



# Stabilisation d'un laser pour une expérience de fluide de lumière

LESNE ALICE

MASTER PHYSIQUE FONDAMENTALE ET APPLICATIONS

22 avril 2025 - 13 juin 2025

**Tuteur de stage :** GLORIEUX QUENTIN





## Table des matières

1	Introduction	<b>2</b>
<b>2</b>	Fluides quantiques de lumière	2
3	Stabilisation du laser	4
	3.1 Matériel	4
	3.1.1 Laser	4
	3.1.2 Lambdamètre : fonctionnement et calibration	5
	3.2 Caractérisation du laser et traitement du signal	6
	3.2.1 Variations rapides	6
	3.2.2 Variations lentes et variance d'Allan	8
	3.3 Boucle de rétroaction : PID	10
	3.4 Application et résultat	12
4	Bilan personnel	13





## 1 Introduction

Dans le cadre de ma première année de Master de physique à Sorbonne Université, j'ai eu la chance d'effectuer un stage en laboratoire d'une durée de deux mois dont l'objectif était d'avoir un premier aperçu du fonctionnement d'un laboratoire de recherche, tout en me permettant d'appliquer les connaissances acquises au cours de cette année et de travailler sur un sujet concret et actuel. Le stage s'est effectué entièrement sur site.

J'ai été accueillie au sein de l'équipe "Quantum Fluids of Light" du Laboratoire Kastler Brossel (LKB) par le professeur Quentin Glorieux. Le laboratoire se trouve sur le campus de l'Université Pierre et Marie Curie, à Jussieu. L'équipe est composée de trois chercheurs permanents, de deux post-doctorants et de six doctorants.

Plus généralement, le LKB est une unité mixte de recherche rattachée à l'École Normale Supérieure, à Sorbonne Université, au Collège de France et au Centre National de la Recherche Scientifique. Il figure parmi les acteurs majeurs dans le domaine de la physique quantique.

## 2 Fluides quantiques de lumière

Depuis l'Antiquité, la lumière a été un objet très étudié par les scientifiques, successivement envisagée comme un rayon géométrique dans la Grèce antique, une onde par Huygens, Young et Maxwell, un corpuscule par Newton, ou encore une entité quantique duale par Planck et Einstein. Chacune de ces étapes a marqué une rupture conceptuelle majeure dans notre compréhension de la lumière. Aujourd'hui, de nouvelles approches expérimentales permettent d'explorer la lumière sous un angle inédit en tant que système quantique collectif.

Depuis une trentaine d'années, les physiciens cherchent à contrôler activement des systèmes quantiques complexes. De nombreux dispositifs expérimentaux ont été développés dans le but de manipuler des ensembles de particules quantiques : gaz ultra-froids, circuits supraconducteurs ou encore vapeurs atomiques chaudes. L'étude de ces systèmes a permis de mettre en évidence expérimentalement de nombreux effets de la physique quantique, comme la condensation de Bose-Einstein, la superfluidité, la supraconductivité et l'intrication.

Parmi tous les dispositifs existants, les **fluides quantiques de lumière** sont apparus comme une option intéressante en raison de leur relative simplicité de mise en oeuvre par rapport aux gaz froids, par exemple. Dans ce cadre, les particules quantiques sont des photons que l'on peut manipuler avec précision grâce à des





centaines d'années d'optique, à la fois classique et quantique. Les fluides quantiques de lumière permettent l'étude de phénomènes analogues à ceux observables dans les condensats de Bose-Einstein (BEC). On retrouve par exemple des comportements issus de la mécanique des fluides comme la formation de vortex, la turbulence et les mélanges à deux composantes [1]. Leur principal intérêt réside dans la possibilité d'utiliser la lumière comme vecteur d'un comportement bosonique collectif, tout en bénéficiant d'une mise en oeuvre beaucoup plus simple qu'un BEC.

Une des différences entre ces deux dispositifs réside dans la géométrie de propagation des fluides de lumière : la coordonnée spatiale correspondant à la direction de propagation du faisceau lumineux dans le milieu non linéaire, généralement notée z, joue le rôle d'un temps effectif  $\tau = z/c$  [2]. Ce changement de variable mène à une description dite à "2D + 1" composée de deux dimensions spatiales x et y, et d'une dimension temporelle. Cette description permet d'étudier des phénomènes dynamiques comme l'illustre la figure 1.



