

La BPM (Beam Propagation Method) est une méthode de calcul numérique permettant de modéliser la propagation d'une onde optique à travers un milieu avec une perturbation. Il existe plusieurs variantes de BPM, nous nous concentrons ici sur la description de celle utilisée dans notre programme. Une étude plus approfondie peut être trouvée dans [229].

La perturbation peut être, comme dans notre cas, la prise en compte d'une variation de l'indice de réfraction mais également la prise en compte d'un effet non-linéaire comme l'effet Kerr optique par exemple. Cette technique repose sur la résolution de l'équation de Helmholtz dans le cas de l'approximation d'une amplitude lentement variable. Elle nécessite également d'effectuer l'approximation d'ondes paraxiales et n'est donc pas adaptée dans le cas d'une propagation sous un angle important.

La méthode, dont un schéma de principe est donné sur la Figure A.1, consiste en une division de la propagation en petites portions Δz servant de pas d'itération pour le calcul. Si les portions sont suffisamment petites, alors l'effet de la propagation et de la perturbation peuvent être décorélés. Ainsi, l'évolution du champ électrique à l'intérieure d'une portion peut être divisée en trois étapes :

- une propagation linéaire dans un espace libre, homogène et linéaire semblable à une diffraction sur une longueur $\Delta z/2$;
- la prise en compte à $\Delta z/2$ de la perturbation acquise durant Δz . Dans notre cas, la perturbation est la structuration de l'indice de réfraction du milieu ;
- de nouveau une propagation linéaire dans un espace libre sur une longueur $\Delta z/2$.

Dans notre cas, nous considérerons un modèle (1+1)D, où z est la dimension longitudinale de propagation et x est la seule dimension transverse considérée, le système étant invariable et infini suivant y . Ce modèle bien que simplifié permet de simuler de façon juste nos structures qui sont composés de guides d'ondes planaires (1D). De même, la phase transitoire ne sera pas considérée ici et seule la phase stationnaire correspondant au régime établi sera traitée, la mise en place de l'effet photoréfractif n'est notamment pas prise en compte. Ainsi, il n'y aura pas de variable temporelle dans les équations. Dès lors, après propagation d'une portion Δz , le champ électrique $E(x, z)$ peut alors se mettre sous la forme :

$$E(x, z + \Delta z) = e^{(\hat{D} + \hat{N})\Delta z} E(x, z) \approx e^{\hat{D}\frac{\Delta z}{2}} e^{\hat{N}\Delta z} e^{\hat{D}\frac{\Delta z}{2}} E(x, z) \quad (\text{A.1})$$

où $\hat{D}$ et $\hat{N}$ correspondent respectivement à l'opérateur de propagation linéaire et à la perturbation. Ainsi $\hat{D}$ représente la diffraction et $\hat{N}$ représente la structuration

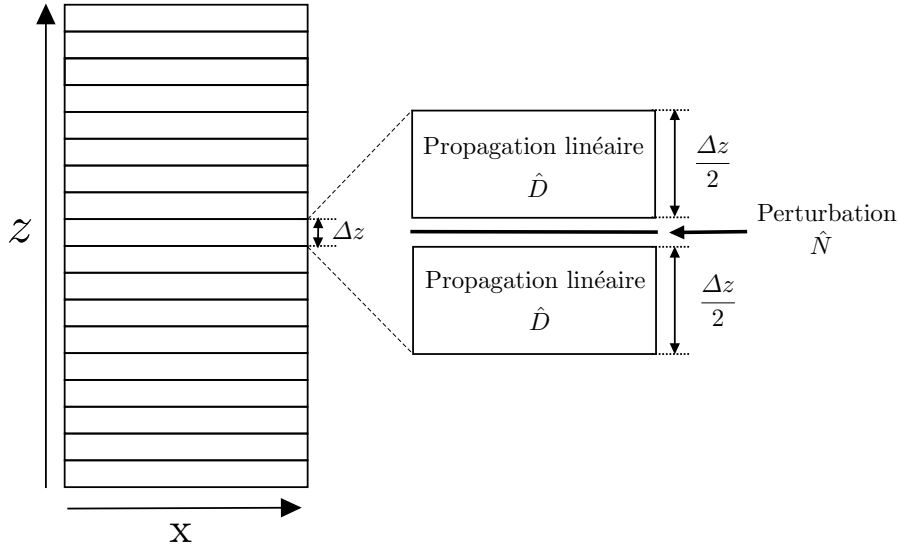


FIGURE A.1 – Schéma de principe de la BPM.

