

# Diffusion Raman

Victor Vachon

---

## Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Théorie</b>	<b>2</b>
2.1	Interaction lumière-matière . . . . .	2
2.2	Phonons et modes de vibration . . . . .	3
2.3	Diffusion Raman . . . . .	4
2.4	Diffusion Stokes et anti-Stokes . . . . .	4
2.5	Unités spectroscopiques . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Montage et Manipulation</b>	<b>6</b>
3.1	Montage . . . . .	6
3.2	Étalonnage . . . . .	6
3.3	Mesure de Bruit . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Résultat</b>	<b>8</b>
4.1	Échantillon 1 . . . . .	8
4.2	Échantillon 2 . . . . .	9
4.3	Échantillon 3 . . . . .	10
4.4	Échantillon 4 . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>14</b>

---

## 1 Introduction

Dans les laboratoires de l'Université de Montréal, les étudiants ont la chance d'accéder à une vaste gamme d'équipements de recherche, aujourd'hui considérés comme obsolètes par le département. Bien que ces instruments soient pour la plupart anciens, plusieurs d'entre eux étaient à la fine pointe de la technologie il y a une vingtaine d'années et représentaient alors un investissement considérable. Dans ce rapport, nous partageons nos expériences avec un spectromètre à réseau de haute précision, couplé à un détecteur à photomultiplicateur, utilisé notamment pour l'étude de la diffusion Raman.

Ce technique, découverte par Venkata Raman en 1928, représente une avancée majeure pour la caractérisation des matériaux. En exploitant l'interaction inélastique entre la lumière et les vibrations du réseau cristallin d'un matériau, la diffusion Raman permet d'obtenir des informations précieuses sur les structures internes des échantillons. Elle est ainsi devenue un outil incontournable en sciences des matériaux, notamment pour identifier les polytypes, mesurer les caractéristiques vibratoires spécifiques aux atomes du réseau, et estimer la température des échantillons par l'étude des bandes Stokes et anti-Stokes.

Dans cette expérience, nous nous intéressons à la diffusion Raman en nous focalisant sur l'identification des modes de vibration caractéristiques de plusieurs échantillons de matériaux. En analysant les pics Stokes et anti-Stokes de leurs spectres, nous pourrions identifier la nature de chaque échantillon et déterminer leur composition et leur température.

## 2 Théorie

### 2.1 Interaction lumière-matière

La lumière est une onde électromagnétique, c'est-à-dire qu'elle transporte un champ électrique et un champ magnétique oscillant. Lorsque la lumière (un faisceau de photons) frappe un matériau, elle peut interagir avec les atomes à l'intérieur, plus précisément ce champ électromagnétique interagit avec les charges dans le matériau, surtout les électrons.

En effet, le champ électromagnétique de la lumière fait vibrer les électrons dans le matériau, suivant la direction de ce champ, et ce mouvement des électrons crée à son tour une polarisation électrique oscillante, qui émet à son tour un champ électromagnétique qui peut-être légèrement différent selon le matériaux du champs émis par la lumière.

Mathématiquement, lorsque la lumière interagit avec un matériau, elle induit une polarisation électrique dans le matériau, représentée par la formule :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$

- $\vec{P}$  est la polarisation induite (densité de dipôle électrique),
- $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,
- $\chi$  est la susceptibilité électrique (propriété du matériau),
- $\vec{E}$  est le champ électrique de la lumière incidente.

La susceptibilité électrique  $\chi$  est liée à l'indice de réfraction du matériau par :

$$n = \sqrt{\chi + 1}$$

L'interaction (ou interférence) entre le champ électrique de la lumière incidente et celui réémis par les électrons en mouvement est à l'origine de phénomènes tels que la réfraction (changement de direction de la lumière), la dispersion (séparation des couleurs), et certaines formes de polarisation. Ces oscillations électroniques peuvent aussi donner lieu à une réémission de lumière, parfois de façon élastique (sans changement d'énergie), ou inélastique (avec un changement de fréquence ou d'énergie), comme dans les phénomènes de diffusion Rayleigh ou Raman.

## 2.2 Phonons et modes de vibration

Dans un cristal, les atomes vibrent autour de leurs positions d'équilibre selon des modes appelés phonons. Il existe deux types de phonons :

Le phonons acoustiques : Ils se comportent comme des ondes sonores dans le cristal, avec une relation de dispersion donnée par :

$$\omega_a = \nu_s k$$

où :

- $\omega_a$  est la fréquence du phonon acoustique,
- $\nu_s$  est la vitesse du son dans le matériau,
- $k$  est le vecteur d'onde.

Le phonons optiques : Ce sont des vibrations où les atomes d'une maille cristalline vibrent en opposition de phase. La fréquence des phonons optiques est approximativement constante pour de petites variations de  $k$  :

$$\omega_0 \approx \text{constante}$$

Les phonons optiques sont ceux que nous mesurons principalement lors de la diffusion Raman.

La figure suivante présente les courbes de dispersion pour un matériau simple : le silicium. On y distingue trois branches acoustiques, dont la fréquence est nulle pour  $k = 0$  (point  $\Gamma$  de la figure), et deux branches optiques dont l'énergie est d'environ 15 THz au point  $\Gamma$ .