FIGURE 1 – Schéma d'un fluide de lumière en 2D+1 dimensions (tiré de [2]).

L'analogie entre les deux plate formes s'appuie sur la correspondance entre deux équations analogues lors que l'on identifie z et t :



#### • Equation de Schrödinger non-linéaire (NLSE)

$$i\frac{\partial}{\partial z}E = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2k_0}\nabla_{\perp}^2 & -\frac{\delta n(\mathbf{r})}{2n_0}k_0 & +\frac{i\frac{\alpha}{2}}{2n_0} - \frac{n_2}{n_0}k_0|E|^2\\ \text{Energie cinétique} & \text{Potentiel ext.} & \text{Pertes} & \frac{1}{2n_0}\sum_{\mathbf{rerme non-linéaire}} \end{pmatrix} E$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire du milieu et  $n_2$  le coefficient de non-linéarité. Le terme non-linéaire varie en fonction de l'intensité  $I \propto |E|^2$  du champ.

#### • Equation de Gross-Pitaevskii

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi = \begin{pmatrix} -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 & +\underbrace{V}_{\text{Potential ext.}} + \frac{i\hbar\frac{\gamma}{2}}{P_{\text{ertes}}} + \underbrace{g|\psi|^2}_{\text{Terme non-linéaire}} \end{pmatrix}\psi$$

où g caractérise l'intensité des interactions entre les particules dans le condensat.

La première équation décrit la propagation d'un champ électrique E dans un milieu non-linéaire alors que la seconde régit l'évolution temporelle de la fonction d'onde  $\psi$  d'un BEC. La correspondance entre les deux est immédiate : chaque terme possède son équivalent optique ou atomique, qu'il s'agisse de l'énergie cinétique, du potentiel, des pertes ou de l'interaction non linéaire.

## 3 Stabilisation du laser

Le but de mon stage était d'asservir en fréquence un laser utilisé pour réaliser des expériences de fluides de lumière dans une cellule de vapeur chaude de rubidium. Cette stabilisation est indispensable car ces expériences nécessitent des lasers dont la fréquence reste très stable dans le temps.

#### 3.1 Matériel

#### 3.1.1 Laser

Le laser sur lequel j'ai principalement travaillé est de la marque *PreciLaser*. Il s'agit d'une diode laser dont le signal est amplifié par une fibre dopée à l'erbium. Initialement, le laser est à une longueur d'onde de 1560 nm. Ce signal est amplifié par émission stimulée tout au long de la fibre, ce qui permet d'obtenir une puissance suffisante. Il est ensuite nécessaire de faire passer le faisceau dans un doubleur de fréquence, la transition du rubidium se situant à 780 nm.







FIGURE 2 – Schéma du fonctionnement du laser.

La communication avec le laser s'effectue via un câble USB connecté directement à ce dernier. Deux paramètres peuvent être ajustés pour contrôler la fréquence et l'intensité du laser : l'intensité du courant d'alimentation et la température du laser. Le contrôle du courant étant déjà utilisé pour les expériences, j'ai agi sur la température, ce qui convient bien au contrôle des variations à long terme de la fréquence du laser.

#### 3.1.2 Lambdamètre : fonctionnement et calibration

Pour déterminer la fréquence du laser, l'utilisation d'un lambdamètre est indispensable. Le modèle que j'ai utilisé durant mon stage est un WS7-60 de la marque HighFinesse capable de mesurer jusqu'à 500 fois par seconde la fréquence des lasers en entrée, ce qui est largement suffisant pour les mesures effectuées par la suite. Le lambdamètre ne pouvant mesurer que des différences en fréquences et non des fréquences absolues, il nécessite une source de référence sur laquelle se calibrer afin de pouvoir ensuite déterminer la fréquence d'un laser en entrée. Par défaut, cette calibration s'effectue à l'aide d'une lampe néon intégrée dont la précision est limitée : sa fréquence peut varier dans une plage d'environ 60 MHz [3], ce qui limite la finesse des mesures.

