

Réorganisation cohérente du milieu énergétique et stabilité quantique

Ce document examine l'idée selon laquelle certains comportements quantiques pourraient être compris comme des propriétés de modes cohérents du milieu énergétique.

Une particule n'est pas considérée comme un objet extérieur au milieu, mais comme une structure stable de ce milieu. Les états stationnaires correspondent alors à des configurations liées et conservatives du champ proche, tandis que les transitions et les mesures impliquent une réorganisation pouvant produire un champ lointain propagatif.

Dans cette lecture, la quantification exprime une condition de cohérence et de non dissipation des modes du milieu. La stabilité atomique, les raies spectrales, les interférences et la décohérence sont relues comme différentes manifestations de cette même dynamique.

Aimé Savouret

aimesavouret@protonmail.com

Langue originale : Français

Créé le 22 avril 2026

Modifié le 8 mai 2026

Table des matières

1	Cadre général	2
2	Mémoire dynamique du milieu	3
3	Stabilité atomique	5
4	Approximation semi-classique	7
5	Modes stationnaires	10
6	Phase, amplitude et potentiel de cohérence	12
7	Diffraction, interférences et dispositifs	14
8	Mesure et décohérence	16
9	Conclusion	17
10	Références	18

1 Cadre général

Ce document prolonge le modèle du milieu énergétique en examinant l'origine possible de certains comportements de nature quantique.

L'hypothèse de base est que la matière n'est pas extérieure au milieu. Une particule est une structure localisée et stable du milieu énergétique. Ses interactions ne sont pas transmises à travers un espace vide, mais portées par les perturbations du milieu lui même.

Il n'y a donc pas, d'un côté, une particule matérielle autonome, et de l'autre, un milieu qui l'entourne. Il y a une configuration du milieu, localement organisée sous forme de structure stable.

Une particule libre en mouvement uniforme correspond à une configuration stationnaire propagative du milieu. Elle ne doit pas perdre d'énergie ou sinon le principe d'inertie serait violé.

La distinction fondamentale est alors la suivante :

$$\boxed{\text{champ proche} = \text{configuration liée, cohérente et conservative du milieu}} \quad (1)$$

$$\boxed{\text{champ lointain} = \text{perturbation se propageant librement}} \quad (2)$$

Le terme champ proche ne signifie pas nécessairement champ de portée microscopique. Il désigne la composante liée ou cohérente de la configuration, par opposition au champ lointain librement rayonné. Un champ proche peut donc être étendu sur l'échelle imposée par un atome, une cavité, une barrière, une fente ou un dispositif d'interférence.

Le champ lointain désigne au contraire la partie de la perturbation qui se détache du système local et se propage vers l'extérieur. Pour le système local, il représente une perte d'énergie.

Dans ce document, les états quantiques stables seront interprétés comme des modes cohérents du champ proche. Les transitions seront interprétées comme des réorganisations entre modes, accompagnées d'une émission de champ lointain lorsque l'énergie excédentaire se propage hors du système local.

La question centrale est donc la suivante : les comportements quantiques peuvent-ils être interprétés comme les propriétés des modes cohérents du milieu énergétique, sous la contrainte de ne pas alimenter continuellement un champ lointain dissipatif?

2 Mémoire dynamique du milieu

Lorsqu'une particule est soumise à une accélération, la configuration du milieu énergétique qui lui est associée ne peut pas se réorganiser instantanément dans tout l'espace. La particule n'est pas un objet isolé se déplaçant dans un vide passif. Elle est une structure locale du milieu, entourée d'un champ proche qui participe à son équilibre dynamique.

Une variation de vitesse impose donc une réorganisation de cette structure étendue. Le champ proche doit s'ajuster au nouvel état cinématique de la particule. Or cet ajustement est limité par la vitesse finie de propagation des perturbations dans le milieu. Il en résulte un retard interne entre la structure localisée et l'état du champ qui l'entoure.

Le champ propagatif émis lors d'une accélération ne doit donc pas être compris uniquement comme une perte d'énergie vers l'extérieur. Il constitue aussi une trace dynamique de la réorganisation passée du milieu. Il transporte une information sur l'histoire récente de la particule, sur son accélération, sur la variation de son champ proche et sur les contraintes imposées au milieu pendant cette variation.

Cette écriture signifie que l'état physique pertinent contient une mémoire distribuée dans le milieu. La particule peut donc interagir avec une trace de ses propres états antérieurs. Cette interaction n'est pas une action à distance mystérieuse. Elle résulte simplement du fait que le milieu conserve, pendant un certain temps, les perturbations produites par les réorganisations passées.

