

Quelques aspects de la neutronique stochastique

Journée du DM2S
LTSD

27 mars 2015
LPTMS

Clélia de Mulatier

Directeurs de thèse
Encadrant CEA

Cheikh Diop et Alberto Rosso
Andrea Zoia



Objectif : caractériser la population de neutrons dans le réacteur

→ **leur répartition et leur interaction avec le milieu** : le flux neutronique ϕ
le taux de collision ψ

Intérêts : répartition de la puissance ; vieillissement des structures ; radioprotection

Comment ?

Simulations déterministes

Résolution de l'équation de transport

$$\phi, \psi$$

Simulations Monte Carlo

Simulation des trajectoires aléatoires des particules

Estimateur de trace : $l_V = \int_V \phi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$
Estimateur de collision : $n_V = \int_V \psi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$

Objectif : caractériser la population de neutrons dans le réacteur

→ **leur répartition et leur interaction avec le milieu** : le flux neutronique ϕ
le taux de collision ψ

Intérêts : répartition de la puissance ; vieillissement des structures ; radioprotection

Comment ?

Simulations déterministes

Résolution de l'équation de transport

$$\phi, \psi$$

Simulations Monte Carlo

Simulation des trajectoires aléatoires des particules

Estimateur de trace : $l_V = \int_V \phi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$
Estimateur de collision : $n_V = \int_V \psi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$

Objectif : caractériser la population de neutrons dans le réacteur

→ **leur répartition et leur interaction avec le milieu** : le flux neutronique ϕ
le taux de collision ψ

Intérêts : répartition de la puissance ; vieillissement des structures ; radioprotection

Comment ?

Simulations déterministes

Résolution de l'équation de transport

$$\phi, \psi$$

Simulations Monte Carlo

Simulation des trajectoires aléatoires des particules

Estimateur de trace : $l_V = \int_V \phi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$
Estimateur de collision : $n_V = \int_V \psi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$

Objectif : caractériser la population de neutrons dans le réacteur

→ leur répartition et leur interaction avec le milieu : le flux neutronique ϕ
le taux de collision ψ

Intérêts : répartition de la puissance ; vieillissement des structures ; radioprotection

Comment ?

Simulations déterministes

Résolution de l'équation de transport

ϕ, ψ



plus rapide, mais avec des approximations

Simulations Monte Carlo

Simulation des trajectoires aléatoires des particules

Estimateur de trace : $l_V = \int_V \phi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$

Estimateur de collision : $n_V = \int_V \psi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$



plus proche de la "réalité", mais plus lent

Objectif : caractériser la population de neutrons dans le réacteur

→ leur répartition et leur interaction avec le milieu : le flux neutronique ϕ
le taux de collision ψ

Intérêts : répartition de la puissance ; vieillissement des structures ; radioprotection

Comment ?

Simulations déterministes

Résolution de l'équation de transport

$$\phi, \psi$$



plus rapide, mais avec des approximations

Simulations Monte Carlo

Simulation des trajectoires aléatoires des particules

Estimateur de trace : $l_V = \int_V \phi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$

Estimateur de collision : $n_V = \int_V \psi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$



plus proche de la "réalité", mais plus lent

Les deux sont complémentaires

- ▶ LPTMS (UPSud) : laboratoire de physique statistique
- ▶ LTSD : où sont développés deux types de codes
 - code déterministe, Apollo 3[®]
 - code Monte Carlo, Tripoli 4[®]

Thèse en amont des codes de transport pour la neutronique

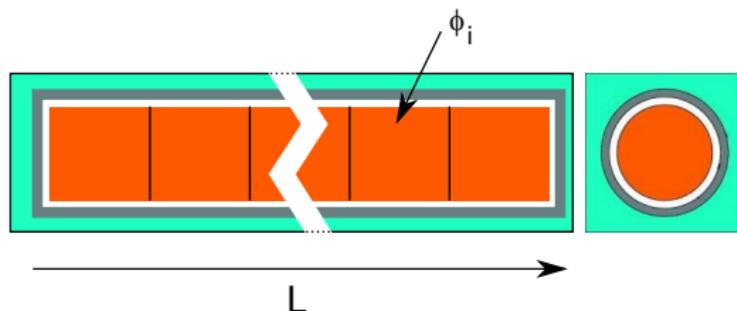
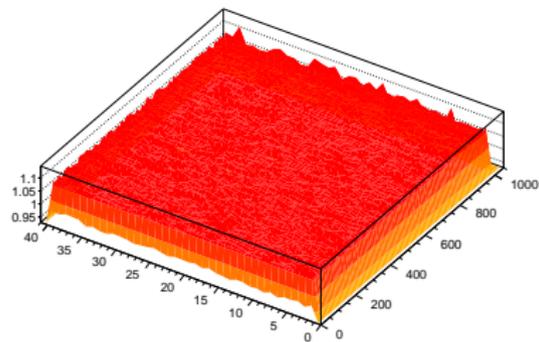
- ▶ **Objectif** : utiliser des outils de la physique statistique, notamment des marches aléatoires, afin de mieux comprendre le comportement statistique de la population de neutrons.

→ “neutronique stochastique”

- I - Fluctuation de la population de neutrons autour de la moyenne
- II - Formules d'opacité

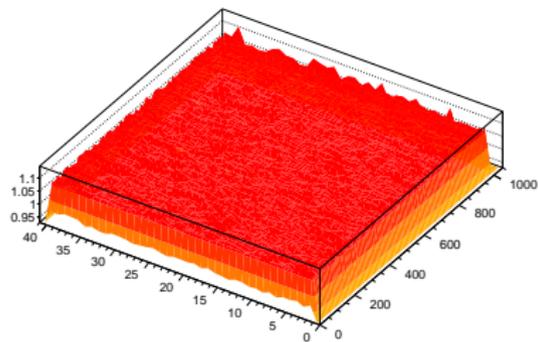
Problème 1 - Fluctuations statistiques

$L = 10 \text{ cm}$

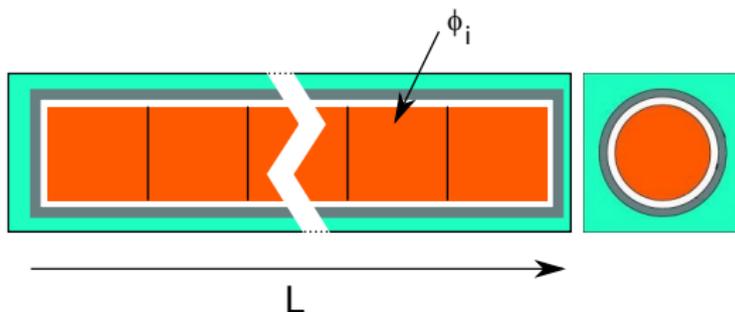
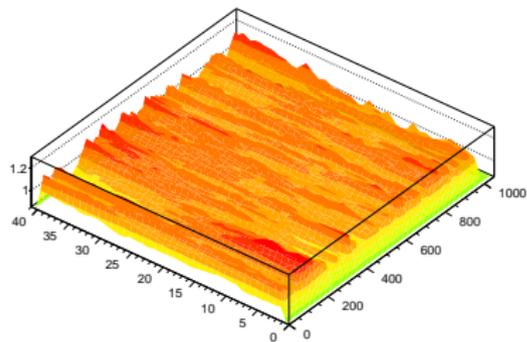