Le lambdamètre possède 8 entrées pour la mesure des lasers ainsi qu'une entrée dédiée à la calibration externe. Afin d'améliorer la précision, j'ai réalisé une calibration externe à l'aide d'un laser asservi par **absorption saturée** sur une transition du rubidium 87 dont la fréquence, connue exactement, est de 384'227,915 GHz. Ce laser de référence, connecté au lambdamètre et défini comme canal de calibration, permet à l'appareil de comparer la fréquence mesurée avec la valeur réelle du laser verrouillé et de déterminer ainsi son facteur de calibration. Cette correction est ensuite appliquée à toutes les mesures sur les autres canaux, améliorant considérablement la précision globale du dispositif, pouvant atteindre une précision de  $\pm 0.5$  MHz.

#### Absorption saturée

Le faisceau laser traverse une cellule contenant un mélange de rubidium <sup>85</sup>Rb et <sup>87</sup>Rb. En haut de la figure 3, on peut voir le spectre d'absorption obtenu en sortie



FIGURE 3 – Spectre d'absorption du rubidium (tiré de [5]).

de la cellule. La courbe du bas, correspondant à la dérivée de ce spectre, est le signal d'erreur. Elle met en évidence la position précise des transitions atomiques et des transitions dites "crossover", c'est-à-dire des points intermédiaires entre deux transitions proches. Dans notre cas, le laser a été asservi sur le deuxième pic en partant de la gauche, correspondant à la ligne de crossover notée "F = 2  $\rightarrow$  F' = 2,3" [4].

## 3.2 Caractérisation du laser et traitement du signal

Avant de stabiliser un laser, il est important de caractériser ses variations en fréquence au cours du temps. On distingue deux types de fluctuations : les variations rapides, qui se produisent sur des échelles de temps très courtes, inférieures à la seconde, et les variations lentes, qui s'étalent sur des durées plus longues pouvant aller de quelques minutes à plusieurs heures. Ce sont ces dernières qui nous intéressent principalement dans le processus de stabilisation du laser.

#### 3.2.1 Variations rapides

Le laser peut présenter des variations rapides de fréquence dues par exemple à de petites fluctuations du courant d'alimentation. Ces variations, dont l'amplitude est en général assez faible, n'affectent pas notablement la précision des mesures et peuvent être considérées comme un bruit de fond acceptable dans notre cas.



Dans un premier temps, j'ai effectué une acquisition de 10 secondes à une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz, autrement dit une requête toutes les 0,01 s. Cette mesure a pris en réalité environ 60 secondes à s'exécuter. L'ajout d'une horloge interne dans le code m'a permis d'identifier la source du ralentissement : le temps minimal que met une requête pour effectuer un aller-retour jusqu'au lambdamètre est d'environ 0,06 secondes. Il est donc cohérent que le temps d'acquisition total ait été multiplié par six. Il résulte du temps de latence du serveur qui gère les requêtes au lambdamètre une fréquence d'acquisition maximale de  $\frac{1}{0.06} \approx 16$  Hz. Pour éviter un empilement de requêtes, les acquisitions suivantes ont donc été limitées à une fréquence inférieure ou égale à cette valeur. Cette première mesure, bien qu'inexploitable en elle-même, m'a permis de déterminer la fréquence maximale d'acquisition possible.

Pour caractériser les variations rapides, j'ai effectué une acquisition à 10 Hz pendant une durée de 15 minutes. La figure 4 présente l'évolution de la fréquence au cours de cette mesure. L'axe des abscisses correspond au temps en secondes et celui des ordonnées à la fréquence en GHz. On constate que la fréquence du laser reste globalement stable autour de 384'225,053 GHz avec des fluctuations comprises entre 384'225,051 GHz et 384'225,054 GHz, soit une variation maximale de 3 MHz. A l'échelle de temps considérée, le comportement du laser apparaît donc stable et les fluctuations rapides n'introduisent pas de perturbations significatives des mesures.



FIGURE 4 – Variations rapides en fréquence du laser.







FIGURE 5 – Variation en fréquence du laser aux temps longs.

#### 3.2.2 Variations lentes et variance d'Allan

Contrairement aux fluctuations rapides, les variations lentes peuvent modifier de manière non négligeable la fréquence du laser sur le long terme, compromettant ainsi la fiabilité des résultats expérimentaux. L'identification et la correction de telles variations sont donc essentielles. Ces dérives lentes sont principalement causées par des phénomènes tels que la variation progressive de la température de la pièce, les fluctuations lentes du courant d'alimentation ou l'évolution des conditions environnementales comme l'humidité.