de l'indice de réfraction. La deuxième partie de l'équation est une traduction des hypothèses de la BPM qui visent à décomposer la partie relative à la propagation de l'onde de la partie relative à la perturbation. Néanmoins pour que cette approximation soit valable il faut que la perturbation et donc la variation d'indice soit faible¹, ce qui est le cas de nos structures.

Aussi, la propagation linéaire d'une onde en milieu libre pouvant facilement se calculer dans le domaine spectral avec les transformées de Fourier, la méthode BPM est couplée à une méthode de calcul numérique de transformée de Fourier (FFT, Fast Fourier Transform). On parle alors de FFT-BPM.

Les différentes étapes de calculs peuvent ainsi se résumer comme suit. Considérons un champ électrique initial $E(x, z)$. La propagation linéaire sur une distance $\Delta z/2$ est obtenue en prenant la transformée de Fourier suivant x (TF_x) de $E(x, z)$, qui peut alors se mettre, dans le domaine spectral (ν, z) , sous la forme :

$$\tilde{E}\left(\nu, z + \frac{\Delta z}{2}\right) = \tilde{E}(\nu, z) \exp\left(-i \frac{2\pi^2 \nu^2 n}{k_0} \frac{\Delta z}{2}\right). \quad (\text{A.2})$$

où n est l'indice du matériau non perturbé.

Puis, une transformée de Fourier inverse est appliquée afin de revenir dans le domaine spatial et ainsi prendre en compte l'effet de la perturbation de l'indice de réfraction Δn . L'éq. (A.2) peut ainsi se réécrire suivant :

$$E^P\left(x, z + \frac{\Delta z}{2}\right) = E(x, z + \frac{\Delta z}{2}) \exp(ik_0 \Delta z \Delta n(x, z)). \quad (\text{A.3})$$

¹Il existe d'autres méthodes de simulations adaptées au cas où la variation d'indice est grande. On peut par exemple citer la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) qui est une méthode de calcul de différences finies dans le domaine temporel et spatial permettant de résoudre des équations différentielles.

Enfin, similairement à la première étape, le reste de la propagation linéaire sur $\Delta z/2$ est obtenue en prenant la transformée de Fourier de l'eq. (A.3) :

$$\tilde{E}(\nu, z + \Delta z) = \tilde{E}^P(\nu, z + \frac{\Delta z}{2}) \exp\left(-i \frac{2\pi^2 \nu^2 n}{k_0} \frac{\Delta z}{2}\right). \quad (\text{A.4})$$

Enfin, en appliquant une dernière transformée de Fourier inverse, et si le test de convergence est positif ², on obtient le champ électrique à la fin de la portion Δz . Une nouvelle itération peut alors avoir lieu. Ces différentes étapes sont représentées schématiquement sur la Figure A.2.

Cette méthode permet ainsi de modéliser la propagation d'une onde dans une structure composée de un ou plusieurs guides simplement en définissant son profil $\Delta n(x, z)$. Cependant, le profil du contraste d'indice ne doit pas être trop abrupte ce qui engendrerait des erreurs numériques. Aussi, dans le cas de la simulation de la propagation d'une onde dans un réseau de guides, nous avons utilisé un profil pour le contraste d'indice composé d'une succession de super-gaussiennes, ce qui permet d'autant plus de prendre en compte les différentes imperfections expérimentales, comme nous l'avons discuté au cours du chapitre 2. De plus, la variation en z de Δn rend possible de simuler assez facilement la propagation d'une onde dans des structures avec une variation longitudinale de l'indice de réfraction.

Ainsi, la technique BPM offre un bon complément aux calculs réalisés par la théorie des modes couplés puisqu'elle permet de valider les calculs effectués avec cette dernière et également de les suppléer, par exemple, dans le cas d'un contraste d'indice trop faible.