Problème 1 - Fluctuations statistiques

$L = 10 \text{ cm}$

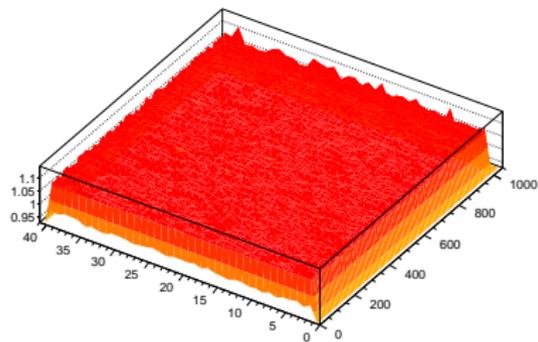


$L = 1 \text{ m}$

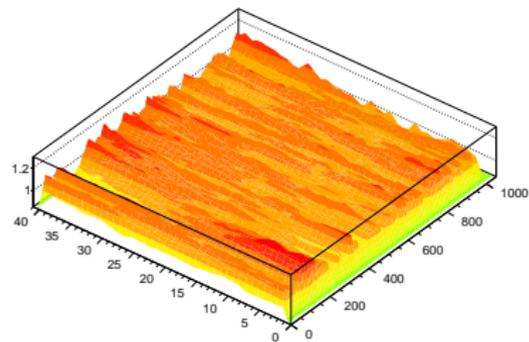


Problème 1 - Fluctuations statistiques

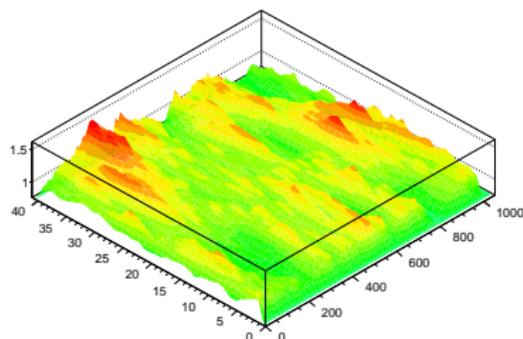
$L = 10 \text{ cm}$



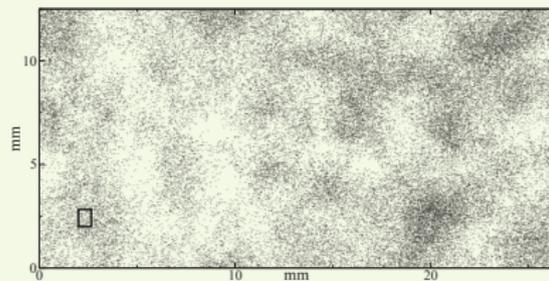
$L = 1 \text{ m}$



$L = 4 \text{ m}$



Ça n'est pas une erreur du Monte Carlo !

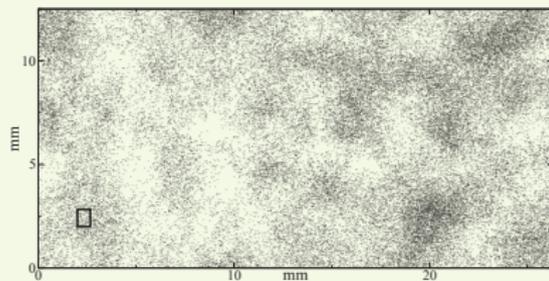


→ Observé en biologie !

En cause, le processus physique aléatoire

- ▶ de mort de neutrons (capture stérile)
- ▶ et de naissance (fission)

Ça n'est pas une erreur du Monte Carlo !



→ Observé en biologie !

En cause, le processus physique aléatoire

- ▶ de mort de neutrons (capture stérile)
- ▶ et de naissance (fission)

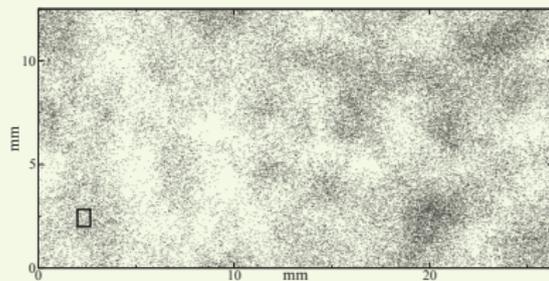
Fluctuations statistiques de la population de neutrons

d'autant plus importantes que

- ▶ la population est faible
- ▶ qu'on se rapproche de la criticité

À priori négligeables dans un réacteur à pleine puissance, elles sont potentiellement à prendre en considération dans un réacteur au démarrage.

Ça n'est pas une erreur du Monte Carlo !



→ Observé en biologie !

En cause, le processus physique aléatoire

- ▶ de mort de neutrons (capture stérile)
- ▶ et de naissance (fission)

Fluctuations statistiques de la population de neutrons

d'autant plus importantes que

- ▶ la population est faible
- ▶ qu'on se rapproche de la criticité

À priori négligeables dans un réacteur à pleine puissance, elles sont potentiellement à prendre en considération dans un réacteur au démarrage.

Il faudrait pouvoir les quantifier

- ▶ variance, moments d'ordre supérieur : $\langle l_V^2 \rangle, \langle l_V^3 \rangle, \dots$ $\langle n_V^2 \rangle, \langle n_V^3 \rangle, \dots$
- ▶ la fonction de corrélation de paire
- ▶ la probabilité de survie du système !

Particularité

Déterministe

Équation
du transport
(Boltzmann)

Monte Carlo

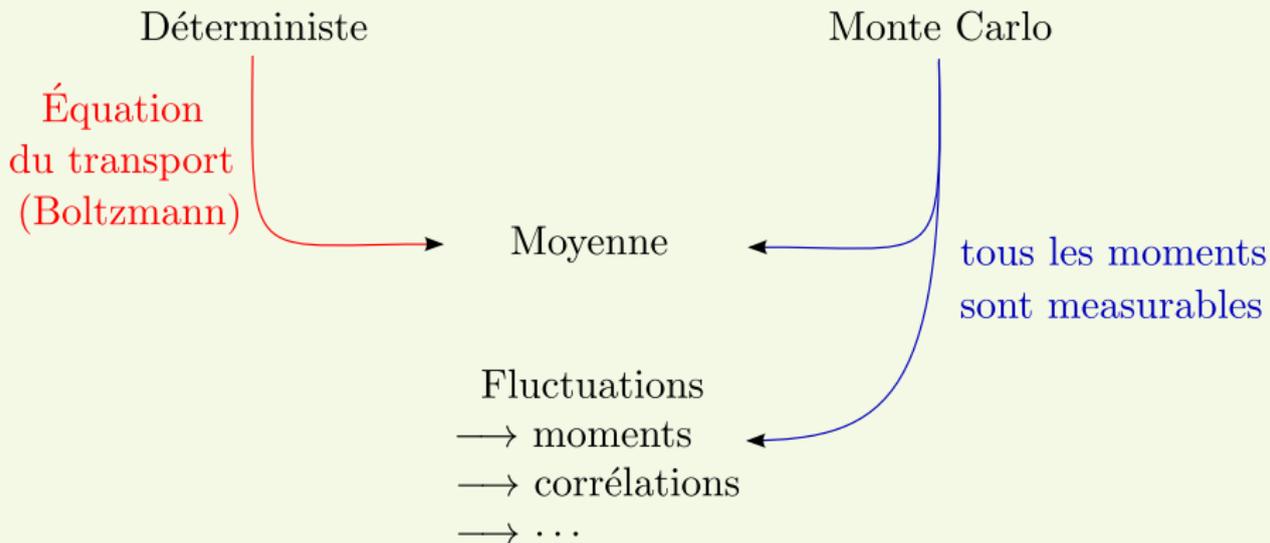
Moyenne

tous les moments
sont mesurables

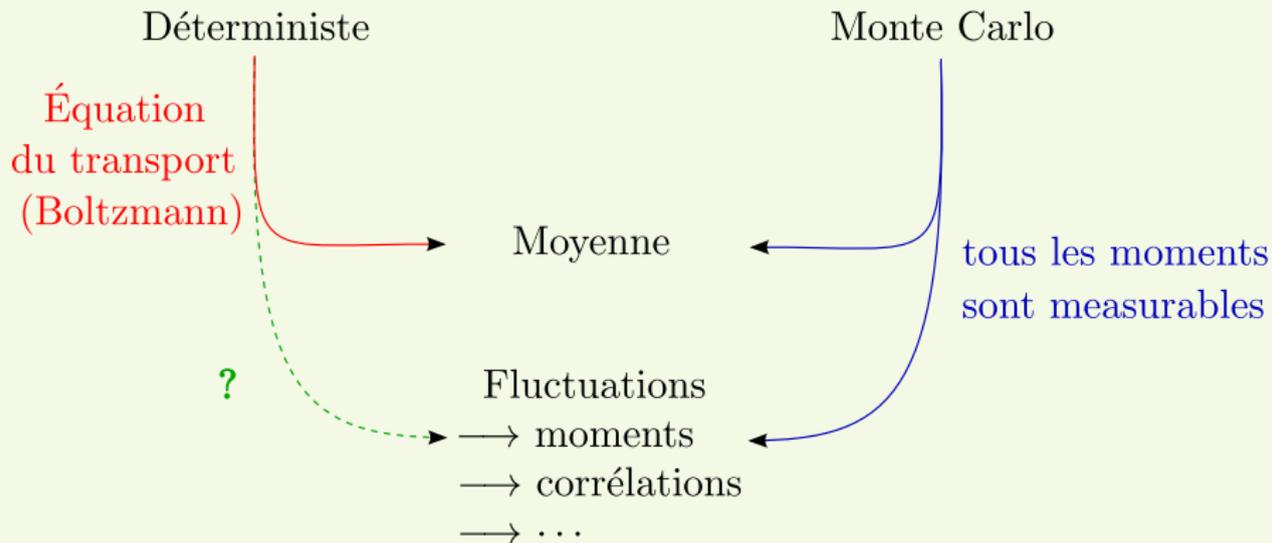
Fluctuations

- moments
- corrélations
- ...

