

Référence radiométrique pour les mesures de faible flux par conversion paramétrique

Amal GHAZI-BELLOUATI, Annick RAZET, Jean BASTIE et Marc E. HIMBERT
BNM-INM*

Résumé

La conversion paramétrique de photons engendrée dans un cristal non linéaire donne naissance à deux photons corrélés. Associé à un système de comptage de coïncidences, ce phénomène permet de faire des mesures d'efficacité quantique de détecteurs fonctionnant en régime de comptage de photons, sans utiliser ni sources ni détecteurs de références.

Cette nouvelle méthode a été mise en place au BNM-INM avec comme objectif la réalisation de nouveaux détecteurs de références dans le domaine des faibles flux. Elle permet la détermination de l'efficacité quantique avec une incertitude type relative de 1,1 %.

Abstract

The parametric down conversion of photons generated in a non-linear crystal gives rise to two correlated photons. Associated to a system of counting of coincidences, this phenomenon allows one to measure the quantum efficiencies of detectors working at a normal rate of counting of photons, without the need for references sources or detectors.

At the BNM-INM, this new and very promising method was implemented with the aim to realize new standards detectors for the absolute measurement of very weak radiations. The relative standard uncertainty of the quantum efficiency measurements is 1,1 %.

* BNM-INM, CNAM, 292 rue Saint-Martin, F-75003 Paris, France, razet@cnam.fr.

1. Introduction

Depuis plusieurs années, les mesures radiométriques ont connu un essor important grâce au développement des radiomètres cryogéniques à substitution électrique, qui servent à présent de référence radiométrique. Le BNM-INM est équipé d'un tel instrument depuis 1992. Il fait des mesures de puissances des rayonnements optiques entre quelques milliwatts et quelques dizaines de microwatts avec une incertitude type relative de quelques 10^{-5} [1].

Depuis peu, les domaines d'activités tels que la mécanique quantique, la cryptographie, l'astronomie, la télémétrie laser et les télécommunications requièrent des mesures de signaux optiques de très faibles flux ($< 10^6$ photons par seconde en régime de comptage de photons). Et les détecteurs tels que les photomultiplicateurs ou les photodiodes à avalanche, utilisés dans de telles expériences, doivent faire l'objet d'une caractérisation, passant entre autres par la détermination de leur efficacité quantique, cette dernière étant définie comme le rapport du nombre d'électrons collectés au nombre de photons incidents.

S'il y a des progrès dans les mesures des rayonnements de puissance élevée grâce au radiomètre cryogénique, les incertitudes sur les mesures des grandeurs radiométriques restent encore importantes pour ceux de faible puissance (de l'ordre de 10 % à 15 %) [2].

L'interaction rayonnement-matière et plus particulièrement la conversion paramétrique qui, dans certaines conditions, produit l'émission de deux photons corrélés, a été présentée comme une méthode très prometteuse pour la mesure absolue des très faibles rayonnements par la méthode des coïncidences. Différents groupes scientifiques [2, 3, 4] ont montré que les paires de photons corrélés pouvaient être utilisées pour déterminer l'efficacité quantique de détecteurs fonctionnant en régime de comptage de photons, sans utiliser ni source ni détecteur de référence.

Un des axes de recherche de l'équipe de Radiométrie-Photométrie du BNM-INM est la mise en place de cette nouvelle méthode avec, comme objectif, la réalisation de nouveaux détecteurs de références dans le domaine des faibles flux.

L'article décrit la mise en place et la caractérisation de la chaîne de mesure de l'efficacité quantique d'une photodiode à avalanche fonctionnant en régime de comptage de photons. Les résultats obtenus sont analysés et des budgets d'incertitudes sont présentés.

2. Principe de la détermination de l'efficacité quantique

La figure 1 présente le principe de la mesure absolue de l'efficacité quantique d'un détecteur fonctionnant en régime de comptage de photons.