Pour mettre en évidence ce phénomène, j'ai réalisé une acquisition de dix heures à une fréquence d'échantillonnage de 0,5 Hz, soit une mesure toutes les deux secondes. Les données obtenues (voir figure 5) montrent une augmentation progressive de la fréquence au cours du temps. Initialement autour de 384'225,075 GHz, celle-ci augmente rapidement pendant les deux premières heures (soit 7200 s), puis continue de croître plus lentement jusqu'à 384'225,118 GHz environ. Cela représente une variation totale de l'ordre de 45 MHz, ce qui devient significatif dans le cadre de mesures de précision. C'est donc cette évolution globale que l'on cherche à corriger dans une démarche de stabilisation du laser.

Afin d'étudier plus rigoureusement les variations du signal, j'ai utilisé un outil mathématique appelé la **variance d'Allan** [6], du nom du physicien américain David W. Allan. Cette méthode est couramment utilisée pour évaluer la stabilité à long terme en fréquence des horloges ou des oscillateurs et permet par exemple de déterminer la nature des bruits présents dans un signal.



Mathématiquement, la variance d'Allan mesure la stabilité d'un signal en comparant entre elles les moyennes du signal sur des intervalles de durée fixée  $\tau$ . L'ensemble des données est donc découpé en segments successifs de durée  $\tau$  et la moyenne du signal dans chaque segment est calculée. On mesure ensuite les écarts-types entre deux segments consécutifs. La formule s'écrit :

$$\sigma_A^2(\tau) = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} (\bar{f}_{i+1} - \bar{f}_i)^2$$

où  $\bar{f}_i$  est le signal moyen sur le i-ème intervalle de durée  $\tau$  et N le nombre total d'intervalles. Le calcul de la variance est effectué pour différentes valeurs de  $\tau$ , ce qui permet *in fine* l'obtention d'un graphe dont un exemple général est donné par la figure 6.



FIGURE 6 – Graphe de la variance d'Allan théorique (tiré de [6]).

Cette approche permet de caractériser la stabilité en fréquence du laser à différentes échelles de temps : une faible variance d'Allan indique une grande stabilité. De manière générale, on trace plutôt la déviation d'Allan  $\sigma_A(\tau) = \sqrt{\sigma_A^2(\tau)}$ , racine carrée de la variance d'Allan et équivalent de l'écart-type de la variance classique. Le graphe de la déviation d'Allan  $\sigma_A(\tau)$  en fonction de  $\tau$  permet d'identifier les types de bruits présents. En particulier, la composante qui nous intéresse est celle la plus à droite sur le graphe figure 6 ("Rate ramp") dont la pente vaut +1 et qui correspond aux dérives à long terme.

Pour l'analyse des données issues de l'acquisition longue, j'ai utilisé une version plus précise de la déviation d'Allan : la "overlapping Allan deviation" [7]. Contrairement à la variance d'Allan classique qui ne compare entre eux que les segments







FIGURE 7 – Graphe de la variance d'Allan expérimentale.

consécutifs non recouvrants, la version avec chevauchement utilise toutes les paires possibles pour caractériser la stabilité du laser. Il y a ainsi un plus grand nombre d'échantillons à comparer et le résultat est plus précis. Cela m'a permis d'obtenir la figure 7, sur laquelle on observe clairement la présence de la composante de pente +1 pour des  $\tau > 300$  s, mise en évidence sur le graphe par la droite rouge. L'utilisation de la variance d'Allan confirme donc la présence d'une dérive lente vraisemblablement due à des changements progressifs comme une variation de température. La présence de cette pente justifie l'intérêt d'un système de stabilisation active.

#### 3.3 Boucle de rétroaction : PID

Pour corriger la dérive à long terme que nous avons identifiée précédemment, une solution consiste à mettre en place une **boucle de rétroaction** [8] dont le fonctionnement est schématisé sur la figure 8 ci-dessous :



FIGURE 8 – Schéma de la boucle de rétroaction sur le laser.