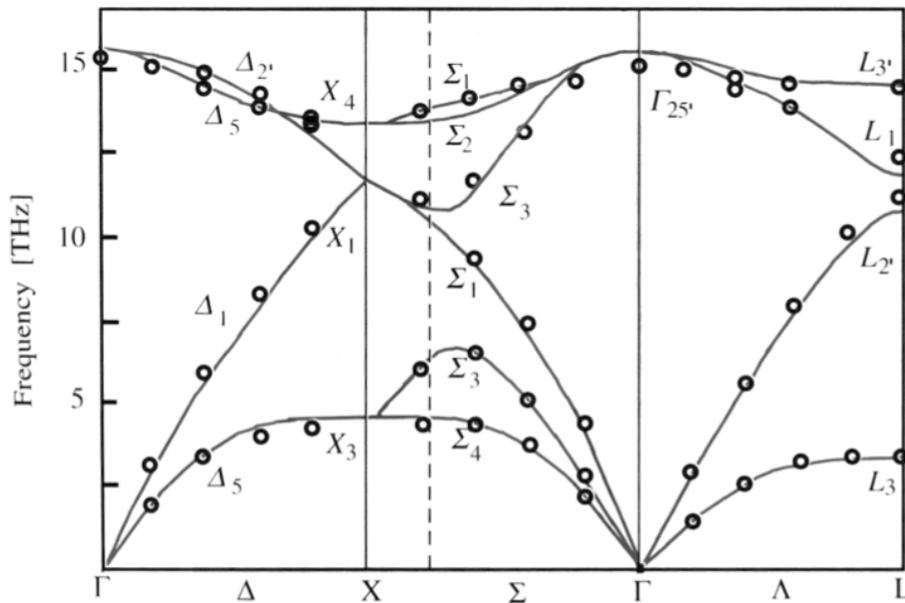


FIGURE 1 – Courbes de dispersion des phonons dans le silicium le long des axes de haute symétrie (tiré de Fundamentals of Semiconductors, par P. Y. Yu et M. Cardona (Springer 1996), p. 103).

## 2.3 Diffusion Raman

La diffusion Raman se produit lorsqu'un photon incident interagit avec un phonon optique du matériau. Cela modifie la susceptibilité électrique  $\chi$  de manière dynamique :

$$\chi \rightarrow \chi(\omega_p)$$

où  $\omega_p$  est la fréquence du phonon activé. La polarisation induite devient :

$$\vec{P} = \chi(\omega_p) \vec{E}(\omega_l)$$

où  $\omega_l$  est la fréquence de l'onde lumineuse incidente (le laser). Cela donne lieu à deux types d'ondes diffusées :

- Une onde diffusée avec la même fréquence que l'onde incidente, correspondant à la diffusion Rayleigh (élastique).
- Une onde diffusée avec une fréquence différente, correspondant à la diffusion Raman (inélastique), avec des fréquences :
  - $\omega_d = \omega_l - \omega_p$  (diffusion Stokes),
  - $\omega_d = \omega_l + \omega_p$  (diffusion anti-Stokes).

Ces processus quantiques se déroulent en trois étapes, le photon incident crée une paire électron-trou virtuelle, cette paire émet ou absorbe un phonon, la paire se recombine, émettant un photon avec une énergie modifiée (Stokes ou anti-Stokes).

## 2.4 Diffusion Stokes et anti-Stokes

**Effet Stokes** : Si le photon incident perd de l'énergie en créant un phonon, sa fréquence diminue. La différence de fréquence entre le photon incident et diffusé est donnée par  $\omega_p$ .

**Effet anti-Stokes** : Si le photon gagne de l'énergie en absorbant un phonon existant, sa fréquence augmente.

Le rapport entre les intensités des raies anti-Stokes ( $I_{AS}$ ) et Stokes ( $I_S$ ) dépend de la température du matériau. La relation est donnée par :

$$\frac{I_{AS}}{I_S} = \left( \frac{\omega_l + \omega_p}{\omega_l - \omega_p} \right)^4 \exp \left( - \frac{\hbar \omega_p}{k_B T} \right) \quad (1)$$

où :

- $\omega_l$  est la fréquence du laser,
- $\omega_p$  est la fréquence du phonon,
- $\hbar$  est la constante de Planck réduite,
- $k_B$  est la constante de Boltzmann,
- $T$  est la température du matériau.

Cette formule permet de déterminer la température d'un échantillon en comparant l'intensité des raies Stokes et anti-Stokes.

## 2.5 Unités spectroscopiques

En spectroscopie, on utilise plusieurs unités pour décrire la lumière :

- **Longueur d'onde**  $\lambda$  (en nm),
- **Fréquence**  $\nu$  (en Hz ou THz),
- **Nombre d'onde**  $\tilde{\nu}$  (en  $\text{cm}^{-1}$ ),
- **Énergie**  $E$  (en eV).

La conversion entre ces unités est donné dans ce tableau :

Grandeur	Symbole	Unité	Relation avec $\lambda$	Correspondance pour $\lambda = 1000$
Fréquence	$\nu$		$\nu = \frac{c}{\lambda}$	1000 = 299.710
Nombre d'onde	$\tilde{\nu}$		$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$	1000 = 10000
Énergie	$E$		$E = \frac{hc}{\lambda}$	1000 = 1.2399 <sup>a)</sup> 1000 = 1.2395 <sup>b)</sup>

TABLE 1 – a) Longueur d'onde dans le vide. b) Longueur d'onde dans l'air sec à 15 °C et pression de 101.3 kPa (1 atmosphère).

et la relation entre longueur d'onde  $\lambda$  et nombre d'onde  $\tilde{\nu}$  est :

$$\tilde{\nu} = \left( \frac{1}{\lambda_{\text{laser}}} - \frac{1}{\lambda_{\text{spectre}}} \right) \times 10^7 \quad (2)$$

où  $\tilde{\nu}$  est en  $\text{cm}^{-1}$  et  $\lambda$  en nm. Les valeurs positives de  $\tilde{\nu}$  correspondent aux raies **Stokes**, tandis que les valeurs négatives correspondent aux raies **anti-Stokes**.