²Le test de converge revient à comparer le profil obtenu à la fin de la portion avec celui obtenu à la fin de la portion précédente. Si l'évolution trouvée est convergente alors le test est rempli sinon la perturbation est de nouveau calculée et ce jusqu'à ce que le test soit positif.

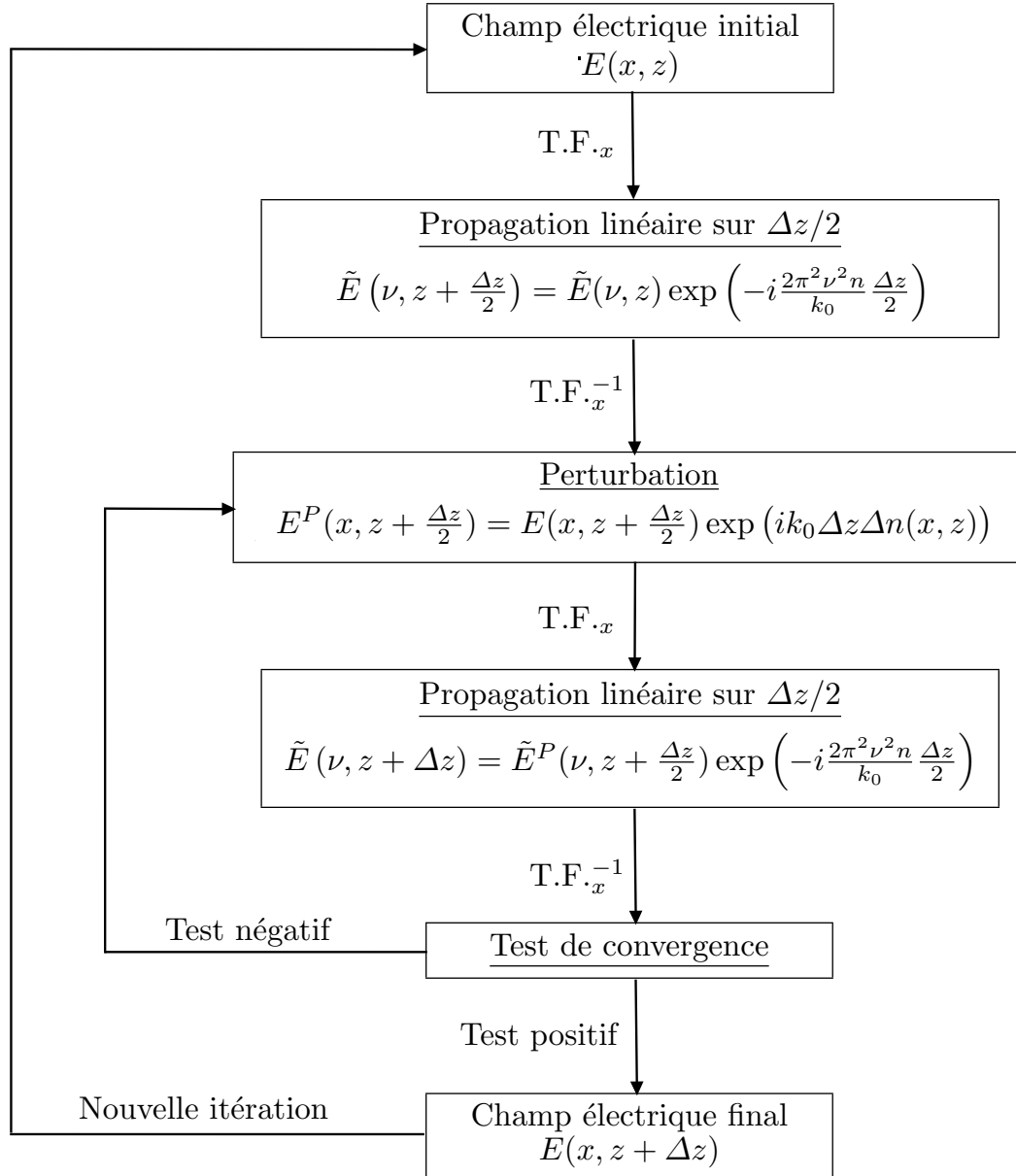


FIGURE A.2 – Diagramme reprenant les différentes étapes du calcul BPM