Particularité



Particularité



Observables $l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$ et $n_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$

- $l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$ Longueur totale parcourue dans le volume V jusqu'au temps t sachant qu'un neutron est parti de \mathbf{r}_0 dans la direction ω_0 à $t = 0$.
- $n_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$ Nombre total collisions dans le volume V jusqu'au temps t sachant qu'un neutron est parti de \mathbf{r}_0 dans la direction ω_0 à $t = 0$.

Observables $l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$ et $n_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$

$l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$ Longueur totale parcourue dans le volume V jusqu'au temps t sachant qu'un neutron est parti de \mathbf{r}_0 dans la direction ω_0 à $t = 0$.

$n_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$ Nombre total collisions dans le volume V jusqu'au temps t sachant qu'un neutron est parti de \mathbf{r}_0 dans la direction ω_0 à $t = 0$.

Équation directe

- $\phi(\mathbf{r}, \omega, t)$
- ▶ on intègre sur la source (points de départ)
 - ▶ donne ϕ à l'instant t en tout point de l'espace (\mathbf{r}, ω)

Observables $l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$ et $n_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$

$l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$ Longueur totale parcourue dans le volume V jusqu'au temps t sachant qu'un neutron est parti de \mathbf{r}_0 dans la direction ω_0 à $t = 0$.

$n_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$ Nombre total collisions dans le volume V jusqu'au temps t sachant qu'un neutron est parti de \mathbf{r}_0 dans la direction ω_0 à $t = 0$.

Équation directe

- $\phi(\mathbf{r}, \omega, t)$
- ▶ on intègre sur la source (points de départ)
 - ▶ donne ϕ à l'instant t en tout point de l'espace (\mathbf{r}, ω)

Équation rétrograde

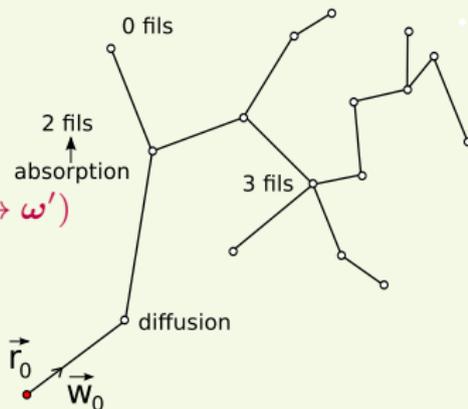
- $l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)$
- ▶ on intègre sur le détecteur V (points de d'arrivée)
 - ▶ donne l_V pour tout point de départ (\mathbf{r}_0, ω_0)

Description de la marche dans un milieu hétérogène

Section efficace totale $\Sigma(\mathbf{r}) \rightarrow$ proba de faire une collision pendant $dt : \Sigma(\mathbf{r}) v dt$

Hyp : vitesse v constante

- ▶ Capture stérile
- ▶ Diffusion, $\Sigma_d(\mathbf{r})$:
redistribution anisotrope des directions $C_d(\omega \rightarrow \omega')$
- ▶ Fission, $\Sigma_f(\mathbf{r})$:
 - ▶ k neutrons fils émis, avec probabilité $p_k(\mathbf{r})$
 - ▶ distribution isotrope des directions $C_f(\omega \rightarrow \omega')$



La fonction génératrice des moments

$$Q_t(s | \mathbf{r}_0, \omega_0) = \langle \exp(-s l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)) \rangle$$

$\langle \cdot \rangle$ est une moyenne sur l'ensemble des configurations

La fonction génératrice des moments

$$Q_t(s | \mathbf{r}_0, \omega_0) = \langle \exp(-s l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)) \rangle$$

$\langle \cdot \rangle$ est une moyenne sur l'ensemble des configurations

$$\langle l_V \rangle(t | \mathbf{r}_0, \omega_0) = - \left. \frac{\partial Q_t}{\partial s} \right|_{s=0}$$

$$\langle l_V^2 \rangle(t | \mathbf{r}_0, \omega_0) = (-1)^2 \left. \frac{\partial^2 Q_t}{\partial s^2} \right|_{s=0}$$

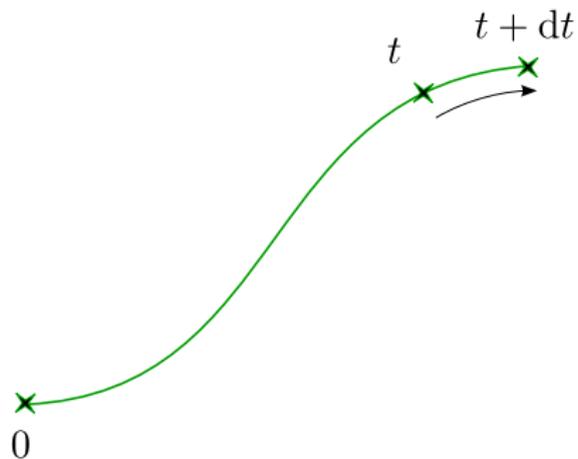
La fonction génératrice des moments

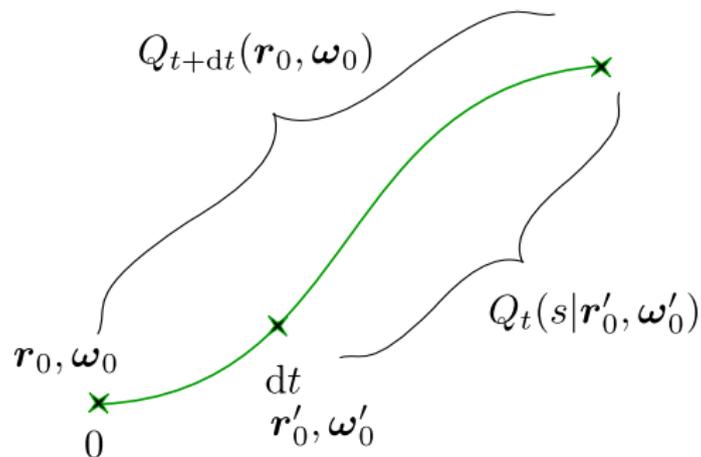
$$Q_t(s | \mathbf{r}_0, \omega_0) = \langle \exp(-s l_V(t | \mathbf{r}_0, \omega_0)) \rangle$$

$\langle \cdot \rangle$ est une moyenne sur l'ensemble des configurations

$$\langle l_V \rangle(t | \mathbf{r}_0, \omega_0) = - \left. \frac{\partial Q_t}{\partial s} \right|_{s=0}$$

$$\langle l_V^m \rangle(t | \mathbf{r}_0, \omega_0) = (-1)^m \left. \frac{\partial^m Q_t}{\partial s^m} \right|_{s=0}$$





$$Q_{t+dt}(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}_0) =$$

- ▶ **transport** $\rightarrow (1 - v\Sigma dt) \exp(-V(\mathbf{r}_0)v dt) Q_t(\mathbf{r}_0 + d\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}_0)$
- ▶ **absorption** $\rightarrow \Sigma_c v dt$
- ▶ **diffusion** $\rightarrow \Sigma_d v dt C_d^* [Q_t(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}_1)]$
- ▶ **fission** $\rightarrow \Sigma_f v p_1 dt C_f^* [Q_t(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}_1)] + \Sigma_f v p_2 dt C_f^* [Q_t(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}_1)] C_f^* [Q_t(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}_2)] + \dots$

Équation "backward" pour le m -ième moment de L

$$\frac{1}{v} \frac{\partial L^m}{\partial t} = \mathcal{L}^* L^m + \underbrace{m V(\mathbf{r}_0) L^{m-1}}_{FK} + \underbrace{\Sigma_f(\mathbf{r}_0) \sum_{j=2}^m \nu_j(\mathbf{r}_0) B_{m,j} [C_f^* \{L^i\}]}_{\text{terme de branchement pur}}$$

$$\text{où } \mathcal{L}^* = \underbrace{\omega_0 \cdot \vec{\nabla}_{\mathbf{r}_0} - \Sigma(\mathbf{r}_0)}_{\text{transport}} + \underbrace{\Sigma_f(\mathbf{r}_0) \nu_1(\mathbf{r}_0) C_f^* \{.\}}_{\text{émission après fission}} + \underbrace{\Sigma_d(\mathbf{r}_0) C_d^* \{.\}}_{\text{diffusion}}$$

