaliser un travail moyen total suffisamment faible tout en conservant une indépendance des deux puits pour un temps long devant le temps d'un cycle. C'est pourquoi nous avons ensuite mis en oeuvre une seconde procédure.

3.2 Utilisation d'une force extérieure pour déplacer la particule d'un puits à l'autre

3.2.1 Procédure de mesure

Pour cette procédure nous nous sommes rapprochés de la procédure utilisée dans la simulation numérique de Dillenschneider et Lutz. Initialement le double puits de potentiel est équilibré (symétrique) avec une barrière centrale élevée, puis la hauteur de la barrière est réduite, une force extérieure est appliquée pour pousser la bille vers l'un des deux puits et la barrière est relevée pour piéger la bille dans l'état final du cycle.

Symétrisation du double puits de potentiel

La première étape a consisté à équilibrer le double puits de potentiel. Comme nous l'avons vu sur la figure 9, dans la procédure précédente, même lorsque le duty cycle était à 50%, le double potentiel n'était jamais parfaitement symétrique. Nous avons donc remplacé la carte d'acquisition par un générateur de fonctions *Agilent 33220A* pour créer le créneau à 10 kHz qui sert à moduler la position du laser par les déflecteurs acousto-optiques. Ceci nous permet d'avoir un contrôle du duty cycle au dixième près, en revanche nous perdons la possibilité de moduler le duty cycle au cours du temps. L'origine de l'asymétrie entre les deux puits n'a pas été clairement identifiée, elle peut être due à une mauvaise calibration des déflecteurs acousto-optiques, comme à la présence de défauts sur la surface du verre ou de saletés sur l'un des deux chemins optiques (celui qui crée le puits de droite et celui qui crée le puits de gauche). Nous avons seulement cherché à corriger l'équilibrage au cas par cas, en choisissant une valeur de duty cycle pour compenser l'asymétrie observée. Les valeurs de duty cycle permettant l'équilibrage sont toujours restées comprises entre 49,4% et 50,4%. Nous pouvons ainsi obtenir un double potentiel dont l'écart en énergie entre les deux puits n'excède jamais $0,4 k_B T$ (et peut, dans le meilleur des cas, descendre à moins de $0,1 k_B T$). Nous

avons également constaté que la valeur du duty cycle permettant l'équilibrage du double potentiel pouvait changer sensiblement (de plusieurs dixièmes de %) selon l'endroit où une même bille était placée dans la cellule. Ceci semble plutôt aller dans le sens d'une responsabilité des saletés/défauts sur les chemins optiques pour expliquer l'asymétrie entre les puits. En particulier il nous semble important de nettoyer l'objectif de microscope régulièrement. Ce dernier est en effet en contact avec de l'huile d'immersion (*Leica Immersion Oil*) pour permettre l'adaptation d'impédance entre l'objectif et la lame de verre de la cellule contenant les particules, et nous ne sommes pas sûrs du comportement de cette huile lorsqu'elle vieillit (d'autant qu'elle est chauffée par le faisceau du laser).

Une fois que nous disposons d'un double puits équilibré, il faut identifier des paramètres qui permettent de conserver la particule dans l'un des deux puits de façon presque sûre lorsque la barrière centrale est élevée, et au contraire d'avoir un temps de Kramers suffisamment court lorsque la barrière est abaissée. Pour élever ou abaisser la barrière entre les deux puits, on module l'intensité du laser avec la carte d'acquisition *NI PXI-6259* pilotée par un programme *Labview*. Nous avons choisi une distance entre les puits d'environ $0,9 \mu\text{m}$, une puissance minimale de 15 mW (la barrière étant alors d'environ $2,2 k_B T$) et une puissance maximale de 48 mW (la barrière étant alors toujours supérieure à $7,5 k_B T$). La rampe d'intensité au cours du cycle (voir figure 11) démarre sur la valeur maximale de puissance du laser, puis descend à la valeur minimale sur une durée de 1 s (assez long devant le temps de relaxation de la bille, mais assez court pour permettre d'enchaîner beaucoup de cycles en un temps raisonnable), puis reste à la valeur minimale pendant le temps (T_{force}) où la force extérieure est appliquée, avant de remonter à la valeur maximale qu'elle conservera pendant un temps de repos (fixé à 4 s).