La méthode de photons corrélés est basée sur un processus de conversion paramétrique spontanée, qui produit des paires de photons à l'intérieur d'un cristal non linéaire de susceptibilité de second-ordre χ^2 non nulle. Les photons émis par un faisceau pompe sont transformés dans le cristal, en paires de photons corrélés, avec comme contrainte la conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$\begin{cases} \hbar\omega_p = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 \\ \vec{k}_p = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \end{cases}, \quad (1)$$

où \hbar est la constante de Planck divisée par 2π , ω et \vec{k} sont les fréquences des photons et les vecteurs d'onde (à l'intérieur du cristal) ; les indices se réfèrent au faisceau pompe (p) et aux photons appariés (1 et 2) résultant de la conversion paramétrique.

Les photons étant créés par paires, la détection d'un photon indique l'existence de l'autre. En raison des conditions de conservation d'énergie et d'impulsion, la direction et l'énergie du photon détecté peuvent être employées pour prédire non seulement l'existence, mais également la direction et l'énergie de l'autre photon de la paire.

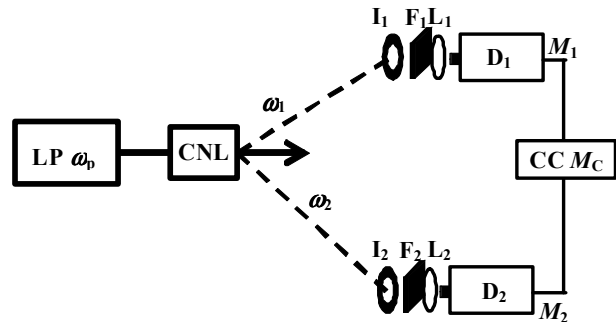


Fig. 1. - Principe de la mesure absolue de l'efficacité quantique.

LP : laser pompe, ω_p : fréquence pompe, CNL: cristal non linéaire, ω_1 et ω_2 : fréquences résultant du phénomène de conversion paramétrique, I_1 et I_2 : diaphragmes, F_1 et F_2 : filtres interférentiels, L_1 et L_2 : lentilles, D_1 : détecteur 1 référencé CP-99-B, D_2 : détecteur 2 référencé CP-00-A, M_1 et M_2 : nombre d'impulsions, CC : compteur de coïncidences, M_C : nombre de coïncidences.

La distribution dans l'espace du rayonnement dépend de la dispersion de l'indice de réfraction du milieu non linéaire et de l'orientation de l'onde pompe \vec{k}_p avec l'axe optique du cristal. Nous obtenons des cercles concentriques de lumière de différentes couleurs allant du rouge au bleu et présentant une symétrie azimutale autour de l'axe du faisceau pompe.

L'efficacité quantique η d'un photodétecteur fonctionnant en régime de comptage de photons est donnée par le rapport du nombre d'impulsions M du photocourant observé sur le nombre de photons incidents N .

Les nombres d'impulsions à la sortie des deux photodétecteurs sont respectivement donnés par :

$$\begin{cases} M_1 = \eta_1(\lambda_1) \cdot \alpha_1 \cdot N_1 \\ M_2 = \eta_2(\lambda_2) \cdot \alpha_2 \cdot N_2 \end{cases}, \quad (2)$$

où α_1 et α_2 sont la transmission totale respectivement des voies optiques 1 et 2, et λ_1 et λ_2 , les longueurs d'onde des faisceaux corrélés.

Si les impulsions issues des deux détecteurs sont envoyées sur un compteur de coïncidences générant des impulsions, seulement lorsque les deux impulsions d'entrée apparaissent simultanément, alors le nombre d'impulsions M_C de coïncidences est déterminé par l'expression :

$$M_C = \eta_1(\lambda_1) \cdot \eta_2(\lambda_2) \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot N_C, \quad (3)$$

où N_C est le nombre de paires de photons corrélés. Dans le cas de la conversion paramétrique, les nombres de photons incidents N_1 et N_2 sur chacune des voies sont précisément égaux au nombre de coïncidences N_C . Des équations (2) et (3), sont déduites les valeurs absolues de $\eta_1(\lambda_1)$ et $\eta_2(\lambda_2)$ à partir des mesures M_C , M_1 et M_2 :

$$\begin{aligned}\eta_1(\lambda_1) &= \frac{1}{\alpha_1} \frac{M_c}{M_2} \\ \eta_2(\lambda_2) &= \frac{1}{\alpha_2} \frac{M_c}{M_1}\end{aligned}\quad (4)$$

Les paragraphes suivants présentent une description du montage expérimental incluant la partie « optique » associée à la génération de photons corrélés et une partie "électronique" présentant les caractéristiques des détecteurs et de la chaîne électronique de comptage. Des mesures d'efficacités quantiques sont ensuite présentées et analysées.