### Spectromètre et dispersion

Le spectromètre utilisé pour analyser la lumière Raman mesure les longueurs d'onde et a une équation de dispersion donnée par :

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{10^6 \cos \beta}{nF} \quad (nm/mm) \quad (3)$$

où :

- $\beta$  est l'angle de rotation du réseau du spectromètre,
- $n$  est le nombre de traits par mm sur le réseau (ici, 1200 traits/mm),
- $F$  est la longueur focale du spectromètre (220 mm ici).

Cette équation permet de comprendre la relation entre le déplacement  $dx$  et le changement de longueur d'onde  $d\lambda$ , ce qui est essentiel pour l'étalonnage et la résolution spectrale.

### Comptage de photons et détection

Comme le signal Raman est très faible (de  $10^{-4}$  à  $10^{-9}$  fois plus faible que la diffusion Rayleigh), un **photomultiplicateur** est utilisé pour détecter les photons. Il amplifie les signaux faibles en éjectant des électrons par effet photoélectrique, puis en multipliant ces électrons pour produire un signal mesurable.

Le taux de comptage est proportionnel au nombre de photons détectés, avec une incertitude statistique de  $\sqrt{N}$ , où  $N$  est le nombre de photons comptés. Cela signifie que pour obtenir une mesure précise (par exemple avec une précision de 5%), il faut compter pendant un certain temps pour minimiser l'effet du bruit statistique.

### 3 Montage et Manipulation

#### 3.1 Montage

Le montage expérimental utilise un spectromètre à réseau couplé à un détecteur à photomultiplicateur, permettant de mesurer précisément les spectres Raman des échantillons étudiés. Un laser stabilisé, d'une longueur d'onde de 632,8 nm, éclaire l'échantillon placé devant l'ouverture du spectromètre. La lumière diffusée, contenant les raies Stokes et anti-Stokes résultant de la diffusion Raman, entre dans le spectromètre où elle est dispersée par le réseau de diffraction. Les photons sont ensuite détectés par le photomultiplicateur, convertis en signaux électriques proportionnels à l'intensité des raies détectées, et comptés par un système d'acquisition.

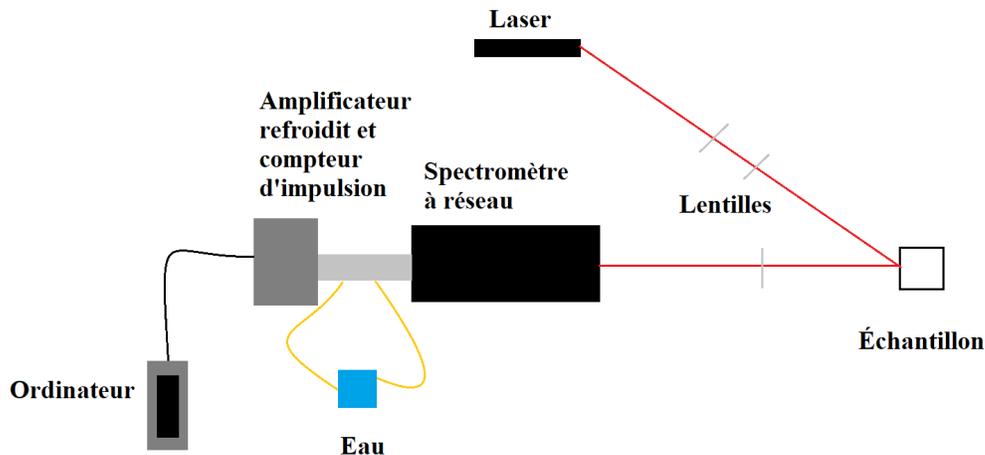


FIGURE 2 – Montage expérimentale

#### 3.2 Étalonnage

Pour garantir l'exactitude des mesures de longueur d'onde et évaluer la résolution du spectromètre, un étalonnage a été réalisé en utilisant une lampe à néon. Les raies d'émission du néon, bien définies et connues, servent de référence pour ajuster la précision du spectromètre.

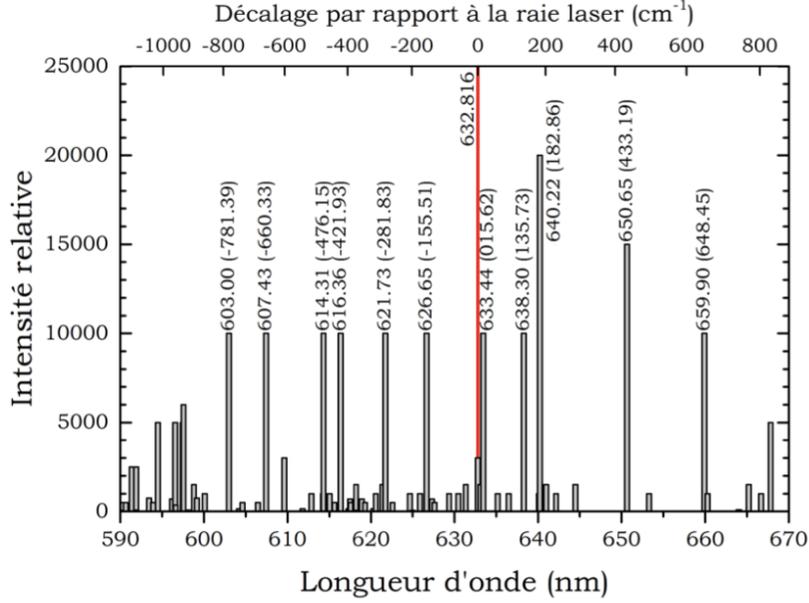


FIGURE 3 – Spectre des raies d’émission du néon présentes dans un plasma He -Ne près de la longueur d’onde de la raie laser. La longueur d’onde (en nm ) et le décalage ( en  $\text{cm}^{-1}$  ) des émissions les plus intenses y sont indiqués. L’hélium possède aussi une faible raie d’émission à 667.815 nm . (Données provenant du NIST Atomic Spectra Database)

Ce processus d’étalonnage consiste à mesurer la position des pics dans le spectre du néon avec différentes largeurs de fente afin de corriger la dispersion observée en fonction de celle calculée théoriquement.