Application de la force extérieure

La force extérieure est créée en déplaçant la cellule (à l'aide d'un piézo-moteur *Thorlabs NanoMax-TS*) alors que le laser reste fixe, ce qui engendre un écoulement et donc une force visqueuse sur la bille. En première approximation on considère que la force visqueuse est simplement $-\gamma v$ où γ est le coefficient de friction (on prend $\gamma = 6\pi R\eta$ avec $R = 1 \mu\text{m}$ et η la viscosité de l'eau à température ambiante), et v est la vitesse de déplacement de la cellule. La position du piezo est pilotée par le même programme *Labview* que celui qui contrôle l'intensité du laser, par l'intermédiaire de la carte d'acquisition. Nous avons d'abord choisi d'imposer une force constante durant la phase où la barrière de potentiel est basse, mais nous avons finalement opté pour une force linéaire (donc un déplacement quadratique) qui nous permet de réduire le travail moyen reçu par la bille. La rampe de force utilisée est représentée sur la figure 11.

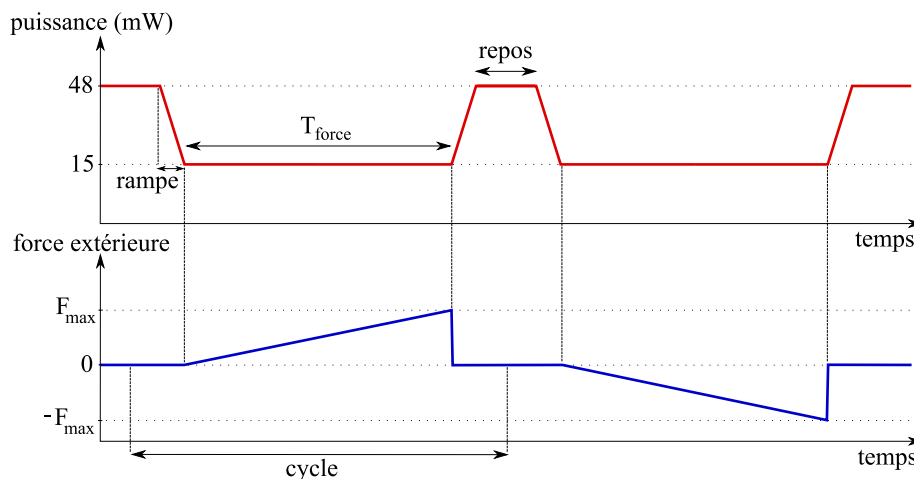


FIGURE 11 – Modulations de la puissance du laser et de la force extérieure utilisées pour réaliser un cycle de Landauer. Lorsque la puissance du laser est grande, les billes sont piégées dans l'un des deux puits, lorsqu'elle est faible, elles peuvent sauter facilement d'un puits à l'autre. La force est appliquée pour forcer la bille à terminer dans l'un des deux puits. $F_{\text{max}} = \gamma v_{\text{max}}$ est la force maximale appliquée lors de la rampe, T_{force} est le temps pendant lequel la force est appliquée. Ici le premier cycle pousse la particule vers le puits de droite et le second vers le puits de gauche.

Comme pour la procédure précédente nous devons calculer le travail pour les deux cas initiaux possibles

(à savoir : la bille se trouve initialement dans le puits où elle doit terminer le cycle, ou la bille se trouve initialement dans l'autre puits). Cependant ici, il n'y a pas une des deux procédures pour laquelle le travail devrait être nul en moyenne. En effet, dans le cas où la bille est initialement dans le puits de potentiel où elle doit terminer le cycle, il est très probable que la bille passe dans le deuxième puits en début de cycle, lorsque la barrière de potentiel vient de s'abaisser et que la force extérieure est encore faible, avant que la force (qui augmente avec le temps), ne la ramène dans le bon puits. Aussi, nous devons faire attention à bien mesurer le travail moyen dans les deux cas de figure pour tous les jeux de paramètres que nous utilisons. Pour le cas où la bille se trouve initialement dans le puits qui n'est pas celui dans lequel elle doit finir, nous utilisons la même technique que précédemment, en alternant les cycles qui la font finir à droite avec ceux qui la font finir à gauche (comme représenté sur la figure 11). Pour le cas où, au contraire, la bille commence le cycle dans le puits où elle doit le finir, le plus simple est de faire se succéder des cycles qui font tous terminer la bille dans le même puits, pour cela la force doit pousser la bille toujours dans la même direction. Or, cette force est créée par le déplacement du piézo-moteur, qui a une course finie, ce qui implique que l'on doit rajouter une phase de réinitialisation, pendant laquelle la cellule est ramenée à sa position initiale alors que la puissance du laser est à son maximum, pour que la bille ne change pas de puits pendant cette réinitialisation (voir figure 16 en annexe).