3. Montage expérimental

3.1. Partie « optique »

Le faisceau pompe est généré au moyen d'un laser à argon ionisé continu, de longueur d'onde $\lambda_p = 351,2$ nm, polarisé verticalement. Le cristal non linéaire d'iodate de lithium (LiIO_3) est un cube de 10 mm de côté, monté dans un cylindre métallique fermé par deux fenêtres traitées anti-reflet, l'une à 351 nm et l'autre à 702 nm large bande (entre 600 nm et 850 nm). Ce cristal a été taillé de telle manière que son axe optique fasse un angle de $51,7^\circ$ avec l'axe du faisceau pompe, lorsque ce dernier arrive suivant une incidence normale. Cet angle délimite l'orientation du cristal à partir de laquelle est observé le spectre de longueurs d'onde visible s'étendant de 400 nm à 1 100 nm.

Notre étude présente plus particulièrement la détermination de l'efficacité quantique de l'un des détecteurs du BNM-INM à la longueur d'onde de 633 nm. La conversion paramétrique faisant intervenir des faisceaux corrélés, la longueur d'onde jumelle à celle de 633 nm a pour valeur 789 nm.

Les contributions principales des pertes par transmission des différents éléments placés sur les deux voies optiques, dans l'équation (4), proviennent de la transmission du cristal non-linéaire (pertes par réflexion sur la surface de sortie du cristal et sur la fenêtre de sortie du cylindre métallique, les pertes par diffusion et absorption à l'intérieur du cristal) ainsi que les réflexions sur les surfaces optiques des lentilles L_1 et L_2 et sur les filtres interférentiels F_1 et F_2 placés devant les détecteurs.

En pratique, il est très difficile de sélectionner exactement le même nombre de photons corrélés sur les deux voies. Parmi les longueurs d'onde issues du phénomène de conversion paramétrique, la longueur d'onde de 789 nm est sélectionnée à partir d'un filtre interférentiel (F_1) avec une transmission maximale à

788,9 nm (73,52 %) et une largeur de bande à mi-hauteur (FWHM) de 3 nm (FWHM) [5]. Quant à la longueur d'onde de 633 nm, elle a été sélectionnée en utilisant un filtre interférentiel (F_2) avec une transmission de 66,38 % à 633 nm [5] et une largeur de bande à mi-hauteur de 12 nm. Ces deux filtres sont respectivement placés devant les détecteurs 1 et 2. Il est important que la largeur de bande du filtre interférentiel à 633 nm soit plus grande que celle du filtre à 789 nm afin de s'assurer que tous les photons corrélés à ceux arrivant sur le détecteur 1 arrivent sur le détecteur 2. Les détecteurs 1 et 2, pour des questions d'encombrement sont positionnées derrière le cristal, respectivement à une distance de 80 cm et 50 cm. Des diaphragmes (I_1) de diamètre de 2 mm et (I_2) de diamètre de 7 mm sont placés respectivement devant les détecteurs 1 et 2. Les ouvertures de ces diaphragmes ont été déterminées à partir des positions des détecteurs et de la dispersion spectrale issue du phénomène de conversion paramétrique. Ces diaphragmes permettent une première sélection spectrale sur les détecteurs lors de la procédure d'alignement. Les lentilles (L_1) et (L_2) en BK7, de focale égale à 26 mm et positionnées devant les détecteurs permettent de focaliser les faisceaux lumineux sur leur surface active.

Le détecteur 1 utilisé comme déclencheur lors des mesures est dénommé détecteur « *trigger* », le détecteur 2 est le détecteur sous test (DST) pour lequel l'efficacité quantique est déterminée. L'inversion du rôle des deux détecteurs permettrait de déterminer l'efficacité quantique du second détecteur.