La dispersion théorique du spectromètre, ou relation entre le changement de longueur d’onde et le déplacement sur le détecteur, est définie par l’équation suivante (3). Dans notre configuration, le spectromètre est conçu pour que  $\beta \approx 0$ , ce qui simplifie la formule de dispersion. Théoriquement, cela donne une valeur de dispersion d’environ 1,89 nm/mm. Pour vérifier cette valeur, nous avons mesuré la position des raies du néon à plusieurs largeurs de fentes, en supposant que la dispersion est linéaire. En comparant les largeurs à mi-hauteur des pics observés pour différentes fentes, nous avons pu établir une relation expérimentale.

Les données recueillies pour des fentes de 50, 100 et 150  $\mu\text{m}$  montrent, par exemple, les pics du néon autour de 639,2 nm et 641,0 nm, avec des incertitudes associées qui augmentent avec la largeur de la fente :

- Pour une fente de 50  $\mu\text{m}$  : 639.38 nm et 641.20 nm,
- Pour une fente de 100  $\mu\text{m}$  : 638.96 nm et 640.84 nm,
- Pour une fente de 150  $\mu\text{m}$  : 638.80 nm et 640.66 nm.

L’ajustement linéaire de la dispersion expérimentale donne une pente de  $\frac{d\lambda}{dx} = (0.96 \pm 0.1) \text{ nm/mm}$ , inférieure à la valeur théorique. Cette différence peut s’expliquer par des imperfections dans le positionnement de  $\beta$ , l’alignement optique, ou des aberrations dans le système optique du spectromètre. Pour corriger les longueurs d’onde mesurées, un facteur de décalage de 0.5 nm a été appliqué, soit :

$$\lambda_{\text{réel}} = \lambda_{\text{mesuré}} - 0.5 \text{ nm}$$

Ces ajustements permettent d’assurer que nos mesures de spectre Raman sont alignées avec les valeurs réelles, garantissant ainsi la précision nécessaire pour l’analyse des échantillons et l’identification de leurs raies caractéristiques.

### 3.3 Mesure de Bruit

Des mesures de bruit de fond ont été réalisées pour isoler les signaux indésirables présents dans le spectromètre. Pour cela, des spectres ont été enregistrés avec l’obturateur ouvert, le laser éteint, et toutes les lumières extérieures coupées. Cette méthode permet de capturer le bruit électronique et le bruit thermique associés au détecteur et au système d’acquisition.

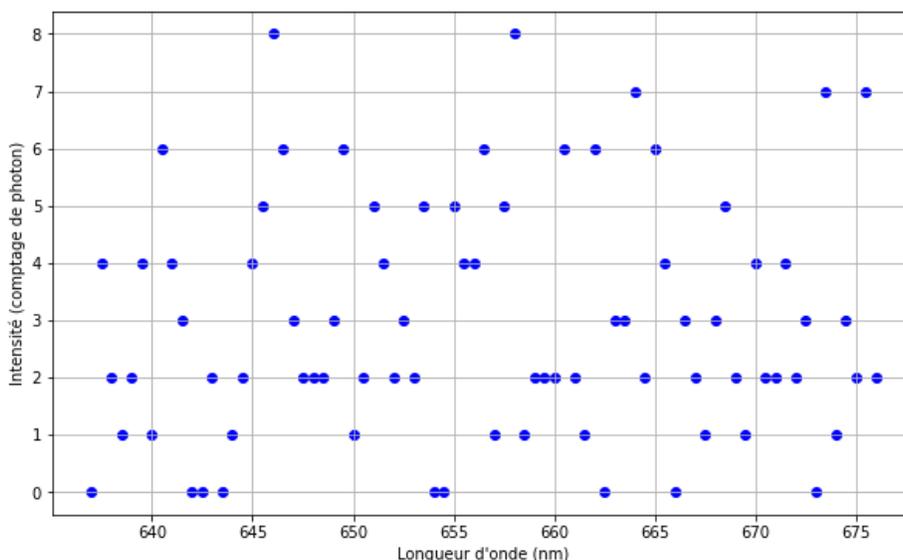


FIGURE 4 – Spectre de bruit capturé avec le laser éteint et l’obturateur ouvert, montrant le bruit électronique et thermique de base dans le système de détection.

Ce bruit de fond a ensuite été soustrait aux spectres Raman des échantillons afin d’améliorer le rapport signal/bruit et d’obtenir une courbe plus fidèle au signal Raman réel. La réduction du bruit est particulièrement cruciale pour les raies de faible intensité.

## 4 Résultat

### 4.1 Échantillon 1

Le premier échantillon analysé dans cette expérience avait pour objectif de déterminer son polytype parmi les différentes structures cristallines possibles du carbure de silicium (SiC). En particulier, l’identification du polytype 4H ou 6H est cruciale, car chaque type possède des caractéristiques vibratoires distinctes liées aux arrangements atomiques de leurs réseaux cristallins.

Pour atteindre cet objectif, nous avons collecté les données du spectre Raman de l’échantillon et réalisé un ajustement gaussien afin de déterminer avec précision les positions des pics principaux observés. Cette méthode permet de réduire l’influence du bruit et d’obtenir une estimation fiable de la position et de l’intensité des pics, essentiels pour identifier les modes vibratoires caractéristiques du matériau.