Calcul du travail

Nous ne calculons que le travail fait par la force extérieure :

$$W_F = \int_0^{T_{cycle}} -\gamma v(t) \dot{x}(t) dt = - \int_0^{T_{force}} F_{max} \frac{t}{T_{force}} \dot{x}(t) dt \quad (12)$$

où T_{cycle} est la durée totale du cycle, \dot{x} la vitesse de la bille, v la vitesse de déplacement de la cellule, T_{force} le temps pendant lequel la force est appliquée, et F_{max} la valeur maximale de la force ($F_{max} = \pm \gamma v_{max}$ selon que le cycle fait terminer la particule dans le puits de droite ou de gauche).

Nous ne prenons pas en compte la partie du travail due à la variation du double potentiel :

$$W_U = - \int_0^{T_{cycle}} \frac{\partial U(x(t), t)}{\partial x} \dot{x}(t) dt. \quad (13)$$

Ce terme devrait être nul en moyenne, à partir du moment où les variations temporelles de U sont lentes par rapport au temps de réponse de la bille (car la modulation de $U(x, t)$ est cyclique et qu'on calcule le travail sur une période du cycle). En effet nous avons déjà observé avec la procédure précédente que le calcul de ce terme (dans le cas où $U(x, t)$ ne dépendait pas du temps) ne donnait en moyenne que ΔU la variation d'énergie potentielle de la bille lorsqu'elle change de position d'équilibre (c'est-à-dire de puits). Or ici le double potentiel étant symétrique, la différence d'énergie potentielle entre les deux puits doit être nulle (quand bien même elle existe, elle s'annule lorsqu'on moyenne les cycles qui font terminer la bille dans le puits de droite avec ceux qui la font terminer dans le puits de gauche). Par ailleurs, la contribution exacte de ce terme serait très difficile à calculer (en raison du fait qu'il est quasi-impossible de mesurer correctement le double puits de potentiel lorsque la puissance du laser est maximale, puisqu'il est justement choisi pour que chaque puits puisse être considéré comme indépendant de l'autre). De plus nous avons conservé les mêmes paramètres pour la rampe de puissance dans l'ensemble de nos mesures. Aussi, dans le pire des cas, où ce terme aurait une contribution non nulle, elle serait la même pour toutes nos mesures, et donc nous ne ferions qu'omettre une constante additive sur la valeur calculée de $\langle W \rangle$.

3.2.2 Résultats

Premières observations et nombres sans dimension

Les deux paramètres variables dans notre procédure sont T_{force} le temps pendant lequel la force est appliquée et F_{max} la valeur maximale de la force (en valeur absolue). Les deux grandeurs qui permettent de caractériser un cycle de Landauer sont : son taux de réussite et son travail moyen total $\langle W \rangle$. Nous avons donc d'abord observé qualitativement la dépendance de ces deux grandeurs en fonction de F_{max} et T_{force} :

- Sans grande surprise, à T_{force} constant, plus F_{max} est grand, plus le travail moyen est grand (plus on pousse fort, plus la bille reçoit de travail).

- À F_{max} constant, le travail moyen diminue lorsque T_{force} augmente jusqu'à une certaine valeur (plus on attend longtemps, plus on a de chances que la bille saute grâce aux fluctuations alors que la force qu'on impose est encore faible, et donc que le travail reçu soit faible). Au delà de cette valeur de T_{force} le travail moyen semble saturer, voire réaugmenter légèrement.
- À T_{force} constante, le taux de réussite augmente avec F_{max} (plus on pousse fort, plus on diminue le risque que la bille termine dans le mauvais puits).
- De façon plus surprenante, à F_{max} constant, le taux de réussite diminue lorsque T_{force} diminue.

On pourrait d'abord penser que le seul paramètre important est la pente de la rampe de force (c'est-à-dire F_{max}/T_{force}), cependant, si cette hypothèse semble raisonnable pour le comportement de $\langle W \rangle$ qui augmente avec F_{max} et diminue lorsque T_{force} augmente (bien qu'il y ait une saturation), elle n'explique pas le comportement du taux de réussite. C'est pourquoi nous avons introduit pour ce dernier deux nombres sans dimension :

$$\tau = \frac{T_{force}}{T_{Kramers}} \quad (14)$$

$$\bar{F} = \frac{\delta x F_{max}}{\Delta U} \quad (15)$$

où $T_{Kramers}$ est le temps de Kramers, ΔU est la hauteur de la barrière entre les deux puits (lorsque la puissance du laser est minimale), et δx la distance entre les deux puits.