Imaginons que l'on souhaite stabiliser le las er à une fréquence de référence X : c'est la consigne. On effectue en parallèle une mesure de la fréquence réelle du la-



ser grâce au lambdamètre qui retourne une valeur Y. L'erreur  $\epsilon$  s'exprime comme e = X - Y. Cette valeur est envoyée dans la boucle de contrôle (le PID) qui indique au laser comment varier ses paramètres (sa température par exemple) pour se rapprocher de la fréquence de référence. Ce procédé est répété en boucle afin de stabiliser le laser.

Ce type de boucle nécessite l'utilisation d'un **contrôleur PID** (Proportionnel – Intégral – Dérivé) donc le fonctionnement est imagé à l'aide de la figure 9. Le PID génère un signal de correction à partir de l'erreur e entre la fréquence mesurée et la fréquence cible selon certaines caractéristiques :

- Le terme **proportionnel (P)** détermine l'amplitude de la correction envoyée au laser. Plus l'erreur *e* est grande, plus la correction est importante.
- Le terme **intégral (I)** permet de corriger les dérives lentes et les erreurs constantes ("offset") en tenant compte de l'accumulation de l'erreur dans le temps.
- Le terme **dérivé** (**D**) anticipe l'évolution de l'erreur en réagissant à la vitesse de variation. Autrement dit, il mesure la pente de l'erreur pour appliquer une correction proportionnelle à sa dérivée temporelle. **Dans notre cas, ce terme est nul**. En effet, le laser présente comme nous l'avons vu des petites oscillations rapides et de faible amplitude. La présence d'une composante dérivée du PID amplifierait ces petites variations, ce qui rendrait le système instable.



FIGURE 9 – Schéma boucle de rétroaction Proportionel - Intégral - Dérivée (tiré de [9]).

L'équation régissant l'instruction u(t) du PID envoyée au laser est la suivante :

$$u(t) = K_p e(t) + K_i \int_0^t e(\tau) d\tau + K_d \frac{\mathrm{d}e(t)}{\mathrm{d}t}$$

Master PFA

11



où e(t) est l'erreur à l'instant t et où les paramètres  $K_p$ ,  $K_i$  et  $K_d$  sont les gains respectivement proportionnel, intégral et dérivé du contrôleur. En ajustant correctement ces trois composantes, la boucle PID permet de maintenir la fréquence du laser stable.

### 3.4 Application et résultat

Concrètement, j'ai implémenté le régulateur PID en Python, avec des gains fixés à  $K_p = 500$ ,  $K_i = 100$  et  $K_d = 0$ , ce dernier étant nul pour les raisons évoquées précédemment. Afin d'éviter que le régulateur ne rende le laser instable, j'ai déterminé expérimentalement une erreur absolue tolérable à 8 MHz. Pour fixer cette valeur, j'ai stabilisé le laser à une fréquence donnée à l'aide du PID, puis incrémenté la température de 1 m°C, ce qui correspond à la plus petite variation de température contrôlable. Cette modification entraînait un décalage en fréquence d'un peu moins de 8 MHz. Si une erreur inférieure à ce seuil déclenchait déjà une correction, le système risquait d'entrer en oscillation. Cette valeur est donc choisie comme le seuil de déclenchement de la régulation.



FIGURE 10 – Variation en fréquence en GHz du las er (haut) et de la température en m°C (bas) après stabilisation par PID.

La figure 10 présente le résultat obtenu après stabilisation du las er sur une acquisition de 10 heures à une fréquence de  $0,5~{\rm Hz},$  autrement dit les mêmes paramètres



d'acquisition que lors de la caractérisation initiale des variations lentes du laser. Le laser était vérouillé à la fréquence cible de 384'228 GHz (ligne rouge centrale sur la figure). On observe que les fluctuations sont comprises entre environ 384'227,993 GHz et 384'228,008 Ghz (lignes rouges extérieures sur le graphe), soit une erreur maximale de 15 MHz. Cette valeur est à comparer à l'erreur sans contrôleur PID qui atteignait environ 45 MHz (figure 5). L'ajout d'un contrôleur a donc permis de réduire d'erreur sur la fréquence du laser de 65 %, ce qui est suffisant pour garantir des mesures de précision.

Sur la figure 10, le graphe du bas représente la variation de la température au cours du temps. On remarque que les changements sont très faibles : initialement à une température de 26,666 °C, une variation de 7 milli-degrés a suffi pour assurer la stabilité du laser sur une période de 10 heures. Cela indique que le PID a le potentiel de stabiliser le laser en fréquence sur une période largement plus longues que celles éprouvées durant mon stage.