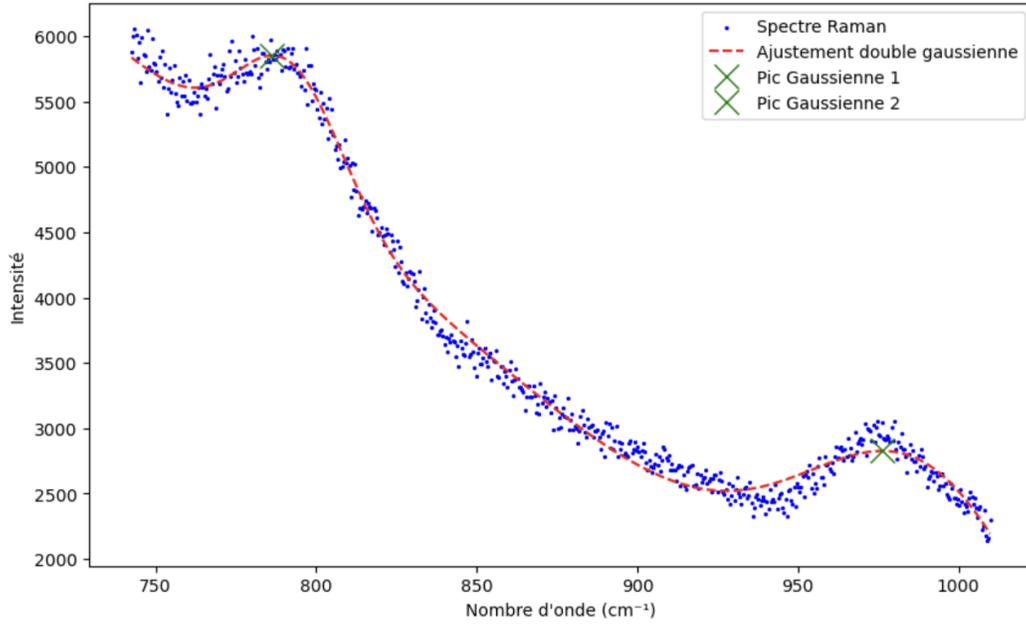


FIGURE 5 – Spectre Raman de l'échantillon 1, avec ajustement gaussien pour les deux pics principaux autour de  $786\text{ cm}^{-1}$  et  $976\text{ cm}^{-1}$ , correspondant aux modes  $E_2(\text{TO})$  et  $E_1(\text{LO})$  du polytype 4H-SiC.

La figure ci-dessous montre le spectre ajusté, où deux pics prédominants se démarquent :

- **Position du pic 1** :  $786.35\text{ cm}^{-1}$ , Intensité : 5853.66
- **Position du pic 2** :  $976.35\text{ cm}^{-1}$ , Intensité : 2826.61

Selon la littérature, le polytype 4H-SiC présente un pic de phonon optique transverse (TO) notable à environ  $780\text{--}790\text{ cm}^{-1}$ , souvent associé au mode  $E_2(\text{TO})$ , ainsi qu'un second pic dans la région de  $970\text{--}980\text{ cm}^{-1}$ , qui correspond au mode longitudinal optique (LO)  $E_1(\text{LO})$  du 4H-SiC. En comparaison, le polytype 6H-SiC montre également ces modes, mais avec des intensités relatives inversées pour les pics de TO et LO.

En utilisant ces caractéristiques spécifiques, nous avons pu comparer les positions et intensités de nos pics expérimentaux aux valeurs de référence. Le premier pic, situé à  $786.35\text{ cm}^{-1}$  et de haute intensité, correspond bien au mode  $E_2(\text{TO})$  du 4H-SiC, tandis que le second pic à  $976.35\text{ cm}^{-1}$ , moins intense, est compatible avec le mode  $E_1(\text{LO})$ . Cette correspondance entre les positions et les intensités observées et les valeurs théoriques des modes de vibration confirme que l'échantillon est probablement du polytype 4H-SiC.

## 4.2 Échantillon 2

Pour l'échantillon 2, le but était d'identifier s'il s'agissait de silicium (Si) ou de phosphore d'indium (InP), deux matériaux utilisés en électronique et présentant des caractéristiques Raman distinctes. Le défi avec cet échantillon était la proximité du pic Raman principal par rapport à la raie laser, rendant l'identification difficile en raison du risque de contamination par la queue de la raie du laser. Pour minimiser cet effet et maximiser la précision de la mesure, des efforts particuliers ont été mis en œuvre pour réduire le bruit au maximum.

Tout d'abord, nous avons sélectionné la plus petite fente possible pour le spectromètre, permettant de limiter l'entrée de lumière parasite tout en maximisant la résolution spectrale. Ensuite,

des ajustements fins ont été réalisés sur le positionnement du laser afin de réduire les réflexions indésirables sans perdre le signal de diffusion. Le temps d'intégration du compteur de photons a été monté à 8 secondes, ce qui a permis de diminuer les fluctuations dues au bruit thermique. De plus, le pas et l'intensité ont été réglés au minimum pour garantir un balayage précis autour de la zone critique.

Après collecte des données, un ajustement gaussien a été appliqué au spectre pour déterminer la position exacte du pic. La figure ci-dessous montre le spectre obtenu, avec le pic principal identifié à  $521.19 \text{ cm}^{-1}$  et d'intensité 47.61.