3.2. Détecteurs

Les détecteurs sont des modules de comptage de photons SPCM-AQR-14 de PERKIN-ELMER [6] pouvant détecter des photons dans une gamme spectrale allant de 400 nm à 1 080 nm et utilisant une photodiode à avalanche de surface circulaire de 170 μm de diamètre. Ces modules utilisent un circuit « *active quenching* » permettant d'atteindre des taux de comptage supérieurs à $10 \cdot 10^6$ coups par seconde. Le taux de comptage d'obscurité est de 50 coups par seconde et leur temps mort est de l'ordre de 40 ns pour des taux de comptage inférieurs à $1 \cdot 10^6$ coups par seconde.

Les deux détecteurs utilisés dans notre montage sont référencés CP-99-B pour le détecteur « *trigger* » et CP-00-A pour le détecteur sous test (DST). La disposition de notre montage expérimental nous permet de déterminer l'efficacité quantique du détecteur CP-00-A à la longueur d'onde de 633 nm.

Lors des réglages et des mesures, la puissance du faisceau pompe de l'ordre de 30 mW à 40 mW était adaptée afin de ne pas saturer les détecteurs.

3.3. L'électronique

La figure 2 illustre la chaîne électronique.

Les mesures de coïncidences sont effectuées à partir d'un convertisseur temps-amplitude (CTA). Le signal de sortie du détecteur « trigger » est divisé en deux signaux identiques : le premier signal est inversé et envoyé sur l'entrée « Start » du CTA, alors que le second est envoyé directement sur la voie 1 du compteur double voie (avec un taux de comptage maximum de $200 \cdot 10^6$ coups par seconde) pendant une période donnée T (en général 10 s). La sortie du détecteur « DST » est également divisée en deux signaux dont l'un est inversé et retardé de 22 ns avant d'être envoyé sur l'entrée « Stop » du CTA, tandis que le second est directement envoyé sur la voie 2 du compteur double voie pendant la même période T .

Le convertisseur temps-amplitude fournit à sa sortie des impulsions dont les amplitudes sont proportionnelles à l'intervalle de temps entre les impulsions arrivant sur les entrées « Start » et « Stop ». Afin de prendre en compte uniquement les vraies coïncidences, la sortie du CTA est envoyée sur un sélecteur mono-canal (SMC) produisant une impulsion de sortie d'amplitude normalisée à 5 V pour chaque impulsion d'entrée dont l'amplitude se situe dans une fenêtre de tension pré-sélectionnée et correspondant à une vraie coïncidence. Les seuils haut et bas de cette fenêtre coïncidente (w) sont déterminés à partir du profil de corrélation produit par l'analyseur multicanal (MCM). La largeur de cette fenêtre de coïncidence est de 11,900 ns avec une incertitude type de 0,006 ns. La sortie du SMC est envoyée à un compteur pour la mesure des coïncidences. Cette chaîne électronique est totalement pilotée *via* un ordinateur et une connexion GPIB.

La caractérisation de la chaîne électronique, après vérification des divers éléments, nous a permis d'évaluer ces limites et de déterminer les paramètres à appliquer [7].

La limitation du CTA est de 200 000 coups/s et son temps mort est de 1,5 μ s avec une incertitude type de 0,2 ns. Les incertitudes types relatives associées aux fenêtres d'observation du compteur double voie et du compteur de coïncidences sont respectivement égales à $2 \cdot 10^{-9}$ et 10^{-13} . L'incertitude type sur la simultanéité des trois déclenchements est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6}$. La sélectivité temporelle de la chaîne électronique est le temps minimum permettant de distinguer deux impulsions de coïncidence. Cet intervalle de temps est égal à 350 ps.

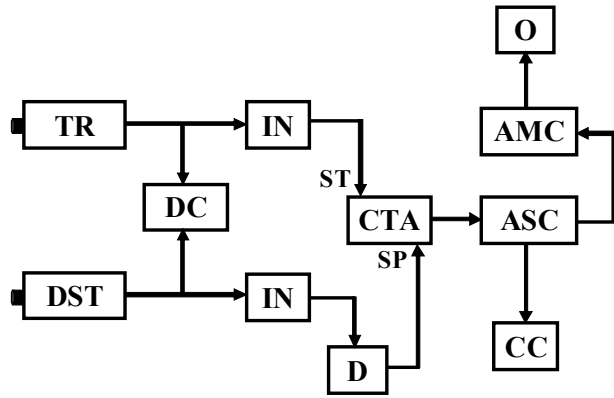


Fig. 2. - Montage électronique.