$B_{m,j}[z_i] = B_{m,j}[z_1, \dots, z_{m-j+1}]$: polynômes de Bell \rightarrow **terme non linéaire**

$\nu_j(\vec{r}_0) = \langle k(k-1) \dots (k-j+1) \rangle$: moments factoriels décroissants

$\nu_1(\vec{r}_0) = \sum_k k p_k(\vec{r}_0)$: nombre moyen de descendants par génération

La moyenne

$$\mathcal{L}^* L(\mathbf{r}_0, \omega_0) = -V(\mathbf{r}_0)$$

Équation adjointe à l'équation de Boltzmann, pour une source $-V(\mathbf{r}_0)$

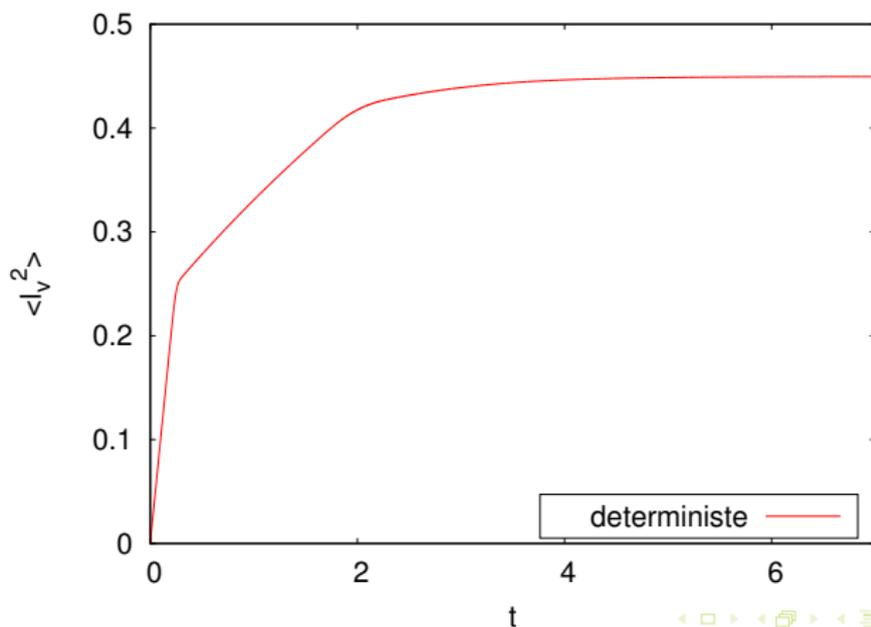
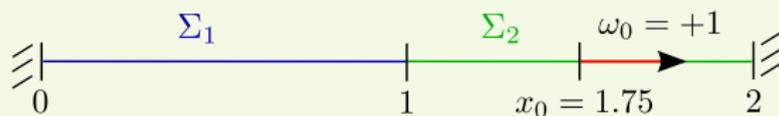
La variance

$$\mathcal{L}^* L^2(\mathbf{r}_0, \omega_0) = -\left(2V(\mathbf{r}_0)L + \underbrace{\sum_f(\mathbf{r}_0) \nu_2(\mathbf{r}_0)}_{\text{terme de branchement pur}} [C_f^*\{L\}]^2\right)$$

Terme source supplémentaire, et non linéaire → clustering ?

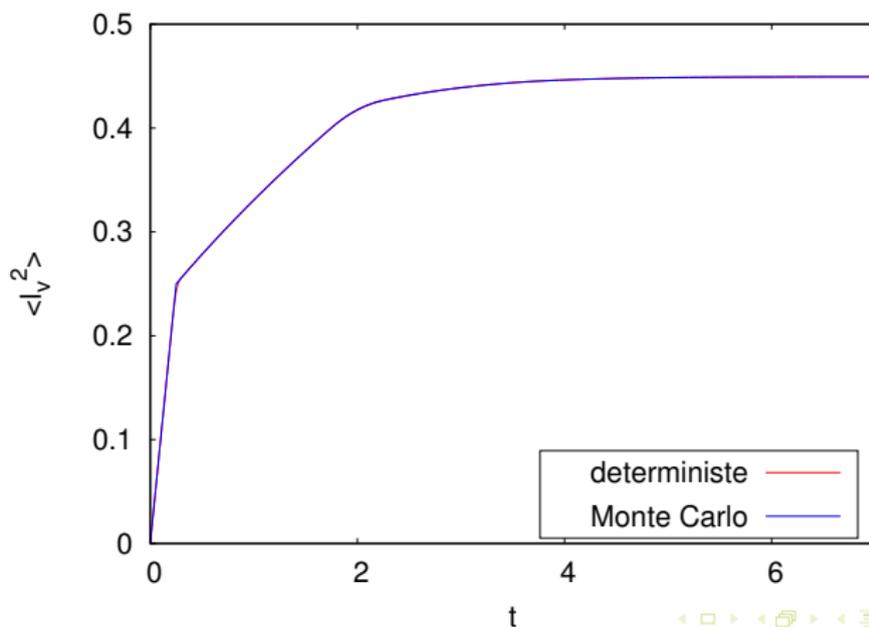
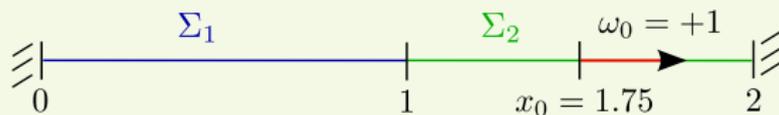
Fluctuations – Simulation pour le moment d'ordre 2 (variance)

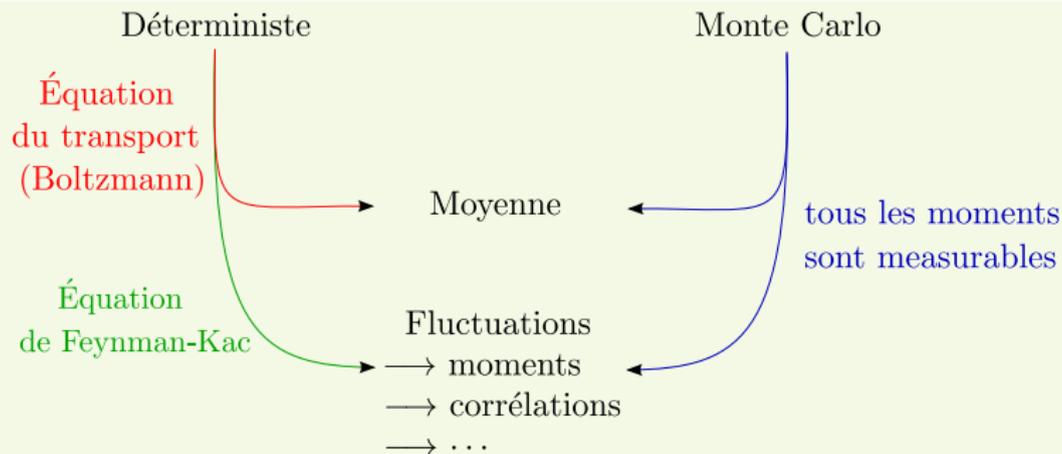
$$\frac{1}{v} \frac{\partial L^2}{\partial t} = \mathcal{L}^* L^2 + 2 V(\mathbf{r}_0) L + \Sigma_f(\mathbf{r}_0) \nu_2(\mathbf{r}_0) [C_f^* \{L\}]^2$$



Fluctuations – Simulation pour le moment d'ordre 2 (variance)

$$\frac{1}{v} \frac{\partial L^2}{\partial t} = \mathcal{L}^* L^2 + 2V(\mathbf{r}_0)L + \Sigma_f(\mathbf{r}_0)\nu_2(\mathbf{r}_0) [C_f^*\{L\}]^2$$





Clustering

- ▶ Ça ne suffit pas, il faut aller regarder les corrélations en espace et en temps de la population de neutrons
- ▶ tous les outils pour dériver la fonction de corrélation
- ▶ E. Dumonteil, F. Malvagi, A. Zoia, A. Mazzolo, D. Artusio, C. Dieudonné, C. de Mulatier, *Particle clustering in Monte Carlo criticality simulations*, Ann. Nucl. Energy 63 612
- ▶ A. Zoia, E. Dumonteil, A. Mazzolo, C. de Mulatier, and A. Rosso, *Clustering of branching Brownian motions in confined geometries*, Phys. Rev. E 90, 042118 (Oct. 2014)

Objectif

On souhaite caractériser la transparence/intéraction d'un milieu par rapport à un flux dans lequel il est immergé

