

**Université de Montréal**

**Relevé en photométrie rapide d'étoiles naines blanches  
de type ZZ Ceti dans l'échantillon Gaia**

par

**Olivier Vincent**

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en physique

30 avril 2020



# Université de Montréal

Faculté des études supérieures et postdoctorales

Ce mémoire intitulé

## Relevé en photométrie rapide d'étoiles naines blanches de type ZZ Ceti dans l'échantillon Gaia

présenté par

**Olivier Vincent**

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

*Yashar Hezaveh*

---

(président-rapporteur)

*Pierre Bergeron*

---

(directeur de recherche)

*David Lafrenière*

---

(codirecteur)

*Patrick Dufour*

---

(membre du jury)



# Résumé

---

Ce mémoire présente un relevé en photométrie rapide visant la découverte de nouvelles étoiles naines blanches de type ZZ Ceti, dont l’atmosphère est dominée par l’hydrogène. Les naines blanches représentent le stade final de l’évolution des étoiles de masse inférieure à  $M \sim 8 M_{\odot}$ , soit 97% de la population stellaire. En se refroidissant, ces cadavres stellaires traversent une phase d’instabilité qui se manifeste sous la forme de variations de la luminosité de l’étoile dans une région étroite du plan masse - température effective ( $M - T_{\text{eff}}$ ) appelée bande d’instabilité. Le but principal de notre étude est d’identifier de nouvelles étoiles naines blanches de type ZZ Ceti à l’intérieur de cette bande d’instabilité.

Pour ce faire, nous avons mesuré avec grande précision la température effective et la masse de toutes les naines blanches dans l’hémisphère nord à l’intérieur de 100 parsecs de distance du Soleil, en combinant les mesures de parallaxes trigonométriques du relevé astrométrique *Gaia* avec les mesures photométriques des relevés Pan-STARRS, SDSS et CFIS, puis en les comparant avec les prédictions de modèles d’atmosphère détaillés. Des courbes de lumière de candidates ZZ Ceti, sélectionnées à l’intérieur de la bande d’instabilité empirique, ont ensuite été obtenues avec l’instrument PESTO attaché au télescope de 1.6 m de l’Observatoire du Mont-Mégantic. Nous avons découvert 29 nouvelles ZZ Ceti, dont une très rare naine blanche variable supermassive. Nous avons également identifié, dans la bande, 5 étoiles possiblement variables et 32 objets qui ne semblent montrer aucune variation photométrique. Plusieurs de ces dernières pourraient toutefois être variables avec une amplitude sous notre seuil de détection, ou encore être hors de la bande d’instabilité à cause d’erreurs sur leurs paramètres photométriques. Nos résultats, combinés à d’autres à venir, permettront de vérifier la pureté de la bande d’instabilité, c’est-à-dire qu’elle soit dépourvue d’étoiles non variables, un résultat qui supporterait l’idée que les ZZ Ceti représentent une phase inévitable dans l’évolution des naines blanches riches en hydrogène. Si tel était le cas, il serait alors possible de sonder la structure interne de l’ensemble des naines blanches de type DA à l’aide de l’astérosismologie, procurant un outil additionnel permettant de comprendre leur évolution.

Mots clés: naines blanches - étoiles : oscillations - étoiles: paramètres fondamentaux - étoiles : variables : ZZ Ceti - techniques: photométrie

# Abstract

---

This thesis presents a high-speed photometric survey aimed at discovering new ZZ Ceti white dwarf stars, whose atmosphere is dominated by hydrogen. White dwarfs represent the final stage of stellar evolution for main-sequence stars less massive than  $M \sim 8 M_{\odot}$ , or 97% of the stellar population. These stellar remnants go through a phase of pulsational instability that manifests itself in the form of luminosity variations, as they evolve through a narrow region of the mass-effective temperature plane ( $M - T_{\text{eff}}$ ), called the ZZ Ceti instability strip. The main goal of our study is to identify new ZZ Ceti white dwarfs within this instability strip.