Le temps de Kramers [13], qui est le temps moyen mis par la particule pour passer d'un puits du potentiel à l'autre, est donné par la formule :

$$T_{Kramers} = T_0 e^{\frac{\Delta U}{k_B T}} \quad (16)$$

où T_0 est un temps caractéristique, et $T_0 \approx 1$ s pour nos expériences.

Ces deux nombres s'interprètent de la façon suivante : τ représente la possibilité pour la bille de franchir d'elle même (uniquement grâce aux fluctuations thermiques) la barrière de potentiel (lorsque la puissance du laser est minimale), \bar{F} représente la possibilité pour la force extérieure de faire franchir la barrière de potentiel à la bille. On peut alors penser que le taux de réussite dépend d'une combinaison de ces deux nombres, par exemple sous la forme :

$$\frac{1}{2} \left(1 + \exp\left(\frac{-1}{\tau \bar{F}}\right) \right) \quad (17)$$

qui tend bien vers 1/2 (50%) lorsque τ ou \bar{F} est nul, et vers 1 (100%) lorsque τ ou \bar{F} est très grand. Même si cette formule n'a que peu de chances d'être exacte (en particulier parce qu'elle ne tient pas compte du fait qu'un τ très grand ne pourra jamais suffire à compenser un \bar{F} très petit), elle est à peu près l'expression la plus simple que l'on peut introduire et donne au moins un renseignement qualitatif sur l'influence possible de F_{max} et T_{force} sur le taux de réussite. Cette idée a motivé les mesures suivantes.

Mesures du travail et du taux de réussite à $F_{max} \times T_{force}$ constant

Comme $T_{Kramers}$, δx et ΔU sont des constantes, nous avons réalisé une série de mesures avec différents F_{max} et T_{force} tels que leur produit reste constant, pour espérer conserver un taux de réussite constant. La valeur choisie pour $T_{force} \times v_{max}$ est $20 \mu m$ ($F_{max} = \gamma v_{max}$, avec $\gamma \approx 1,89.10^{-8} N.s.m^{-1}$). Les taux de réussite et travaux moyens obtenus, tracés en fonction de v_{max} , sont représentés sur la figure 12.

On constate d'abord que notre critère choisi pour conserver un taux de réussite constant n'est pas satisfaisant, puisque le taux de réussite s'effondre rapidement pour v_{max} inférieur à $1 \mu m.s^{-1}$. On peut alors tenter de modifier l'expression proposée pour le taux de réussite, par exemple en remplaçant $-1/(\tau \bar{F})$ par $-a/(\tau^b \bar{F}^c)$, où on choisit $b = 1$ et $c = 2$ (car cela semble coïncider avec les données) et où a est optimisé pour donner le meilleur ajustement. Cependant en l'absence de cadre théorique il nous est impossible de justifier rigoureusement un tel choix. Les valeurs trouvées pour le meilleur ajustement ($a = 2, 12$) sont représentées sur la figure 12(a). Toutefois la détermination précise de la dépendance du taux de réussite vis-à-vis de nos paramètres n'est pas très importante pour l'analyse des données du travail moyen fait sur un cycle. La figure 12(a) est surtout utile pour déterminer empiriquement les valeurs de v_{max} à choisir pour avoir un taux de réussite supérieur à 90%.

Il faut noter que 75 % est un très mauvais taux de réussite, car lorsqu'on laisse la bille fluctuer librement sans forçage extérieur, le taux que l'on obtient est de 50 % puisqu'en moyenne la bille a autant de chances

d'être à gauche qu'à droite lorsqu'on relève la barrière de potentiel (et dans ce cas, on n'efface aucune information). À l'inverse le taux de 95 % que l'on obtient pour les valeurs de v_{max} supérieures à $2 \mu m.s^{-1}$ est très raisonnable, compte tenu du fait que notre système n'est pas purement 1D, et qu'il peut exister des fluctuations de position sur les dimensions Y et Z, que nous avons complètement négligées et qui peuvent nuire localement au bon déroulement du cycle de Landauer. On remarque ensuite que le travail moyen a l'air plus ou moins linéaire en F_{max} , et qu'il se rapproche de la limite de Landauer ($k_B T \ln(2)$) pour les valeurs de force les plus faibles. Cependant, il ne semble pas vraiment présenter de saturation à $k_B T \ln(2)$ comme on l'attendrait, voire même, il semble violer la limite pour la valeur obtenue avec la force la plus basse. Cela n'est pas gênant, car les taux de réussite pour ces valeurs de force sont relativement mauvais, ce qui signifie que l'on n'efface pas correctement l'information, et donc qu'il n'y a pas de raison a priori que le système doive dissiper au moins les $k_B T \ln(2)$ qu'il devrait perdre si le cycle de Landauer était efficace. Avec notre procédure il est même normal d'attendre que le travail moyen tombe à $0 k_B T$ lorsque la force est nulle, en même temps que le taux de réussite tombe à 50% (il suffit de remplacer F_{max} par 0 dans l'équation 12).