Au cours de mon stage, j'ai donc commencé par calibrer le lambdamètre afin de pouvoir utiliser avec certitude les fréquences qu'il m'envoyait. J'ai ensuite caractérisé les variations en fréquences du laser afin de déterminer les corrections à apporter et de pouvoir par la suite améliorer la stabilité en fréquence du laser à l'aide d'une boucle de rétroaction du type PID. Pour obtenir une stabilité du laser encore meilleure, il faudrait changer le paramètre de contrôle du laser et utiliser l'intensité du courant de la diode. Cela permettrait un contrôle plus fin de la fréquence mais diminuerait la plage de contrôle en fréquence.

Au cours de mon stage, j'ai commencé par calibrer le lambdamètre afin de garantir la fiabilité des fréquences mesurées. J'ai ensuite caractérisé les variations en fréquence du laser dans le but d'identifier les corrections à apporter et de mettre en place une stabilisation du laser à l'aide d'une boucle de rétroaction de type PID. Pour améliorer cette stabilité, il faudrait modifier le paramètre de contrôle du laser en utilisant l'intensité du courant de la diode plutôt que la température. Cette approche permettrait un réglage plus précis de la fréquence, mais réduirait la plage de contrôle en fréquence.

## 4 Bilan personnel

Ce stage de deux mois au LKB m'a permis de découvrir un domaine très intéressant de la physique que je ne connaissais pas auparavant. Il a enrichi mon parcours en me permettant de travailler sur des problématiques expérimentales actuelles dans un environnement stimulant. La grande disponibilité de l'équipe de recherche m'a permis d'échanger à de nombreuses occasions avec les doctorants et post-doctorants



sur des questions scientifiques, mais aussi sur des questions plus académiques comme la poursuite en thèse. J'ai ainsi eu l'opportunité de découvrir le quotidien d'un doctorant, notamment à travers les "PhD seminars". Sur le plan scientifique, ce stage a renforcé mon intérêt pour la physique fondamentale et m'a donné envie de poursuivre dans cette voie. Il m'a également permis de porter un regard plus ouvert sur la physique expérimentale, bien que mon intérêt reste principalement tourné vers les aspects plus théoriques de la physique.

## Références

- M. Baker-Rasooli, W. Liu, T. Aladjidi, A. Bramati, and Q. Glorieux, "Turbulent dynamics in a two-dimensional paraxial fluid of light," *Phys. Rev. A*, vol. 108, p. 063512, Dec 2023.
- [2] Q. Glorieux, C. Piekarski, Q. Schibler, T. Aladjidi, and M. Baker-Rasooli, "Paraxial fluids of light." Contribution to Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics, Volume 73. Available at http://arxiv.org/abs/2504.06262, Apr. 2025.
- [3] HighFinesse GmbH, "Calibration sources brochure." https://www.highfinesse.com/en/calibrationsources/calibrationsources-furtherinformation/product-brochure-calibration-sources.pdf, 2025.
- [4] A. Dinkelaker, M. Mandel, and S. Pyka, "Laser spectroscopy with rubidium : Versuchsanleitung zum fortgeschrittenen-praktikum," tech. rep., Humboldt-Universität zu Berlin, Institut für Physik, AG Optische Metrologie, May 2017. Last updated : May 17, 2017.
- [5] C. Enesa, "Offset frequency stabilisation of a laser diode for ultra cold atoms experiments," master's thesis, Université de Bâle, 2014. Consulté via Research-Gate.
- [6] "Allan variance and its use in characterizing inertial measurement unit errors," Oct. 2019. https://www.numerickly.com/2019/10/03/allan-variance/.
- [7] "AllanTools : A python library for calculating Allan deviation and related time & frequency statistics." https://pypi.org/project/AllanTools/.
- [8] J.-D. Mosser, Y. Granjon, and J. Tanoh, Sciences Industrielles pour l'Ingénieur, Ire année MPSI – PCSI – PTSI. Dunod, n.d. Manuel pour classes préparatoires scientifiques.
- [9] N. Mehta, D. Chauhan, S. Patel, and S. Mistry, "Design of hmi based on pid control of temperature," *International Journal of Engineering Research and*, vol. V6, 05 2017.