Ou, en utilisant la loi de dérivation d'un opérateur par rapport au temps en mécanique quantique :

$$\overline{E}(T) = -i\hbar^{-1} \int_0^T \mathrm{Trace} \left\langle \mathcal{H}(T)\left[H(t)+F(t),\rho(t)\right]\right\rangle dt + \left\langle \left\{ \frac{1}{T} \int_0^T (V(t')-V(0))dt' \, \rho(0) \right\} \right\rangle$$

On verra que le premier terme du membre de droite est proportionnel à T ; or on peut se rendre compte que le second terme reste fini lorsque $T \to \infty$; comme c'est dans cette limite que l'on considèrera finalement $\overline{E}(T)$ puisqu'on calculera

$$\lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \overline{E}(T),$$

on peut donc négliger ce second terme.

Pour la même raison, on peut également remplacer dans le premier terme $\mathcal{H}(t)$ par sa limite pour les très grandes valeurs de T, c'est à dire $H_a + \frac{1}{T} \int_0^T V(t')\, dt' \cong H_a$

car la perturbation $V(t)$ due au thermostat à une moyenne nulle lorsque celui est en équilibre thermodynamique comme c'est le cas ici.

On peut ainsi écrire :

$$\overline{E}(T) = -i\hbar^{-1} \int_0^T \left\langle \mathrm{Trace} \left\{ H_a \left[H(t) + F(t), \rho(t) \right] \right\} dt \qquad \text{(II,14)}$$

soit, en utilisant la possibilité de permutation circulaire des opérateurs sous le symbole Trace :

$$\overline{E}(T) = -i\hbar^{-1} \int_0^T \left\langle \mathrm{Trace} \left\{ \left[\rho(t), H_a \right] (V(t)+F(t)) \right\} \right\rangle dt$$

Or, puisque

$$\mathrm{Trace} \left\{ \left[\rho(t),\, V(t) + F(t) \right] (V(t) + F(t)) \right\} \equiv 0$$