TR : détecteur trigger référencé CP-99-B, DST : détecteur sous test référencé CP-00-A, DC : compteur double voie, IN : inverseur, D : délai, CTA : convertisseur temps – amplitude, ST : start, SP : stop, ASC : analyseur simple canal, AMC : analyseur multicanal, CC : compteur de coïncidences, O : ordinateur.

L'utilisation de câbles blindés permet de négliger l'influence des champs électromagnétiques.

4. Mesures et incertitudes

4.1. Principe de mesure

L'expression de l'efficacité quantique du détecteur « DST » référencé CP-00-A, à la longueur d'onde de $\lambda_{DST} = 633$ nm, est donnée par :

$$\eta_{DST}(\lambda_{DST}) = \frac{1}{\alpha_{DST}} \frac{M_C}{M_{trigger}}, \quad (5)$$

où α_{DST} représente la transmission totale de la voie optique « DST ». La transmission α_{DST} est égale au produit des transmissions du cristal $\alpha_{cristal}$, de la lentille $\alpha_{lentille}$ et du filtre interférentiel α_{filtre} :

$$\alpha_{DST} = \alpha_{cristal} \cdot \alpha_{lentille} \cdot \alpha_{filtre}. \quad (6)$$

En prenant en considération les photons n'intervenant pas dans le processus de conversion paramétrique (phénomènes parasites) et les coïncidences accidentelles, l'expression de l'efficacité quantique $\eta_{DST}(\lambda_{DST})$ devient [8] :

$$\eta_{DST}(\lambda_{DST}) = \frac{1}{\alpha_{DST}} \frac{M_C - M_{C,0} - M_{CAC}}{M_{trigger} - M_{trigger,0}}, \quad (7)$$

où $M_{trigger}$ et M_C sont les nombres d'impulsions totaux provenant des voies « trigger » et « coïncidences », $M_{trigger,0}$ et $M_{C,0}$ représentent les comptages parasites sur les voies « trigger » et coïncidences. Ces comptages parasites proviennent de la lumière parasite ainsi que du bruit électronique associé au détecteur. M_{CAC} sont les coïncidences fortuites provenant de la durée finie de la

fenêtre de coïncidence w et se superposant aux vraies coïncidences. Ces coïncidences fortuites sont données par l'expression :

$$M_{CAC} = \frac{w}{T} \frac{M_{trigger} M_{DST} - M_{DST} M_C - M_{DST} M_{C,0}}{1 - M_{DST} \frac{w}{T}}, \quad (8)$$

où M_{DST} est le nombre total d'impulsions sur la voie « DST ».

Les valeurs de M_{DST} et $M_{trigger}$ tiennent compte des temps morts électroniques. Les photodiodes à avalanche avec un circuit électronique « *active quenching* », le convertisseur temps amplitude (CTA) et l'analyseur multicanal ayant des temps morts non cumulatifs, M_{DST} et $M_{trigger}$ sont calculés à partir des mesures expérimentales M_{DST}^{mes} et $M_{trigger}^{mes}$ en utilisant les expressions suivantes :

$$M_{DST} = \frac{M_{DST}^{mes}}{1 - M_{DST}^{mes} \frac{\tau_{DST}}{T}}, \quad (9)$$

$$M_{trigger} = \frac{M_{trigger}^{mes}}{1 - M_{trigger}^{mes} \frac{\tau_{CTA}}{T}}, \quad (10)$$

où τ_{DST} est le temps mort du détecteur « DST », il est égal à 46 ns avec une incertitude type de 2 ns pour un taux de comptage autour de $3 \cdot 10^6$ coups par seconde. Les impulsions provenant du détecteur « *trigger* » étant celles qui déclenchent le CTA, le temps mort le plus limitatif est celui du CTA et non celui du détecteur « *trigger* ». Le temps mort τ_{CTA} est égal 1,5 μ s avec une incertitude type de 0,2 ns.