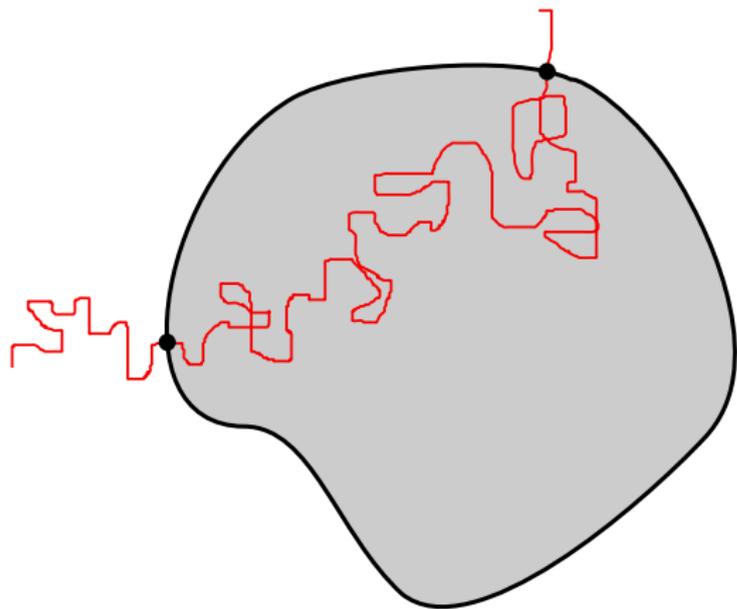
Pour cela, on cherche la longueur totale parcourue par les particules du flux dans le milieu

Application

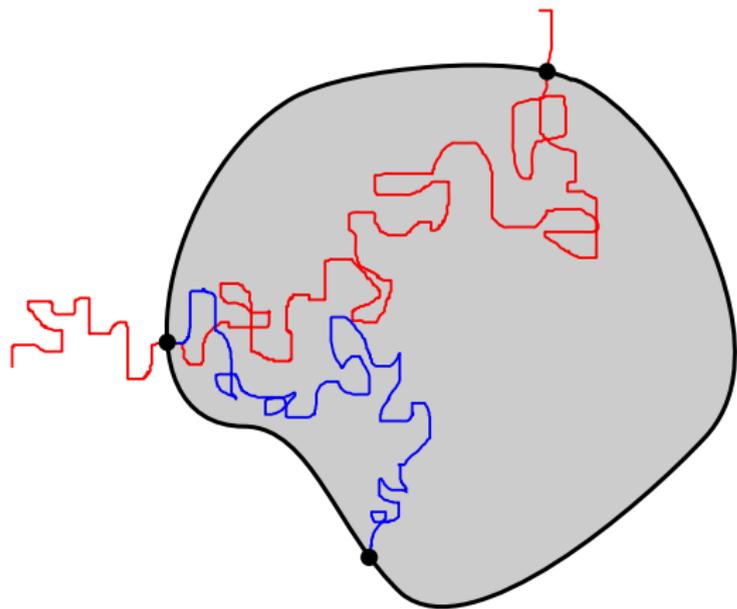
- ▶ en dosimétrie, pour calibrer des dosimètres
- ▶ L'opacité : rapport entre longueur caractéristique du milieu et longueur caractéristique de la marche \rightarrow nous renseigne sur l'endommagement du milieu (vieillessement)

$$\mathcal{O} = \frac{\langle L_c \rangle}{\lambda} \stackrel{3D}{=} \Sigma \frac{4V}{S}$$

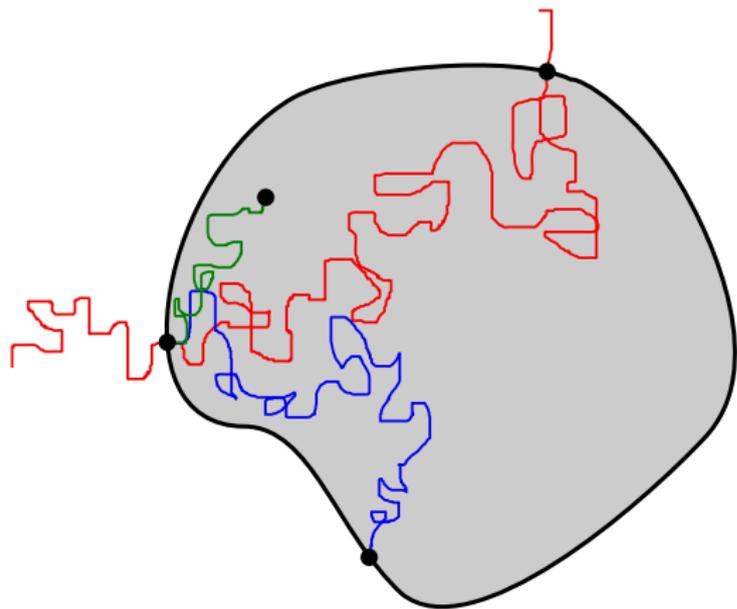
Que signifie "longueur moyenne" ? nombre "moyen" de collisions ?



Que signifie "longueur moyenne" ? nombre "moyen" de collisions ?

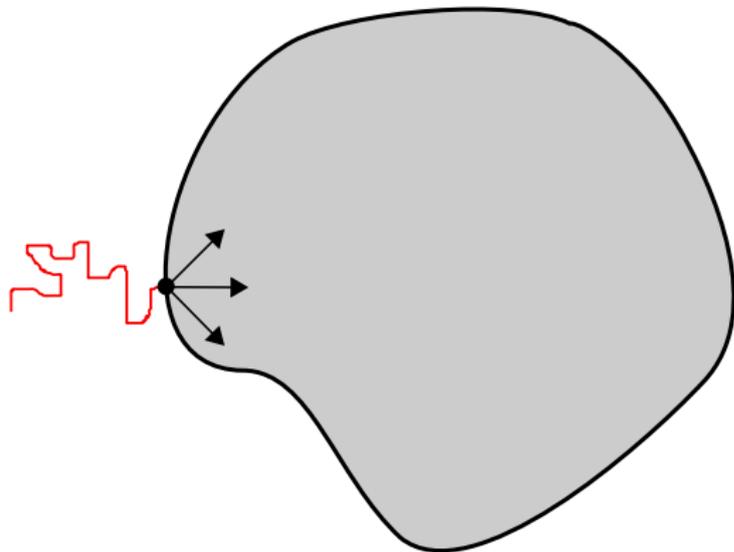


Que signifie "longueur moyenne" ? nombre "moyen" de collisions ?



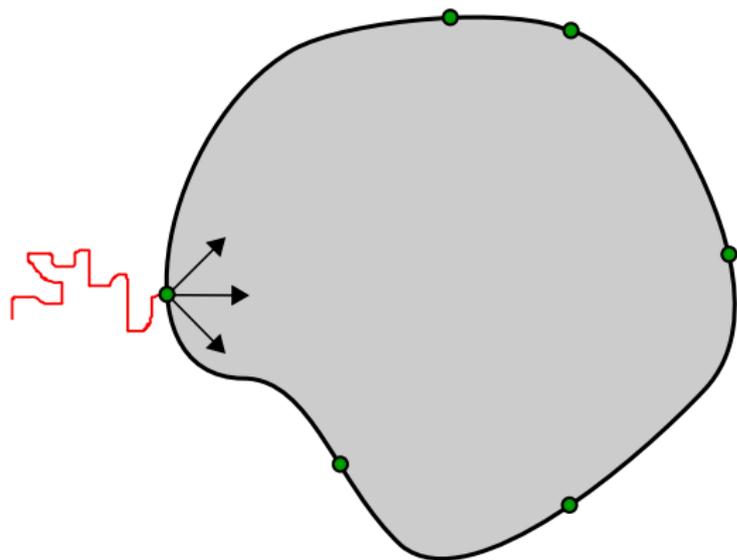
$$L = \langle l_V \rangle_{trajectories}$$

Que signifie "longueur moyenne" ? nombre "moyen" de collisions ?