Un tel mécanisme est particulièrement important dans les situations où le champ propagatif n'est pas immédiatement dissipé vers l'infini. C'est le cas lorsqu'il existe des conditions aux limites, une cavité, une barrière, une fente, un potentiel externe ou une géométrie susceptible de renvoyer, confiner ou recombinaison une partie des perturbations produites par les réorganisations passées. Dans ces situations, la particule ne rencontre pas seulement un environnement extérieur. Elle rencontre aussi une portion retardée de la dynamique qu'elle a elle-même produite.

Cette forme de sillage mémoriel peut alors modifier les conditions de cohérence du champ proche. Il peut renforcer certaines configurations et en détruire d'autres. Les états stables ne sont donc pas seulement ceux pour lesquels l'énergie reste liée localement. Ce sont aussi ceux pour lesquels le sillage produit par les réorganisations internes reste compatible avec la cohérence globale du mode.

À l'inverse, lorsqu'une configuration produit une perturbation qui revient en opposition de phase, ou qui disperse l'information de phase dans l'environnement, la cohérence du mode est détruite. Le système évolue alors vers une autre configuration, ou bien dissipe une partie de son énergie sous forme de champ lointain.

Cette idée permet de préciser le rôle de l'accélération. Une accélération n'est pas seulement une modification de la vitesse d'une particule. Elle est une rupture de stationnarité du champ proche. Elle force le milieu à réorganiser une structure étendue. Cette réorganisation produit nécessairement des effets retardés, car le milieu ne peut pas transmettre instantanément l'information dynamique. Il y a donc une mémoire physique de cette rupture de stationnarité.

Dans le cas d'un mouvement uniforme, le champ proche peut se déplacer avec la particule sous forme d'une configuration stationnaire. Il n'y a alors pas de production continue de sillage dissipatif. Le mouvement uniforme correspond à une compatibilité

entre la structure localisée et le champ qui l'accompagne.

Dans le cas d'un mouvement accéléré, cette compatibilité est temporairement rompue. Le champ proche doit changer de forme. Une partie de cette modification reste liée à la particule, une autre devient propagative, et une partie intermédiaire peut conserver une mémoire retardée susceptible de réagir ultérieurement sur la structure.

On peut donc résumer le mécanisme ainsi :

accélération \implies réorganisation du champ proche \implies sillage mémoriel \implies réaction retardée possible	(3)
--	-----

Cette réaction retardée fournit une interprétation physique naturelle de plusieurs phénomènes. Elle éclaire l'origine de la réaction inertielle, car accélérer une particule revient à accélérer une configuration étendue du milieu qui ne suit pas instantanément. Elle éclaire aussi la réaction au rayonnement, car la particule peut interagir avec la perturbation qu'elle a elle-même produite. Elle ouvre enfin une voie d'interprétation des comportements quantiques, dans lesquels une particule semble parfois dépendre de conditions globales ou de chemins possibles.

Dans ce cadre, ces effets ne proviennent pas d'une particule ponctuelle qui explorerait mystérieusement plusieurs trajectoires. Ils proviennent d'une structure étendue du milieu, dont le champ proche et le sillage mémoriel peuvent être sensibles aux conditions aux limites imposées par le dispositif.

Ainsi, une fente, une double ouverture ou une barrière ne modifie pas seulement la trajectoire possible d'un corpuscule. Elle modifie l'organisation du champ proche et la propagation du sillage associé. Le comportement observé résulte alors de la cohérence ou de l'incohérence entre la structure localisée, son champ proche et la mémoire propagative du milieu.

3 Stabilité atomique

Le cas atomique est le point central.

Dans une description classique, un électron lié au noyau serait soumis à l'attraction coulombienne. Si l'on se représente son mouvement comme une orbite autour du noyau, il possède une accélération centripète.

Une charge accélérée devrait rayonner. Elle devrait donc perdre de l'énergie sous forme de champ lointain, se rapprocher du noyau, puis s'effondrer.

Or les atomes sont stables.

Dans le cadre du milieu énergétique, l'électron lié n'est pas une particule ponctuelle extérieure au milieu. Il est une structure du milieu participant à un mode stationnaire du système électron-noyau-milieu.

Le noyau impose une contrainte centrale :

$$V(r) = -\frac{ke^2}{r} \quad (4)$$

avec :

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (5)$$

Les états stables sont les configurations du champ proche qui restent cohérentes et ne produisent pas de champ propagatif net. Cela ne signifie pas absence de dynamique. Cela signifie absence de perte d'énergie hors du mode stationnaire.