Une série de mesures comporte dix déterminations de l'efficacité quantique du détecteur « DST » dans des conditions de répétabilité. La mesure du bruit est faite systématiquement avant chaque série. Un polariseur placé devant le cristal permet la rotation de la polarisation du faisceau laser jusqu'à extinction du phénomène de conversion paramétrique. A cette position particulière, des mesures de bruit sont effectuées.

Dix séries ont été effectuées dans des conditions de reproductibilité, c'est-à-dire sur plusieurs jours, en démontant et remontant l'ensemble du montage expérimental. Ces conditions de reproductibilité tiennent compte des variations de puissance laser, de température ($22 \text{ }^\circ\text{C} \pm 2 \text{ }^\circ\text{C}$), de la position du cristal et des détecteurs associés à leurs diaphragmes, à leurs filtres et à leurs lentilles.

Les déterminations des transmissions du cristal, de la lentille et du filtre interférentiel placés devant le détecteur « DST » ont été faites indépendamment. La trans-

mission de la lentille est obtenue à partir d'un montage expérimental utilisant un laser He-Ne à la longueur d'onde de 633 nm et un détecteur piège étaloné associé à une sphère intégratrice. La transmission du filtre est obtenue à partir du montage de référence du BNM-INM [5, 9]. La transmission du cristal correspond à l'absorption dans le cristal, au passage cristal-air des photons créés lors de la conversion paramétrique pour la longueur d'onde de 633 nm et du coefficient de transmission de la fenêtre de sortie du cylindre. L'absorption dans le cristal est supposée négligeable sur une épaisseur de 5 mm (les photons sont créés tout le long du cristal, et on peut considérer qu'ils traversent en moyenne la moitié du cristal) [10], seules les transmissions cristal-air et fenêtre de sortie sont prises en compte [11].

4.2. Résultats

L'équation (7) donne l'expression de l'efficacité quantique $\eta_{DST}(\lambda_{DST})$ du détecteur « DST » que nous pouvons écrire sous la forme :

$$\eta_{DST}(\lambda_{DST}) = \frac{1}{\alpha_{DST}} \eta_{DST}^{PT}(\lambda_{DST}), \quad (11)$$

$$\text{où } \eta_{DST}^{PT}(\lambda_{DST}) = \frac{M_C - M_{C,0} - M_{CAC}}{M_{trigger} - M_{trigger,0}} \quad (12)$$

représente l'efficacité quantique incluant les pertes par transmission de la voie optique « DST ». L'incertitude type combinée $u_c(\eta_{DST}^{PT})$ associée à cette efficacité quantique est obtenue en appliquant la loi de propagation des incertitudes [12] au modèle obtenu en substituant les équations (8), (9) et (10) dans l'équation (12).

$$\begin{aligned} u_c^2(\eta_{DST}^{PT}) = & c_1^2 \cdot u_A^2(M_{trigger}^{mes}) + c_2^2 \cdot u_A^2(M_{DST}^{mes}) + c_3^2 \cdot u_A^2(M_C) \\ & + c_4^2 \cdot u_A^2(M_{trigger,0}^{mes}) + c_5^2 \cdot u_A^2(M_{C,0}) + c_6^2 \cdot u_B^2(w) \\ & + c_7^2 \cdot u_B^2(\tau_{DST}) + c_8^2 \cdot u_B^2(\tau_{CTA}) \end{aligned} \quad (13)$$

où c_i représentent les coefficients de sensibilité. Les indices A et B se réfèrent aux types d'évaluation des incertitudes. L'évaluation de type A est une méthode d'évaluation de l'incertitude par l'analyse statistique de séries d'observations. L'évaluation de type B est une méthode d'évaluation de l'incertitude par des moyens autres que l'analyse statistique de séries d'observations.

Le tableau 1 montre le budget d'incertitude (avec un coefficient d'élargissement $k = 1$) de l'efficacité quantique $\eta_{DST}^{PT}(\lambda_{DST})$ du détecteur « DST » sur une série dans des conditions de répétabilité.