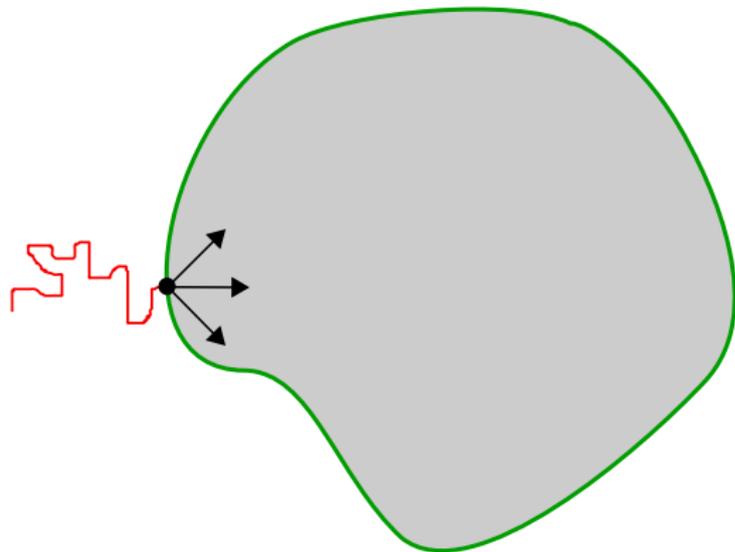
$$L = \langle l_V \rangle_{\text{trajectories}}$$

Que signifie "longueur moyenne" ? nombre "moyen" de collisions ?



$$L = \langle l_V \rangle_{\text{trajectories}}$$

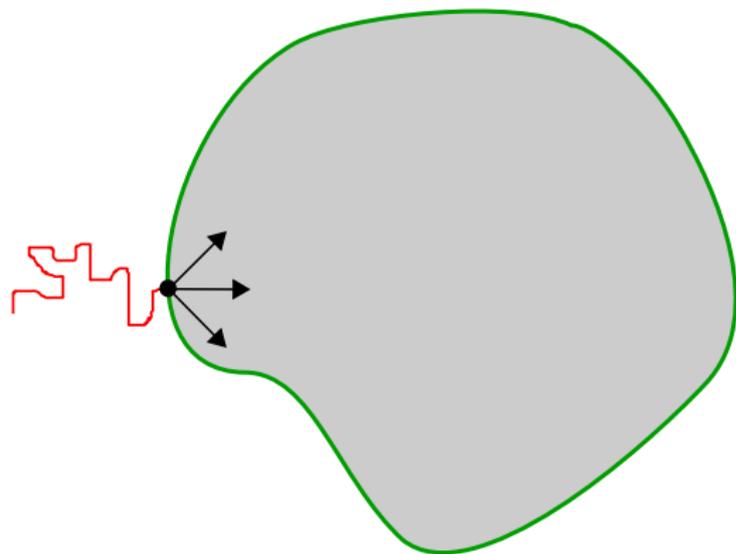
Que signifie "longueur moyenne" ? nombre "moyen" de collisions ?



$$L = \langle l_V \rangle_{\text{trajectories}}$$

$$\langle L \rangle_{s, \Omega}$$

Que signifie "longueur moyenne" ? nombre "moyen" de collisions ?



$$L = \langle l_V \rangle_{\text{trajectories}}$$

$$\langle L \rangle_{s,\Omega} \doteq \langle L \rangle_s$$

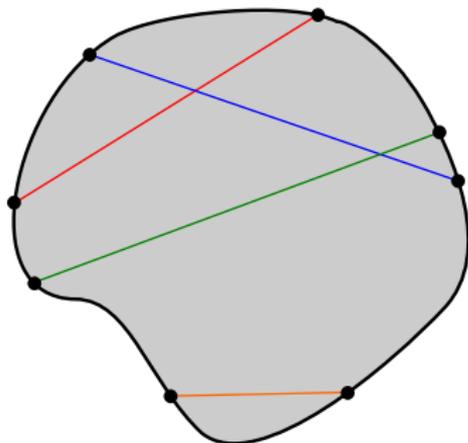
Formule de Cauchy généralisée pour les milieux anisotropes et inhomogènes

$$\begin{aligned}
 \langle L^m \rangle_S = \eta_d \frac{V}{S} & \left[\underbrace{m \langle L^{m-1} \rangle_V}_{FK} - \underbrace{\langle \Sigma(\mathbf{r}_0) L^m \rangle_V}_{\text{perte par collision}} + \underbrace{\langle \Sigma_d(\mathbf{r}_0) C_d^* \{L^m\} \rangle_V}_{\text{diffusion}} \right. \\
 & + \underbrace{\langle \Sigma_f(\mathbf{r}_0) \nu_1(\mathbf{r}_0) L^m \rangle_V}_{\text{émission après capture}} \\
 & \left. + \underbrace{\sum_{j=2}^m \langle \Sigma_f(\mathbf{r}_0) \nu_j(\mathbf{r}_0) B_{m,j} [C_f^* \{L^i\}] \rangle_V}_{\text{terme de branchement pur}} \right]
 \end{aligned}$$

Formule de Cauchy généralisée pour les milieux anisotropes et inhomogènes

Moyenne

$$\langle L \rangle_S = \eta_d \frac{V}{S} \left(1 + \langle \Sigma(\mathbf{r}_0) (\mathcal{V} - 1) L \rangle_V \right) \quad \text{où } \mathcal{V} = p_f(\mathbf{r}_0) \nu_1(\mathbf{r}_0) + p_d(\mathbf{r}_0) C_d^* \{.\}$$

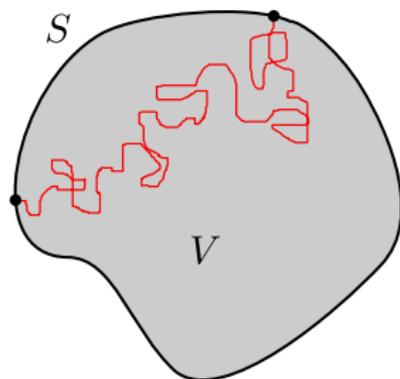


Formule de Cauchy pour la longueur moyenne des cordes (1789-1857)

$$\langle L_c \rangle_S = \eta_d \frac{V}{S}$$

$$1D : \eta_d = 2 \qquad 2D : \eta_d = \pi$$

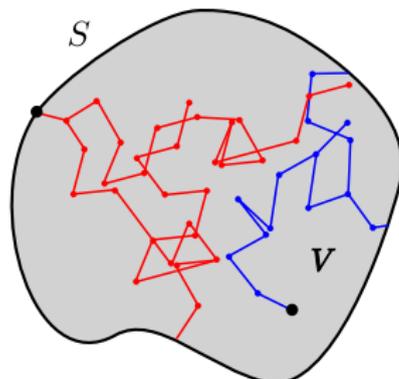
$$3D : \eta_d = 4$$



Processus purement diffusif

$$\langle L \rangle_S = \eta_d \frac{V}{S}$$

Blanco et Fournier, EPL **61** 168 (2003)
Mazzolo, EPL **68** 350 (2004)
Bénichou et al., EPL **70** 42 (2005)



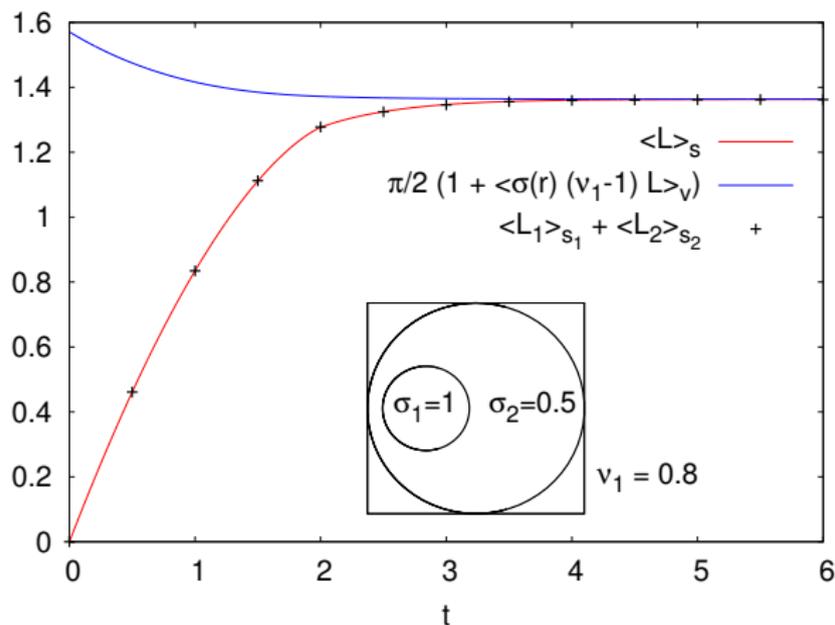
avec absorption et branchement

$$\langle L \rangle_S = \eta_d \frac{V}{S} [1 + \Sigma(\nu - 1) \langle L \rangle_V]$$

Zoia, Dumonteil, Mazzolo, EPL **100** 40002 (2012)