La quantification apparaît alors comme une condition de stabilité. Toutes les configurations ne sont pas admissibles. Seules certaines formes du champ proche peuvent rester liées, régulières, normalisables et non dissipatives.

Dans cette perspective, un état atomique stable n'est pas une orbite classique réelle. C'est un mode cohérent du milieu énergétique sous contrainte coulombienne.

La différence est essentielle :

$$\text{orbite classique} \implies \text{charge accélérée rayonnante} \quad (6)$$

$$\text{mode stationnaire} \implies \text{champ proche cohérent non dissipatif} \quad (7)$$

La description orbitale peut rester utile comme approximation semi-classique, mais elle ne doit pas être prise comme une description fondamentale.

Dans une description plus complète, l'état atomique est un mode spatial :

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})e^{-iEt/\hbar} \quad (8)$$

Son intensité est :

$$|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = |\psi(\vec{r})|^2 \quad (9)$$

Elle ne dépend pas du temps. Le champ proche garde donc une forme stationnaire.

Le fait que la phase évolue dans le temps ne suffit pas à produire un champ lointain. Ce qui produirait une émission, ce serait une variation non stationnaire de la configuration.

4 Approximation semi-classique

L'approximation de Bohr permet de retrouver rapidement les résultats principaux.

On considère un électron de masse effective m dans le potentiel coulombien d'un noyau supposé fixe. Dans une description plus précise, il faudrait remplacer m par la masse réduite :

$$\mu = \frac{m_e m_N}{m_e + m_N} \quad (10)$$

Pour l'hydrogène, comme $m_N \gg m_e$, on a :

$$\mu \simeq m_e \quad (11)$$

L'usage de m reste donc une approximation acceptable pour établir les résultats principaux.

Dans l'approximation circulaire, l'équilibre coulombien donne :

$$\frac{mv^2}{R} = \frac{ke^2}{R^2} \quad (12)$$

soit :

$$mv^2 = \frac{ke^2}{R} \quad (13)$$

Cette relation est classique. Elle ne suffit pas à assurer la stabilité. La stabilité exige une condition de cohérence du champ proche.

La fermeture de phase impose :

$$\oint \vec{p} \cdot d\vec{l} = 2\pi n\hbar \quad (14)$$

Pour une configuration circulaire :

$$p 2\pi R = 2\pi n\hbar \quad (15)$$

avec :

$$p = mv \quad (16)$$

On obtient :

$$\boxed{mvR = n\hbar} \quad (17)$$

Cette relation ne décrit pas une orbite réelle au sens classique. Elle exprime la cohérence de phase du mode.

On en déduit :

$$v = \frac{n\hbar}{mR} \quad (18)$$

En substituant dans l'équilibre coulombien :

$$m \left(\frac{n\hbar}{mR} \right)^2 = \frac{ke^2}{R} \quad (19)$$

d'où :

$$\frac{n^2\hbar^2}{mR^2} = \frac{ke^2}{R} \quad (20)$$

On obtient :

$$\boxed{R_n = \frac{n^2\hbar^2}{mke^2}} \quad (21)$$

Le rayon fondamental est :

$$\boxed{a_0 = \frac{\hbar^2}{mke^2}} \quad (22)$$

donc :

$$\boxed{R_n = n^2 a_0} \quad (23)$$

L'énergie totale vaut :

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{ke^2}{R} \quad (24)$$

Comme :

$$mv^2 = \frac{ke^2}{R} \quad (25)$$

on a :

$$E = -\frac{ke^2}{2R} \quad (26)$$

En remplaçant R par R_n :

$$\boxed{E_n = -\frac{mk^2e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}} \quad (27)$$

Pour l'hydrogène :

$$\boxed{E_n = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2}} \quad (28)$$

Ces niveaux sont les énergies des modes cohérents admissibles du champ proche.

La vitesse correspondante est :

$$v_n = \frac{ke^2}{n\hbar} \quad (29)$$

En introduisant la constante de structure fine :

$$\alpha = \frac{ke^2}{\hbar c} \quad (30)$$

on obtient :

$$\boxed{v_n = \frac{\alpha c}{n}} \quad (31)$$

Pour l'état fondamental :

$$v_1 = \alpha c \quad (32)$$

avec :

$$\alpha \simeq \frac{1}{137} \quad (33)$$

L'approximation non relativiste est donc cohérente pour l'hydrogène fondamental.

5 Modes stationnaires

La description semi-classique doit être remplacée par une description modale.