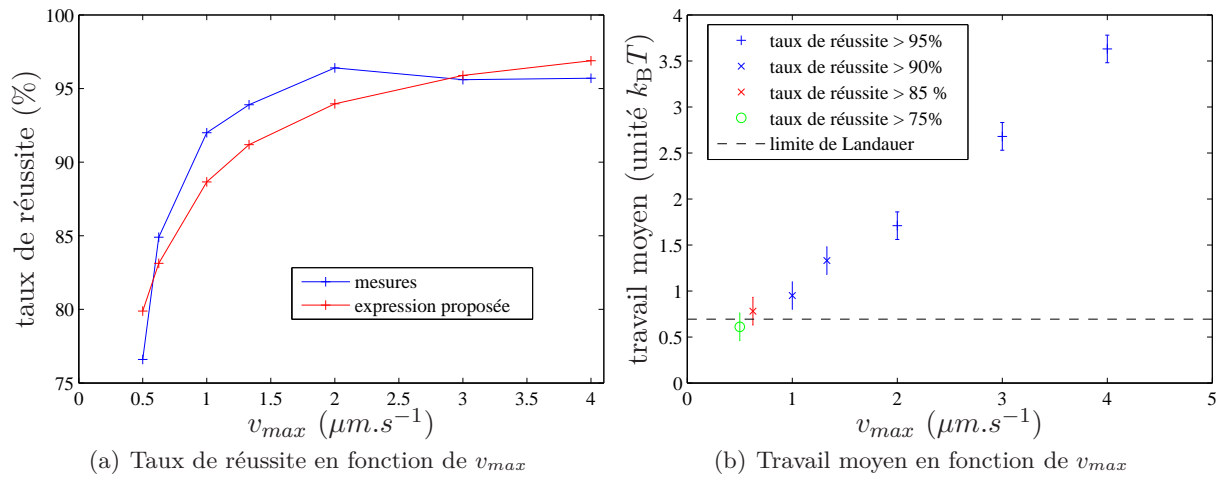


FIGURE 12 – Taux de réussite (a) et travail moyen (b) en fonction de v_{max} mesurés pour des procédures où le produit $v_{max} \times T_{force}$ est constant (égal à $20 \mu m$). La courbe rouge sur la figure (a) correspond à la dernière expression proposée : $\frac{1}{2} \left(1 + \exp\left(\frac{-2,12}{\tau F^2}\right) \right)$. Les barres d'erreur sur la figure (b) ont été estimées à partir de l'écart maximal observé entre les valeurs de travail moyen obtenues pour différentes séries de mesures, réalisées avec les mêmes paramètres de rampe (T_{force} et F_{max}) mais à des moments différents ou avec des billes différentes.

Mesures du travail à taux de réussite (presque) constant

Comme le critère précédent ne semblait pas adéquat pour espérer observer une saturation à la limite de Landauer, nous avons complété les résultats obtenus avec d'autres mesures où T_{force} est le paramètre de contrôle principal, et F_{max} est choisi le plus faible possible mais toujours de façon à conserver un taux de réussite supérieur à 90% (pour garantir que l'information est bien effacée et donc que de l'entropie doit être dissipée par la bille sous forme de chaleur). Les résultats sont présentés sur la figure 13.

Cette fois on observe bien une saturation du travail moyen en fonction du temps pendant lequel la force est appliquée. Cette saturation a lieu à une valeur qui n'est pas très éloignée de la limite de Landauer. Il apparait donc que le paramètre important pour observer la limite de Landauer est bien la conservation d'un taux de réussite constant (et proche de 100%). Malheureusement ce paramètre n'étant pas directement contrôlable dans nos procédures expérimentales, les mesures sont assez difficiles à réaliser (puisque'il n'est pas évident de prédire qu'elle sera le taux de réussite pour un couple de F_{max} et T_{force} donné et que les mesures sont particulièrement longues pour obtenir une statistique suffisante).