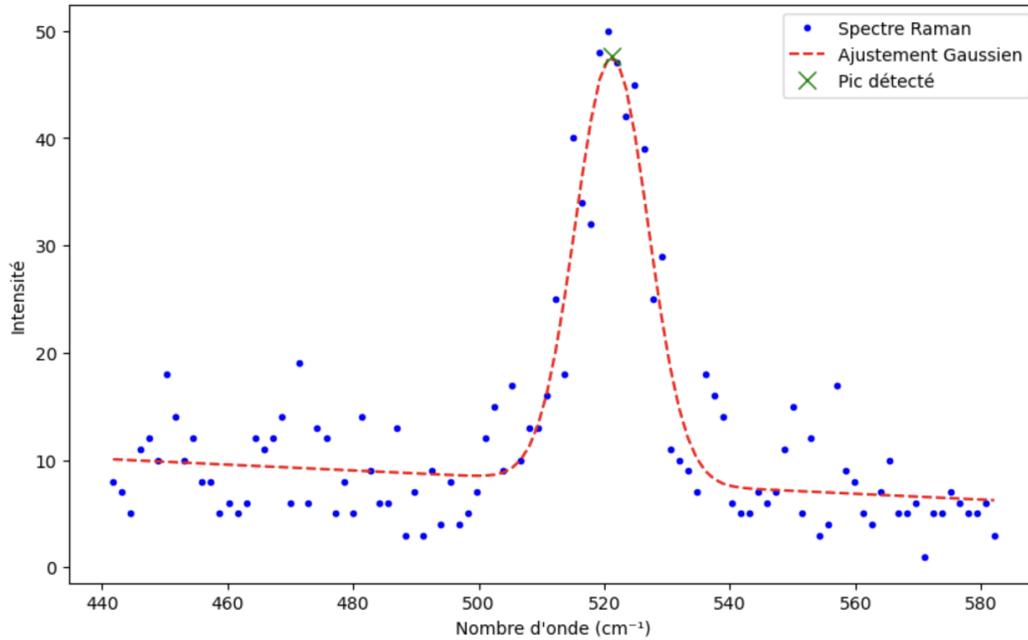


FIGURE 6 – Spectre Raman de l'échantillon 2, présentant un pic principal autour de  $521 \text{ cm}^{-1}$ , caractéristique du silicium (Si) et correspondant au mode optique transverse (TO) du réseau cristallin de Si.

Selon la littérature, le silicium présente un pic de phonon caractéristique autour de  $520 \text{ cm}^{-1}$ , correspondant au mode optique transverse (TO) du réseau cristallin de Si. Ce pic est bien connu et représente un marqueur de la structure du silicium, tandis que l'InP possède un pic Raman dans une région distincte, généralement aux alentours de  $350 \text{ cm}^{-1}$ . La position mesurée du pic à  $521.19 \text{ cm}^{-1}$ , très proche de la valeur théorique du silicium, ainsi que l'absence de pics secondaires caractéristiques de l'InP, confirment que l'échantillon 2 est du silicium.

Ce résultat montre aussi l'importance et la validité d'avoir pris des mesures de réduction de bruit dans ce genre de contexte à très faible intensité.

### 4.3 Échantillon 3

Pour l'échantillon 3, l'objectif était d'identifier s'il s'agissait de disulfure d'étain ( $\text{SnS}_2$ ) ou de disulfure de titane ( $\text{TiS}_2$ ), deux matériaux ayant des signatures Raman distinctes. Ces matériaux se distinguent par leurs modes de vibration caractéristiques, particulièrement visibles dans les spectres Raman.

Comme pour les échantillons précédent, un ajustement gaussien a été appliqué aux spectres Stokes et anti-Stokes pour obtenir les positions et intensités des pics principaux. La figure ci-dessous présente le spectre Raman ajusté, où nous avons identifié les pics suivants :