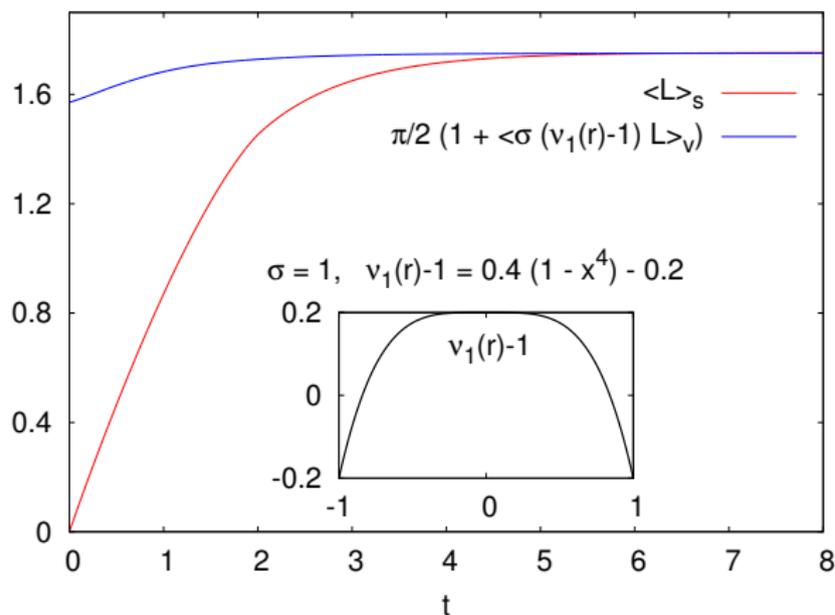
Cas général

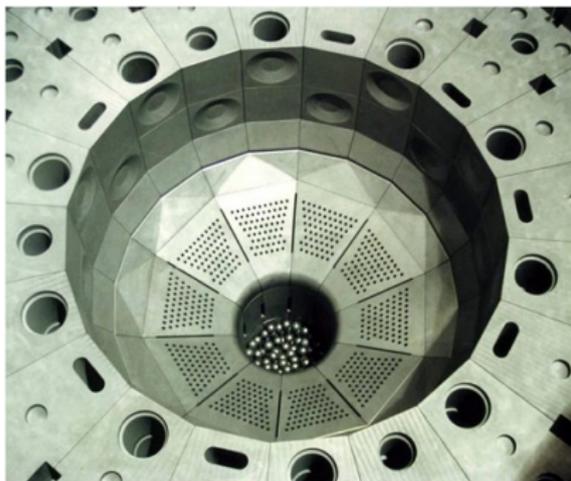
$$\langle L \rangle_s = \eta_d \frac{V}{S} \left(1 + \langle \Sigma(\mathbf{r}_0) (\mathcal{V} - 1) L \rangle_{\mathcal{V}} \right) \text{ où } \mathcal{V} = p_f(\mathbf{r}_0) \nu_1(\mathbf{r}_0) + p_d(\mathbf{r}_0) C_d^* \{ \cdot \}$$



Cas général

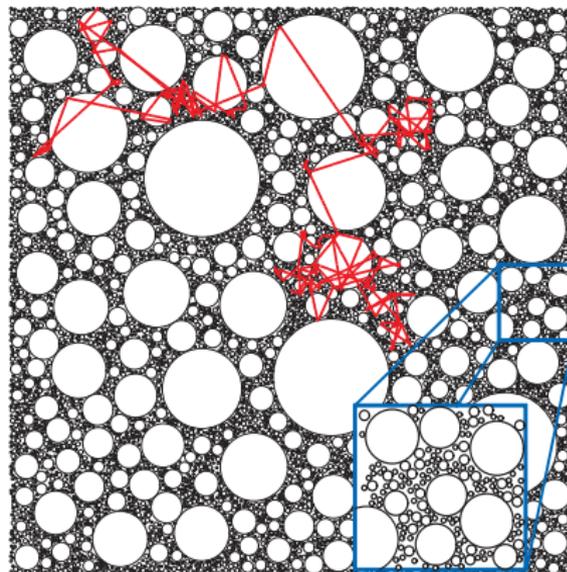
$$\langle L \rangle_s = \eta_d \frac{V}{S} \left(1 + \langle \Sigma(\mathbf{r}_0) (\mathcal{V} - 1) L \rangle_v \right) \text{ où } \mathcal{V} = p_f(\mathbf{r}_0) \nu_1(\mathbf{r}_0) + p_d(\mathbf{r}_0) C_d^* \{ \cdot \}$$





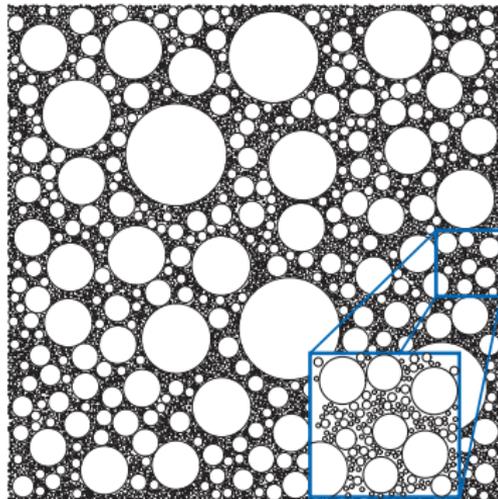
Réacteur à boulets

Olson, Miller, Larsen, Morel, JQSRT **101** 269 (2006)



Transport de photons dans des milieux optiques désordonnés

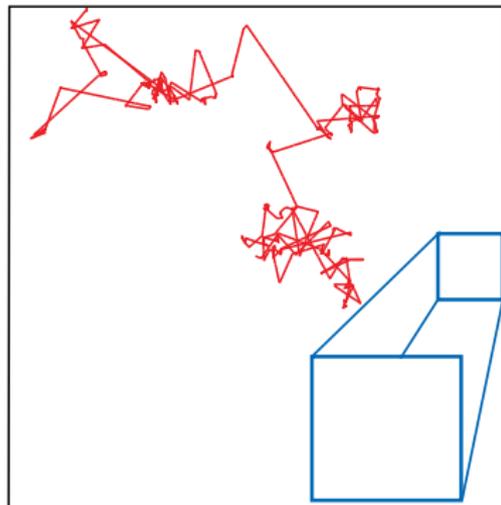
Svensson, Vynck, Adolfsson, Farina, Pifferi and Wiersma, PRE **89** 022141 (2014)



Un milieu inhomogène

$$p(s) = \Sigma(s) \exp \left[- \int_0^s \Sigma(s') ds' \right] ,$$

où $\Sigma(s)$ est la section efficace locale caractérisant le milieu.



Un milieu inhomogène

$$p(s) = \Sigma(s) \exp \left[- \int_0^s \Sigma(s') ds' \right],$$

où $\Sigma(s)$ est la section efficace locale caractérisant le milieu.

Une marche aléatoire "efficace" dans un milieu homogène

Loi des sauts $p^*(r)$,

Section efficace "efficace"

$$\Sigma^* = 1/\lambda$$

ne caractérise plus le milieu, mais la marche elle-même.

Feynman-Kac ?

Possible, mais très compliqué, et pas forcément nécessaire si on ne veut que la moyenne

Boltzmann ?

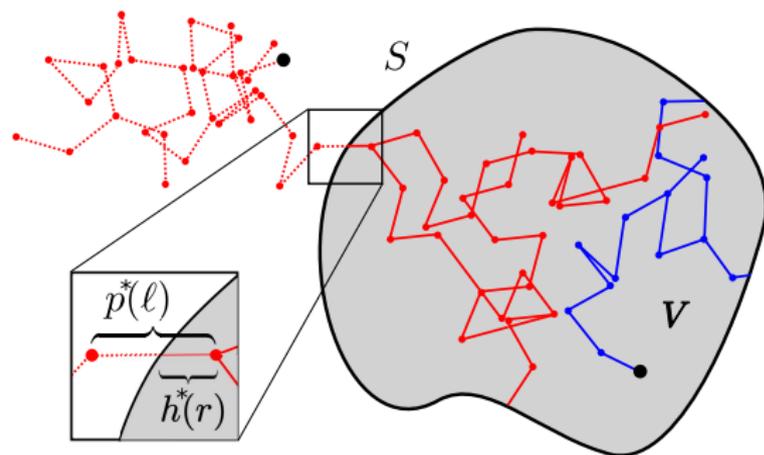
On peut repartir de l'équation intégrale en y mettant un autre kernel de transport T :