PDF du travail calculé pour un cycle de Landauer

Enfin, nous avons tracé la PDF des valeurs du travail calculées pour une de nos procédures. Cette procédure a été choisie parce qu'elle présentait un travail moyen faible ($\approx 0,9 k_B T$) et un grand nombre de cycles (627 cycles au total). Ses caractéristiques sont les suivantes : $T_{force} = 25 s$ et $v_{max} = 1 \mu m.s^{-1}$, le travail moyen

dans le cas où la bille n'est pas initialement dans le puits où elle doit finir est de $1,1 k_B T$, le travail moyen dans le cas où la bille est initialement dans le puits où elle doit finir est de $0,7 k_B T$, et le taux de réussite est de 88%. Nous n'avons tracé la PDF que pour le cas où la bille n'est pas initialement dans le puits final du cycle, car c'est le cas le plus défavorable (celui pour lequel le travail moyen est le plus élevé), et car nous possédions plus de statistiques pour cette configuration que pour l'autre. Le résultat est présenté sur la figure 14.

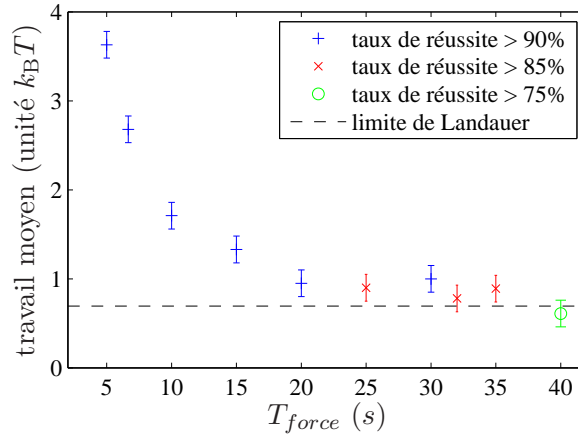


FIGURE 13 – Travail moyen calculé pour des valeurs de v_{max} et T_{force} choisies pour tenter d'assurer un taux de réussite au moins supérieur à 90%. Les barres d'erreur sur le travail ont été estimées à partir de l'écart maximal observé entre les valeurs de travail moyen obtenues pour différentes séries de mesures, réalisées avec les mêmes paramètres de rampe (T_{force} et F_{max}) mais à des moments différents ou avec des billes différentes.

La statistique n'étant pas suffisante pour espérer tirer une conclusion claire sur la forme de la PDF, on se contentera de noter le fait qu'il existe une quantité non nulle (et non négligeable) d'événements pour lesquels la limite de Landauer est localement violée. On retrouve donc le résultat obtenu avec les simulations numériques : même dans le cas a priori le plus défavorable, les fluctuations thermiques nous permettent de violer localement le principe de Landauer, qui reste néanmoins respecté en moyenne. On peut également noter que cette conclusion reste vraie même pour les procédures où le travail moyen est bien plus grand. Par exemple pour une procédure avec $T_{force} = 10$ s et $v_{max} = 2 \mu m.s^{-1}$, où le taux de réussite est de 96% et le travail moyen dans le cas où la bille n'est pas initialement dans le puits où elle doit terminer le cycle est de $2,8 k_B T$, on a encore 9,1 % des cycles pour lesquels la valeur du travail est strictement inférieure à la limite de Landauer (pourcentage obtenu sur un total de 231 cycles).

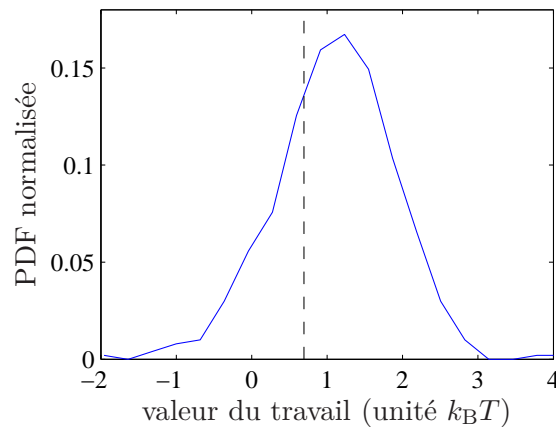


FIGURE 14 – PDF de la valeur du travail calculé sur un cycle de Landauer où la bille n'est pas initialement dans le puits où le cycle tend à la faire terminer. En pointillés est indiquée la limite de Landauer ($k_B T \ln(2)$). La PDF est calculée sur un total de 502 cycles.