Tableau 1

Budget d'incertitude associé à la mesure de l'efficacité quantique $\eta_{DST}^{PT}(\lambda_{DST})$

| Grandeur | Incertitude type | Coefficient de sensibilité | Contribution à l'incertitude type |
|----------------------------------|--|---|-----------------------------------|
| $M_{trigger}^{mes}$ | $u_A(M_{trigger}^{mes}) = 900$ coups/s | $c_1 = 3,63 \cdot 10^{-6}$ s/coup | $3,3 \cdot 10^{-3}$ |
| M_{DST}^{mes} | $u_A(M_{DST}^{mes}) = 4\,213$ coups/s | $c_2 = 2,61 \cdot 10^{-8}$ s/coup | $1,1 \cdot 10^{-4}$ |
| M_C | $u_A(M_C) = 383$ coups/s | $c_3 = 7,4 \cdot 10^{-6}$ s/coup | $2,8 \cdot 10^{-3}$ |
| $M_{trigger,0}^{mes}$ | $u_A(M_{trigger,0}^{mes}) = 115$ coups/s | $c_4 = 3,2 \cdot 10^{-6}$ s/coup | $3,7 \cdot 10^{-4}$ |
| $M_{C,0}$ | $u_A(M_{C,0}) = 4$ coups/s | $c_5 = 7,4 \cdot 10^{-6}$ s/coup | $3 \cdot 10^{-5}$ |
| w | $u_B(w) = 6 \cdot 10^{-12}$ s | $c_6 = 11,6 \cdot 10^6$ s ⁻¹ | $7 \cdot 10^{-5}$ |
| τ_{DST} | $u_B(\tau_{DST}) = 2 \cdot 10^{-9}$ s | $c_7 = 1,5 \cdot 10^5$ s ⁻¹ | $3 \cdot 10^{-4}$ |
| τ_{CTA} | $u_B(\tau_{CTA}) = 2 \cdot 10^{-10}$ s | $c_8 = 52 \cdot 10^3$ s ⁻¹ | $1 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta_{DST}^{PT}(\lambda_{DST})$ | | | $4,4 \cdot 10^{-3}$ |

Tableau 2

Budget d'incertitude associé à la détermination de l'efficacité quantique $\eta_{DST}(\lambda_{DST})$

| Grandeur | Valeur | Incertitude type | Coefficient de sensibilité | Contribution à l'incertitude type |
|----------------------------------|---------|---------------------------|----------------------------|-----------------------------------|
| $\eta_{DST}^{PT}(\lambda_{DST})$ | 0,406 7 | $c_1 = 4,5 \cdot 10^{-3}$ | 1,82 | $8,2 \cdot 10^{-3}$ |
| $\alpha_{cristal}$ | 0,901 9 | $c_2 = 3,3 \cdot 10^{-4}$ | 0,821 | $2,7 \cdot 10^{-4}$ |
| $\alpha_{lentille}$ | 0,916 5 | $c_3 = 1 \cdot 10^{-4}$ | 0,808 | $8,8 \cdot 10^{-5}$ |
| α_{filtre} | 0,663 8 | $c_4 = 1,3 \cdot 10^{-3}$ | 1,12 | $1,5 \cdot 10^{-3}$ |
| $\eta_{DST}(\lambda_{DST})$ | 0,741 2 | | | $8,3 \cdot 10^{-3}$ |

L'incertitude type associée à une mesure de l'efficacité quantique est de l'ordre de $4,4 \cdot 10^{-3}$. Cette incertitude vient principalement des incertitudes de répétabilité (évaluation par les méthodes de type A), les incertitudes évaluées par les méthodes de type B étant négligeables (cf. tableau 1).

La valeur de l'efficacité quantique $\eta_{DST}^{PT}(\lambda_{DST})$ du détecteur « DST » donnée comme résultat final, est une moyenne sur dix séries obtenues dans des conditions de reproductibilité, cette valeur vaut 0,406 7. La dispersion associée à ces résultats et calculée en utilisant l'écart type expérimental est du même ordre de grandeur que celle obtenue dans des conditions de répétabilité. Pour les calculs suivants, la valeur arrondie à

$4,5 \cdot 10^{-3}$ a été retenue pour l'incertitude type de $\eta_{DST}^{PT}(\lambda_{DST})$.