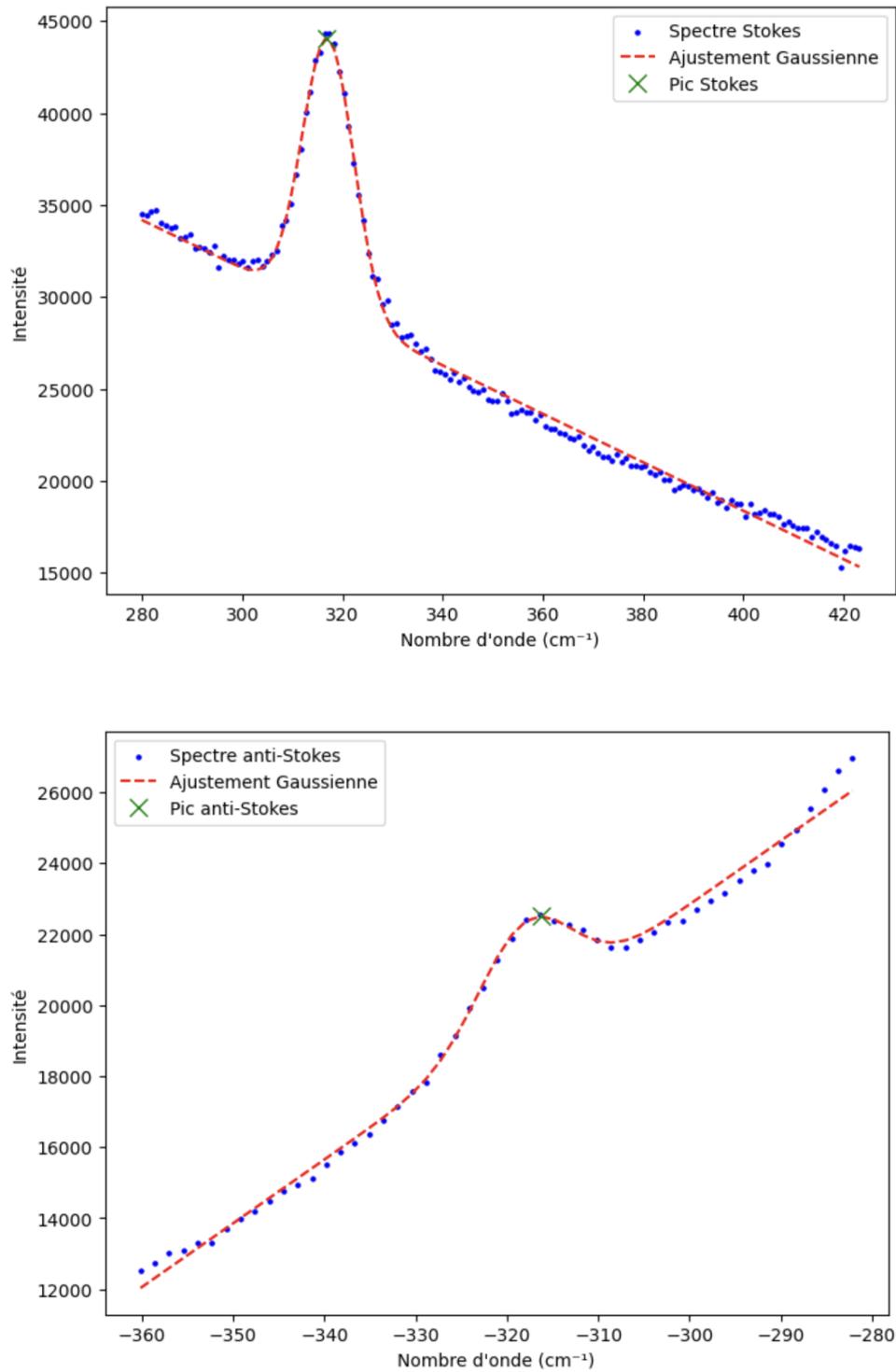


FIGURE 7 – Spectres Raman Stokes et anti-Stokes de l'échantillon 3, présentant un pic Stokes à  $316.87 \text{ cm}^{-1}$  et son équivalent anti-Stokes à  $-316.29 \text{ cm}^{-1}$ , caractéristiques du disulfure d'étain ( $\text{SnS}_2$ ).

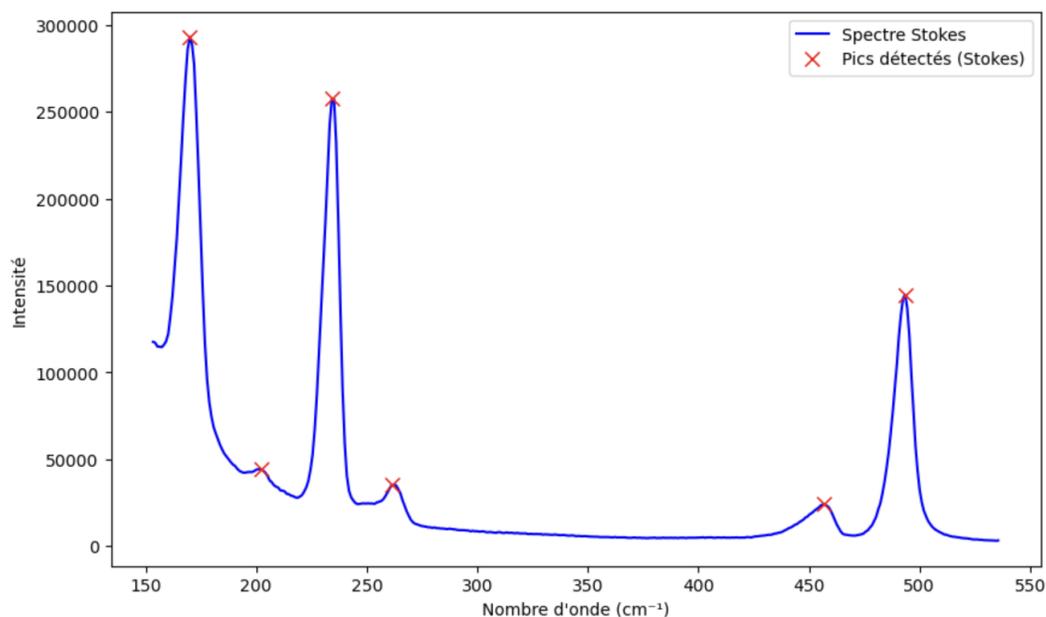
- **Position du pic Stokes** :  $316.87 \text{ cm}^{-1}$ , Intensité : 44035.41
- **Position du pic anti-Stokes** :  $-316.29 \text{ cm}^{-1}$ , Intensité : 22502.55

La position du pic Stokes, située autour de  $316.87 \text{ cm}^{-1}$ , correspond à un mode vibratoire caractéristique du disulfure d'étain ( $\text{SnS}_2$ ), qui présente un pic de phonon actif en diffusion Raman proche de cette valeur. En revanche, le disulfure de titane ( $\text{TiS}_2$ ) affiche généralement des pics Raman dans des plages différentes.

Les positions de ces pics, ainsi que leurs intensités relatives, confirment que l'échantillon 3 est probablement du  $\text{SnS}_2$ .

## 4.4 Échantillon 4

Nous avons également analysé l'échantillon 4 dans le but d'identifier la présence de soufre (S). Les spectres Raman du soufre présentent plusieurs pics bien définis, ce qui facilite son identification. Comme pour les échantillons précédents, nous avons déterminé les pics du spectre à l'aide d'un ajustement gaussiens :