Conclusions et perspectives

En conclusion, notre première procédure n'étant pas contrôlable assez finement ne nous a pas permis d'obtenir un travail moyen suffisamment bas pour pouvoir se rapprocher de la limite de Landauer à $k_B T \ln(2)$. En revanche, elle nous a permis de tester l'effet d'une modulation du duty cycle sur la forme du double puits de potentiel créé par un faisceau laser balayé rapidement entre deux positions par un déflecteur acousto-optique. Elle a également permis de nous convaincre que le travail moyen mesuré, dans le cas où la bille fluctue librement dans le double puits de potentiel, sans force extérieure imposée, correspond uniquement à la différence d'énergie potentielle entre la position de départ de la bille et sa position d'arrivée. La seconde procédure nous a permis de mettre en évidence l'existence de la limite de Landauer sur le travail moyen calculé, ainsi que sa violation locale due aux fluctuations thermiques. Bien que le travail moyen calculé et le taux de réussite d'un cycle de notre procédure aient une dépendance non triviale vis-à-vis de nos paramètres de contrôle, nous avons pu montrer l'apparition d'une saturation du travail moyen à la limite de Landauer, lorsqu'on conserve un taux de réussite constant pour le cycle. Ces résultats viennent s'inscrire dans le cadre plus général de la physique statistique à l'échelle microscopique, où les fluctuations thermiques jouent un rôle important, et peuvent éventuellement contribuer à une formulation généralisée du principe de Landauer loin de l'équilibre [14] ou pour tenir compte des fluctuations thermiques.

Références

- [1] Experimental Study of Memory Erasure in a Double-well Potential, Y. Jun and J. Bechhoefer, American Physical Society March Meeting 2011, Volume 56, Number 1 (Abstract : D13.00010). Résumé disponible : Science 8 April 2011, Vol. 332 no. 6026 p. 171, DOI : 10.1126/science.332.6026.171-a.
- [2] Memory Erasure in Small Systems, R. Dillenschneider and E. Lutz, Phys. Rev. Lett. 102, 210601 (2009).
- [3] Irreversibility and Heat Generation in the Computing Process, R. Landauer, IBM J. Res. Dev. 5, 183 (1961).
- [4] The Thermodynamics of Computation - a review, C. H. Bennett, Int. J. Theor. Phys. 21, 905 (1982).
- [5] Exorcist XIV : The Wrath of Maxwell's Demon. Part II. From Szilard to Landauer and Beyond, J. Earman and J.D. Norton, Studies in the History and Philosophy of Modern Physics 30, 1-40 (1999).
- [6] Maxwell's Demon and the Thermodynamics of Computation, J. Bub, Studies in the History and Philosophy of Modern Physics 32, 569 - 579 (2001). (arXiv :quant-ph/0203017v1)
- [7] Langevin Equation and Thermodynamics, K. Sekimoto, Prog. Theor. Phys. Suppl. 130, 17 (1998).
- [8] Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure, A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. 24, 156-159 (1969).
- [9] Optical Trapping, K.C. Neuman and S.M. Block, Rev. Sci. Instrum. 75, 2878-2809 (2004).
- [10] Optical Levitation by Radiation Pressure, A. Ashkin and J. M. Dziedzic, Appl. Phys. Lett. 19, 283 (1971).
- [11] Observation of a Single-beam Gradient Force Optical Trap for Dielectric Particles, A. Ashkin et al., Optics Letters 11, 5, 288-290 (1986).
- [12] Experimental Demonstration of Information-to-Energy Conversion and Validation of the Generalized Jarzynski Equality, S. Toyabe et al., Nature Physics 6, 988 (2010).
- [13] Brownian Motion in a Field of Force and the Diffusion Model of Chemical Reactions, H. A. Kramers, Physica (Utr.) 7, 284 (1940).
- [14] Second Law and Landauer Principle Far from Equilibrium, M. Esposito and C. Van den Broeck, accepted for publication in EPL in July 2011. (arXiv :1104.5165v1)