Un état stable s'écrit :

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})e^{-iEt/\hbar} \quad (34)$$

L'intensité est :

$$|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = |\psi(\vec{r})|^2 \quad (35)$$

Elle ne dépend pas du temps. Le champ proche reste donc stationnaire.

L'équation effective des modes est :

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + V(\vec{r})\psi = E\psi} \quad (36)$$

Pour l'atome d'hydrogène :

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi - \frac{ke^2}{r}\psi = E\psi} \quad (37)$$

Cette équation décrit les modes stationnaires du champ proche sous contrainte coulombienne.

Les solutions admissibles doivent être :

- régulières au voisinage du noyau
- normalisables
- décroissantes à grande distance
- compatibles avec une phase stationnaire

Le potentiel étant sphérique, on sépare les variables :

$$\psi(\vec{r}) = R(r)Y_\ell^m(\theta, \phi) \quad (38)$$

Les fonctions Y_ℓ^m décrivent la structure angulaire. La fonction $R(r)$ décrit la structure radiale.

En posant :

$$u(r) = rR(r) \quad (39)$$

l'équation radiale devient :

$$\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2u}{dr^2} + \left[\frac{\hbar^2\ell(\ell+1)}{2mr^2} - \frac{ke^2}{r}\right]u = Eu} \quad (40)$$

Le terme :

$$\frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2mr^2} \quad (41)$$

est une barrière centrifuge effective. Dans l'interprétation modale, il ne décrit pas une force centrifuge classique, mais le coût de courbure angulaire du champ proche.

Les conditions aux limites imposent la discrétisation :

$$E_n = -\frac{mk^2 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (42)$$

Les modes sont caractérisés par :

$$n, \ell, m \quad (43)$$

où n décrit la structure radiale, ℓ la structure angulaire, et m l'orientation de phase.

Ces nombres ne décrivent pas des trajectoires. Ils indexent les formes cohérentes admissibles du champ proche.

6 Phase, amplitude et potentiel de cohérence

On écrit le champ sous la forme :

$$\Psi = Ae^{iS/\hbar} \quad (44)$$

L'amplitude A décrit l'intensité du mode. L'action S décrit la phase.

On définit :

$$\vec{p} = \nabla S \quad (45)$$

et :

$$E = -\frac{\partial S}{\partial t} \quad (46)$$

La phase encode donc l'impulsion et l'énergie effectives du mode.

En séparant l'équation de Schrödinger en amplitude et phase, on obtient l'équation de continuité :

$$\boxed{\frac{\partial A^2}{\partial t} + \nabla \cdot \left(A^2 \frac{\nabla S}{m} \right) = 0} \quad (47)$$

et l'équation de Hamilton-Jacobi modifiée :

$$\boxed{\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} + V + Q = 0} \quad (48)$$

avec :

$$\boxed{Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 A}{A}} \quad (49)$$

Le terme Q n'est pas un potentiel supplémentaire ajouté à l'équation de Schrödinger. Il apparaît lorsque l'on réécrit cette équation en amplitude et phase.

Dans le cadre présent, on l'interprète comme un potentiel de cohérence. Il exprime le coût dynamique de la courbure spatiale du champ proche.

Une amplitude très régulière donne un terme Q faible. Une amplitude fortement confinée ou rapidement variable donne un terme Q important.

Cela permet de comprendre pourquoi une localisation excessive augmente l'énergie du mode.

On peut écrire qualitativement :

$$\Delta x \text{ petit} \implies \text{forte courbure de } A \implies \text{énergie de cohérence élevée} \quad (50)$$

La relation d'incertitude :

$$\Delta x \Delta p \gtrsim \frac{\hbar}{2} \quad (51)$$

peut alors être relue comme une contrainte de cohérence des modes : un champ proche ne peut pas être à la fois fortement localisé et faiblement structuré en phase.

Le niveau fondamental de l'atome résulte de l'équilibre entre l'attraction coulombienne et le coût de cohérence du champ proche.

Le rayon de Bohr est alors l'échelle naturelle du mode fondamental.

7 Diffraction, interférences et dispositifs

Une particule libre en mouvement uniforme correspond à une configuration stationnaire propagative. Les effets d'interférence apparaissent lorsque cette configuration rencontre un dispositif imposant de nouvelles conditions aux limites.

Une fente, une double ouverture, une barrière ou un potentiel modifie l'organisation du champ proche.

Pour une double ouverture, le mode résultant est :

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2 \quad (52)$$

L'intensité vaut :

$$|\Psi|^2 = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + 2\text{Re}(\Psi_1\Psi_2^*) \quad (53)$$

Le terme croisé produit les franges.