L'incertitude type combinée $u_c(\eta_{DST})$ associée à $\eta_{DST}(\lambda_{DST})$ est déduite de la loi de propagation appliquée au modèle obtenu en substituant l'équation (6) dans l'équation (11)

$$u_c^2(\eta_{DST}) = c_1^2 \cdot u^2(\eta_{DST}^{PT}) + c_2^2 \cdot u^2(\alpha_{cristal}) + c_3^2 \cdot u^2(\alpha_{lentille}) + c_4^2 \cdot u^2(\alpha_{filtre}) \quad (14)$$

Le tableau 2 présente le budget d'incertitude (coefficient d'élargissement $k = 1$) de l'efficacité quantique $\eta_{DST}(\lambda_{DST})$.

La valeur de l'efficacité quantique $\eta_{DST}(\lambda_{DST})$ du détecteur « DST » référencé CP-00-A, à la longueur d'onde de $\lambda_{DST} = 633$ nm, est égale à :

$$\eta_{DST}(\lambda_{DST}) = 0,741\ 2(83),$$

où le nombre entre parenthèses est la valeur numérique de l'incertitude type combinée. L'incertitude type relative associée à ce résultat est de 1,1 %.

5. Conclusion

La mise en place de la méthode de conversion paramétrique permet au BNM-INM de disposer d'un détecteur de référence pour les mesures de rayonnements optiques à faible flux. La mesure d'efficacité quantique de ce détecteur est donnée avec une incertitude type relative de 1,1 % à la longueur d'onde de 633 nm. L'extension du domaine spectral s'effectuera avec l'utilisation de nouveaux jeux de filtres.

Références

- [1] TOUAYAR O., COUTIN J.-M. et BASTIE J., *Bulletin du BNM*, **117**, 1999-3, 35-44.
- [2] PENIN A.N. et SERGIENKO A.V., « Absolute standardless calibration of photodetectors based on quantum two-photon fields », *Applied Optics*, **30**, 1991.
- [3] MIGDALI A.L., DATLA R.U., SERGIENKO A., ORSZAK J.S. et SHIH Y.H., « Absolute detector quantum efficiency measurements using correlated photons », *Metrologia*, **32**, 1995/96, 479-483.
- [4] BRIDA G., CASTELLETO S., NOVERO C. et RASTELLO M.L., « Measurement of the quantum efficiency of photodetectors by parametric fluorescence », *Metrologia*, **35**, 1998.
- [5] BASTIE J. et RICHARD A., « Etude de filtres interférentiels utilisés sur le montage de la conversion paramétrique », *Rapport interne du BNM-INM/CNAM*, 2003.
- [6] Catalogue EG&G, « Modular pulse-processing electronics and semiconductor radiation detectors », 1997/98.
- [7] BELLOUATI A., VUJEVA N., RAZET A., BASTIE J. et HIMBERT M.E., « Détermination de l'efficacité quantique de détecteurs à l'aide de la conversion paramétrique optiques dans les cristaux », *Instrumentation pour les mesures physiques*, C2I 2001, volume 1, *Hermès Sciences Publications*, Paris, 2001, 381-388.
- [8] KWIAT P.G., STEINBERG A.M., CHIAO R.Y., EBERHARD P.H. et PETROFF M.D., « Absolute efficiency and time-response measurement of single-photon detectors », *Applied Optics*, **33**, n° 10, 1994, 1844-1853.
- [9] LECOLLINET P. et BASTIE J., « Mesure des facteurs de transmission de filtres optiques au BNM-INM », *Actes du 8e Congrès International de Métrologie*, Besançon, France, Octobre 1997, 343-348.
- [10] DMITRIEV V.G., GURZADYAN G.G. et NIKOGOSYAN D.N., « Handbook of Nonlinear Optical Crystals », 3rd Revised Edition, *Springer*, 1999.
- [11] GHAZI-BELLOUATI A., « Détecteur de référence pour les mesures de rayonnements optiques à faible flux », Thèse de Doctorat, CNAM, Paris, 2003.
- [12] Guide ISO, NF ENV 13005 « Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure », 1999.