Annexe

Schéma explicatif du montage expérimental

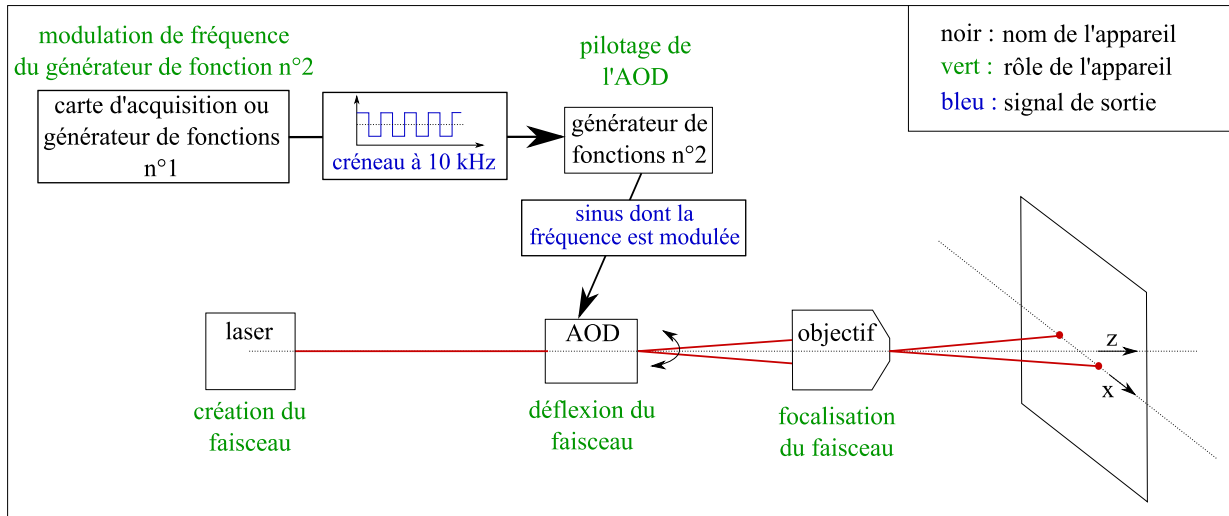


FIGURE 15 – Schéma du montage. L'axe Z est l'axe de propagation du faisceau laser. Le premier générateur de fonctions crée un signal créneau qui module la fréquence de la sinusoïde créée par le second générateur de fonctions. La fréquence de la sinusoïde détermine l'angle du faisceau en sortie du déflecteur acousto-optique (AOD). L'angle correspond à une position selon l'axe X dans le plan image de l'objectif de microscope. Comme le signal de départ est un créneau, la fréquence de la sinusoïde alterne rapidement entre deux valeurs, qui correspondent à deux angles et donc à deux positions dans le plan image. Comme la fréquence du créneau est grande devant la fréquence de coupure de la bille, ces deux positions lui apparaissent comme deux puits de potentiel indépendants. L'amplitude du créneau détermine la distance entre les deux puits. Le duty cycle du créneau détermine la profondeur relative des deux puits. Sur cette figure nous n'avons pas représenté l'effet de la focalisation du faisceau par l'objectif de microscope.

Modulation du laser et de la force extérieure dans le cas où la particule doit commencer et finir le cycle dans le même puits

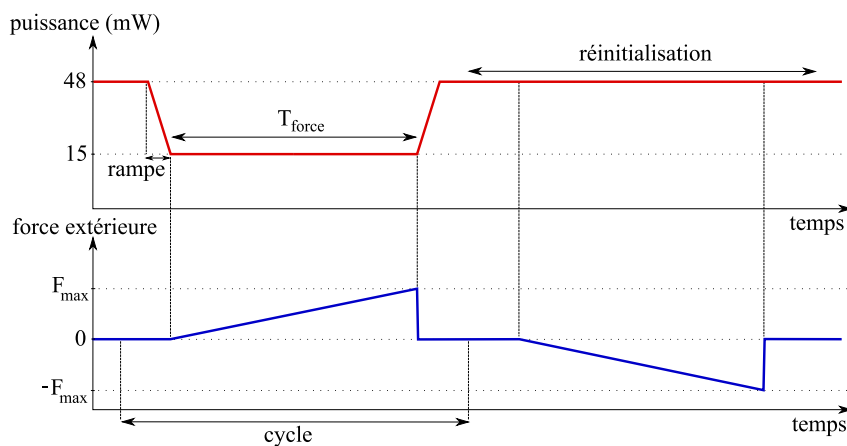


FIGURE 16 – Modulations de la puissance du laser et de la force extérieure utilisées pour réaliser un cycle de Landauer et réinitialiser la position du piézo-moteur. Lorsque la puissance du laser est grande, les billes sont piégées dans l'un des deux puits, lorsqu'elle est faible, elles peuvent sauter facilement d'un puits à l'autre. La force est appliquée pour forcer la bille à terminer dans l'un des deux puits. $F_{max} = \gamma v_{max}$ est la force maximale appliquée lors de la rampe, T_{force} est le temps pendant lequel la force est appliquée. Ici le cycle pousse la particule vers le puits de droite puis la position du piézo-moteur est réinitialisée pendant que la puissance du laser reste maximale, afin de pouvoir enchaîner un autre cycle où la particule est poussée vers la droite.