L'interférence ne provient pas d'une perte d'énergie. Elle provient de la cohérence du champ proche sous contrainte.

Pour une barrière de potentiel :

$$V(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x < 0 \\ V_0 & \text{si } 0 < x < L \\ 0 & \text{si } x > L \end{cases} \quad (54)$$

si :

$$E < V_0 \quad (55)$$

la solution dans la barrière est :

$$\psi(x) \sim e^{-\kappa x} \quad (56)$$

avec :

$$\kappa = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar} \quad (57)$$

La transmission est approximativement :

$$T \sim e^{-2\kappa L} \quad (58)$$

L'effet tunnel traduit la continuité du champ proche cohérent à travers une région classiquement défavorable.

Le champ proche peut donc être étendu par la configuration imposée. Il n'est pas nécessairement limité à une région microscopique autour d'un point. Il désigne la composante cohérente et liée de la configuration, même lorsque cette configuration implique plusieurs chemins.

8 Mesure et décohérence

La mesure est un couplage irréversible entre le champ proche du système et un dispositif macroscopique.

Avant mesure, le système peut être cohérent :

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2 \quad (59)$$

Après interaction avec un détecteur capable de distinguer les deux alternatives :

$$\Psi = \Psi_1 D_1 + \Psi_2 D_2 \quad (60)$$

Si les états du détecteur sont distinguables :

$$\langle D_1 | D_2 \rangle \simeq 0 \quad (61)$$

le terme d'interférence disparaît.

La décohérence correspond à la dispersion de la phase dans les degrés de liberté du dispositif.

La localisation d'un événement correspond au point où le champ proche se couple irréversiblement au détecteur.

La règle de Born est écrite :

$$\boxed{P(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})|^2} \quad (62)$$

Dans cette lecture, $|\Psi|^2$ représente d'abord l'intensité locale du mode. La probabilité de détection est proportionnelle à cette intensité.

Cette identification est opérationnelle : elle relie l'intensité du mode aux fréquences statistiques des événements de mesure. Elle ne constitue pas encore une dérivation microscopique du choix d'un événement individuel.

La mesure peut donc être décrite comme une rupture de cohérence du champ proche par couplage à un système macroscopique. Cette rupture peut produire de la dissipation ou un champ lointain, mais son effet principal est la perte des relations de phase observables.

9 Conclusion

Le cadre proposé repose sur une distinction simple.

Le champ proche est la configuration liée, cohérente et conservative du milieu. Il décrit les états stables.

Le champ lointain est la perturbation propagative qui emporte de l'énergie hors du système local. Il apparaît lors des transitions, des interactions irréversibles ou des réorganisations non stationnaires.

Une particule libre en mouvement uniforme ne produit pas de perte d'énergie. Elle correspond à une configuration stationnaire propagative du milieu.

Un atome stable n'est pas une orbite classique rayonnante. Il est un mode stationnaire du champ proche électron-noyau-milieu.

La quantification exprime les conditions de cohérence de ces modes.

Les transitions correspondent au passage entre deux modes, avec émission éventuelle de champ lointain :

$$h\nu = E_i - E_f \quad (63)$$

Les interférences correspondent à des réorganisations cohérentes imposées par des conditions aux limites.

La mesure correspond à une rupture de cohérence par couplage avec un dispositif macroscopique.

Cette lecture conserve les principaux résultats :

- niveaux de Bohr
- énergie en $1/n^2$
- formule de Rydberg
- absence de rayonnement des états stationnaires
- interférences
- effet tunnel
- décohérence lors de la mesure

Elle reste incomplète sur plusieurs points : origine de \hbar , règle de Born, résultat unique d'une mesure, spin, intrication et formulation relativiste.

La question ouverte est donc : la mécanique quantique peut-elle être dérivée comme la théorie effective des modes cohérents du milieu énergétique et de leurs couplages au champ lointain ?

10 Références

1. Aimé Savouret, *Quand la lumière expose la réalité que nous ne voyons pas : une réévaluation moderne des expériences de premier ordre*, 2026. Lien
2. Aimé Savouret, *L'espace-temps : Une abstraction émergente de la dynamique d'un milieu énergétique*, 2026. Lien
3. Aimé Savouret, *Le principe de relativité comme manifestation observable d'un absolu sous-jacent*, 2026. Lien
4. Aimé Savouret, *Invisibilité du mouvement absolu dans les expériences interférométriques et accès aux effets du premier ordre*, 2026. Lien