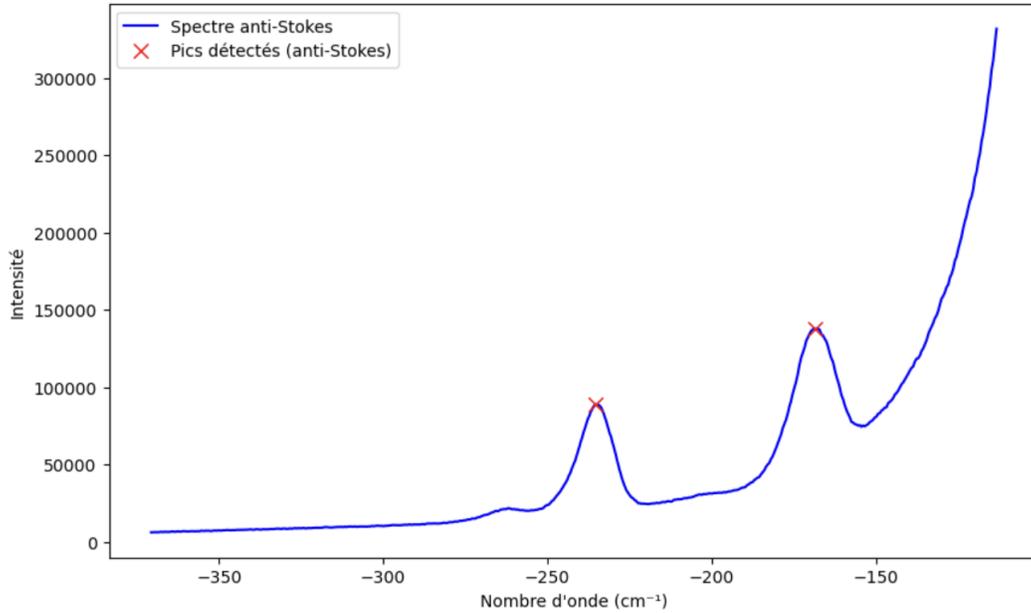


FIGURE 8 – Spectres Raman Stokes et anti-Stokes de l'échantillon 4, montrant plusieurs pics caractéristiques du soufre solide (S) autour de 170, 202, 234, et 493  $\text{cm}^{-1}$  pour les Stokes, et les pics anti-Stokes correspondants à -168.60 et -235.20  $\text{cm}^{-1}$ .

Les résultats obtenus sont les suivants :

Type de pic	Position ( $\text{cm}^{-1}$ )	Intensité
Stokes	169.96	293240
Stokes	202.16	44372
Stokes	234.22	257580
Stokes	261.32	35163
Stokes	456.88	24008
Stokes	493.53	144700
Anti-Stokes	-235.20	88960.3
Anti-Stokes	-168.60	137868.3

Les positions des pics Stokes, situées autour de 170  $\text{cm}^{-1}$ , 202  $\text{cm}^{-1}$ , 234  $\text{cm}^{-1}$ , et 493  $\text{cm}^{-1}$ , correspondent bien aux modes de vibration caractéristiques du soufre cristallin. En particulier, les pics dans la région de 200–250  $\text{cm}^{-1}$  et autour de 490  $\text{cm}^{-1}$  sont typiques des modes de vibration du soufre en phase solide, tels que rapportés dans la littérature.

La correspondance entre ces pics mesurés et les valeurs de référence, confirme que l'échantillon 4 est bien constitué de soufre (S).

## 4.5 - Mesure de la Température

Pour estimer la température des échantillons, nous avons utilisé les rapports d'intensité entre les pics Stokes et anti-Stokes pour  $\text{SnS}_2$  (échantillon 3) et le soufre (échantillon 4). En comparant les intensités de paires de pics Stokes et anti-Stokes, il est possible d'inférer la température, car la population de phonons (et donc l'intensité relative des raies) est directement liée à la température selon la formule suivante :

$$T = -\frac{\hbar\omega_p}{k_B \ln\left(\frac{I_{AS}}{I_S} \cdot \left(\frac{\omega_l + \omega_p}{\omega_l - \omega_p}\right)^4\right)} \quad (4)$$

Pour l'échantillon 3, nous avons calculé la température en utilisant le pic Stokes à  $316.87 \text{ cm}^{-1}$  et son équivalent anti-Stokes à  $-316.29 \text{ cm}^{-1}$ . La température estimée pour cet échantillon s'élève à  $296.07 \text{ K}$ , soit environ  $23 \text{ }^\circ\text{C}$ , ce qui est cohérent avec la température ambiante.

Pour le soufre (échantillon 4), plusieurs paires de pics Stokes et anti-Stokes ont été identifiées. Parmi ces paires, seules les positions suivantes correspondaient bien entre elles et ont donc été utilisées pour l'estimation de la température :

Type de pic	Position ( $\text{cm}^{-1}$ )	Intensité
Stokes	169.96	293240
Stokes	234.22	257580
Anti-Stokes	-168.60	137868.3
Anti-Stokes	-235.20	88960.3

Les calculs pour ces paires de pics ont donné les valeurs de température suivantes :

- **Température estimée pour la paire de pics 1** :  $297.06 \text{ K}$
- **Température estimée pour la paire de pics 2** :  $289.78 \text{ K}$

Ces valeurs indiquent que la température du soufre est également proche de la température ambiante, ce qui est en accord avec les conditions expérimentales.

## 5 Conclusion

En conclusion, nous avons réussi à déterminer la nature de 4 échantillons qui sont respectivement du 4H-SiC, Si, SnS2 et finalement du S avec des températures de  $23 \text{ degrés Celsius}$ . Tout cela grâce à la spectroscopie Raman. Cette expérience pourrait grandement être améliorée en changeant le spectromètre, car son imprécision est sûrement la plus grande cause d'erreurs.

## Références

- [1] Lely, J. A., *Sublimation growth of silicon carbide*, *Journal of Applied Physics*, **27**, 1205 (1956).  
<https://doi.org/10.1063/1.368947>
- [2] Pankove, J. I., *Absorption edge of semiconductors*, *Solid State Communications*, **4**(11), 929–930 (1966).  
[https://doi.org/10.1016/0038-1098\(66\)90321-8](https://doi.org/10.1016/0038-1098(66)90321-8)
- [3] Wilson, J. A. and Yoffe, A. D., *The transition metal dichalcogenides*, *Physical Review Letters*, **45**, 1291 (1980).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.1291>
- [4] Yu, P. Y. and Cardona, M., *Fundamentals of Semiconductors : Physics and Materials Properties*, 3rd ed., Springer, Berlin, Heidelberg (2005).  
Disponible en ligne via les bibliothèques universitaires :  
<https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-00710-1>