$$\psi = \nu T C[\psi] + \psi_1 \qquad \psi_1 = H[\mathcal{S}]$$

Équation de Boltzmann intégrale - densité de collision

$$\psi = \nu T C[\psi] + \psi_1$$

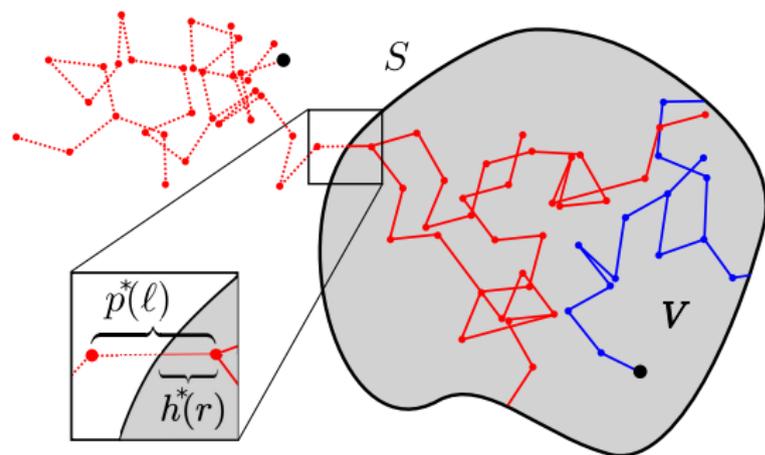
$$\psi_1 = H[S]$$



Un processus non markovien

On ne peut pas arrêter le marcheur sur la surface S lors son entrée dans le domaine, et le redémarrer comme s'il avait réellement démarré depuis la surface.

La longueur du premier saut n'est pas donnée par $p^*(r)$.



La loi du premier saut

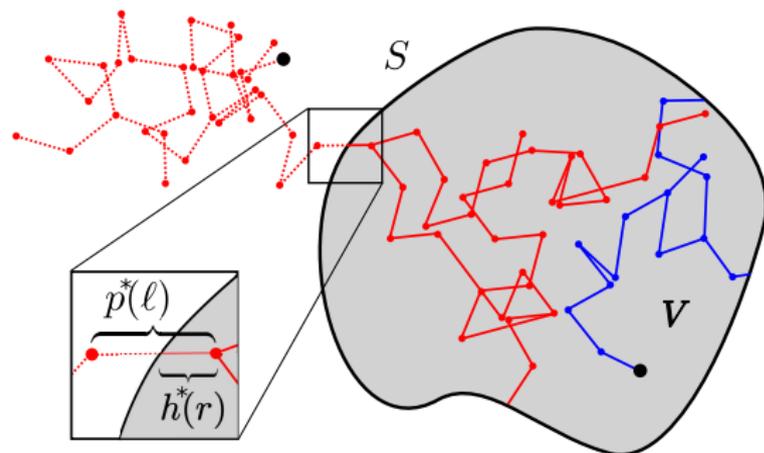
$$h^*(r) = \Sigma^* \int_r^{+\infty} p^*(l) dl$$

Mazzolo, J. Phys. A **42** 105002 (2009)

Un processus non markovien

On ne peut pas arrêter le marcheur sur la surface S lors son entrée dans le domaine, et le redémarrer comme s'il avait réellement démarré depuis la surface.

La longueur du premier saut n'est pas donnée par $p^*(r)$.



La loi du premier saut

$$h^*(r) = \Sigma^* \int_r^{+\infty} p^*(l) dl$$

Mazzolo, J. Phys. A **42** 105002 (2009)

Processus purement diffusif

$$\langle L \rangle_S = \eta_d \frac{V}{S}$$

A. Mazzolo, C. de Mulatier, A. Zoia,
J. Math. Phys. **55** 083308 (2014)

avec absorption et branchement

$$\langle L \rangle_S = \eta_d \frac{V}{S} [1 + \Sigma^* (\nu - 1) \langle L \rangle_V]$$

C. de Mulatier, A. Mazzolo, A. Zoia,
EPL **107** 30001 (2014)

Processus purement diffusif

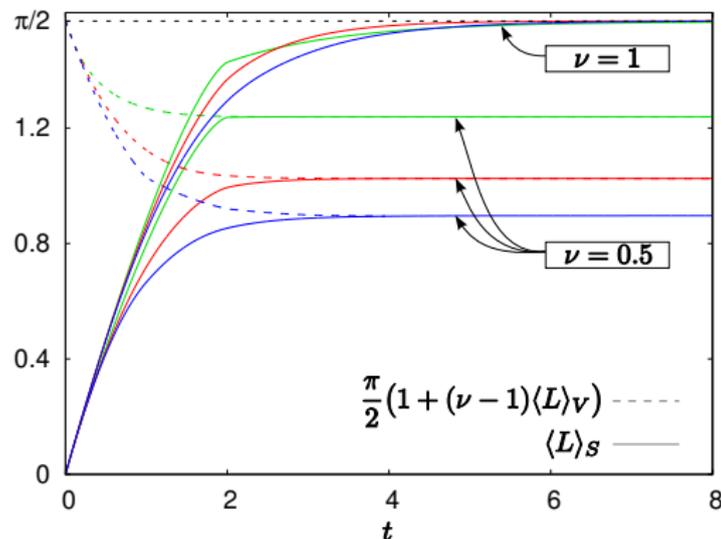
$$\langle L \rangle_s = \eta_d \frac{V}{S}$$

A. Mazzolo, C. de Mulatier, A. Zoia,
J. Math. Phys. **55** 083308 (2014)

avec absorption et branchement

$$\langle L \rangle_s = \eta_d \frac{V}{S} [1 + \Sigma^* (\nu - 1) \langle L \rangle_\nu]$$

C. de Mulatier, A. Mazzolo, A. Zoia,
EPL **107** 30001 (2014)



Simulations Monte Carlo

- sauts exponentiels
- sauts constants
- sauts en loi de puissance

Perspectives

On a illustré sur un exemple simple, l'**avantage** de pouvoir transposer le problème du milieu désordonné à un problème sur la marche.

Perspectives

On a illustré sur un exemple simple, l'**avantage** de pouvoir transposer le problème du milieu désordonné à un problème sur la marche.

Avantages pour la théorie comme pour les simulations Monte Carlo de transport en milieux désordonnés

Perspectives

On a illustré sur un exemple simple, l'**avantage** de pouvoir transposer le problème du milieu désordonné à un problème sur la marche.

Avantages pour la théorie comme pour les simulations Monte Carlo de transport en milieux désordonnés

Perspective, expliciter les liens mathématiques entre les deux points de vue :

$$\Sigma(r) \xrightarrow{?} \Sigma^*$$

$$p \xrightarrow{?} p^*$$

Perspectives

On a illustré sur un exemple simple, l'**avantage** de pouvoir transposer le problème du milieu désordonné à un problème sur la marche.

Avantages pour la théorie comme pour les simulations Monte Carlo de transport en milieux désordonnés

Perspective, expliciter les liens mathématiques entre les deux points de vue :

$$\Sigma(r) \xrightarrow{?} \Sigma^*$$

$$p \xrightarrow{?} p^*$$

Perspective, des applications aux codes Monte Carlo (Tripoli-4) de transport sur milieux désordonnés

Perspectives

On a illustré sur un exemple simple, l'**avantage** de pouvoir transposer le problème du milieu désordonné à un problème sur la marche.

Avantages pour la théorie comme pour les simulations Monte Carlo de transport en milieux désordonnés

Perspective, expliciter les liens mathématiques entre les deux points de vue :

$$\Sigma(r) \xrightarrow{?} \Sigma^*$$

$$p \xrightarrow{?} p^*$$

Perspective, des applications aux codes Monte Carlo (Tripoli-4) de transport sur milieux désordonnés

Merci pour votre attention

A. Zoia, E. Dumonteil, A. Mazzolo, C. de Mulatier, and A. Rosso, *Clustering of branching Brownian motions in confined geometries*, Phys. Rev. E 90, 042118 (Oct. 2014)

J. Math. Phys. - A. Mazzolo, C. de Mulatier, A. Zoia, *Cauchy's formulas for random walks in bounded domains*, J. Math. Phys. 55 083308 (Aug. 2014)

C. de Mulatier, A. Mazzolo, A. Zoia, *Universal properties of branching random walks in confined geometries*, EPL 107 30001 (July 2014)

E. Dumonteil, F. Malvagi, A. Zoia, A. Mazzolo, D. Artusio, C. Dieudonné, C. de Mulatier, *Particle clustering in Monte Carlo criticality simulations*, Ann. Nucl. Energy 63 612

C. de Mulatier, A. Rosso and G. Schehr, *Asymmetric Lévy flights in the presence of absorbing boundaries*, J. Stat. Mech. P10006