To do so, we measured with high precision the effective temperature and mass of all white dwarfs in the Northern Hemisphere within 100 parsecs of the Sun, by combining trigonometric parallax measurements from the astrometric survey *Gaia*, with photometric measurements from the Pan-STARRS, SDSS, and CFIS surveys, and by comparing these observations with the predictions of detailed model atmospheres. Light curves of ZZ Ceti candidates, selected within the empirical instability strip, were then obtained with the PESTO instrument attached to the 1.6 m telescope of the Mont-Mégantic Observatory. We discovered 29 new ZZ Ceti stars, including a very rare ultra-massive variable pulsator. We also identified 5 possibly variable stars within the strip, in addition to 32 objects that do not appear to show any photometric variability. However, several of those could be variable with an amplitude below our detection threshold, or could be located outside the instability strip due to errors in their photometric parameters. Our results, combined with others to come, will allow us to verify the purity of the instability strip, i.e. that it is devoid of non-variable stars, a result that would support the idea that ZZ Ceti stars represent an inevitable phase through which all hydrogen-atmosphere white dwarfs must evolve. If this were the case, it would then be possible to probe the internal structure of all DA-type white dwarfs using asteroseismology, providing an additional tool for understanding their evolution.

**Keywords:** white dwarfs - stars : oscillations - stars : fundamental parameters  
- stars: variables: ZZ Ceti - techniques: photometric





# Table des matières

---

<b>Résumé</b> .....	v
<b>Abstract</b> .....	vii
<b>Liste des tableaux</b> .....	xi
<b>Liste des figures</b> .....	xiii
<b>Remerciements</b> .....	xv
<b>Chapitre 1. Introduction</b> .....	1
1.1. Les méthodes d'identification d'étoiles ZZ Ceti .....	2
1.1.1. Approche couleur-couleur .....	2
1.1.2. Approche spectroscopique .....	4
1.1.3. Approche photométrique .....	9
1.2. Pureté de la bande d'instabilité .....	11
1.3. Caractéristiques des pulsations des ZZ Ceti .....	13
1.4. Description du projet .....	14
1.5. Déclaration de l'étudiant .....	16
<b>Chapitre 2. Searching for ZZ Ceti white dwarfs in the <i>Gaia</i> survey</b> .....	19
2.1. Abstract .....	19
2.2. Introduction .....	19
2.3. Candidate Selection .....	23
2.4. Data Acquisition and Reduction .....	29
2.5. Results .....	33
2.5.1. New Variables and Non-variables .....	33
2.5.2. The Empirical ZZ Ceti Instability Strip .....	42
2.5.3. Non-variability and the Purity of the ZZ Ceti Instability Strip .....	45

2.5.4. Pulsational Properties .....	48
2.6. Conclusion.....	51
<b>Chapitre 3. Conclusion.....</b>	<b>53</b>
<b>Références bibliographiques .....</b>	<b>55</b>

## Liste des tableaux

---

2.4.1	Journal of Observations.....	30
2.5.1	New ZZ Ceti White Dwarfs and Possible Pulsators Properties.....	35
2.5.2	NOV Candidate Properties.....	40



# Liste des figures

---

1.0.1	Régions du plan $\log g - T_{\text{eff}}$ où l'on trouve les six classes confirmées de naines blanches variables.....	3
1.1.1	Diagramme couleur-couleur Strömngren de l'échantillon de 11 étoiles ZZ Ceti et 71 naines blanches DA non-variables.....	4
1.1.2	Différentes déterminations en $T_{\text{eff}}$ de la bande d'instabilité des ZZ Ceti.....	6
1.1.3	Ajustement des raies de Balmer de naines blanches de type DA par la technique spectroscopique.....	7
1.1.4	Bande d'instabilité spectroscopique dans le plan $\log g - T_{\text{eff}}$ .....	8
1.1.5	Échantillons d'étoiles avec une mesure de parallaxe avant et après le <i>Gaia</i> DR2..	11
1.1.6	Comparaison des valeurs photométrique et spectroscopique de $T_{\text{eff}}$ pour un échantillon de naines blanches de type DA venant du SDSS selon les modèles 3D et 1D.....	12
1.3.1	Corrélation entre la période dominante et la position dans le plan $\log g - T_{\text{eff}}$ des étoiles ZZ Ceti.....	14
1.3.2	Racine carrée de la somme des amplitudes en fonction de la période moyenne pondérée pour un échantillon de 100 ZZ Ceti.....	15
1.4.1	Courbes de transmission des filtres Pan-STARRS.....	16
1.4.2	Courbes de transmission des filtres <i>u</i> SDSS et CFIS.....	17
2.2.1	3D-corrected distribution of a spectroscopic sample of ZZ Ceti and photometrically constant white dwarfs in the $M - T_{\text{eff}}$ plane.....	22
2.3.1	Color-magnitude diagram for <i>Gaia</i> white dwarfs and white dwarf candidates within 100 pc of the Sun.....	23
2.3.2	Sample photometric fit to a ZZ Ceti white dwarf candidate using Pan-STARRS <i>grizy</i> and CFIS- <i>u</i> photometry combined with the <i>Gaia</i> parallax measurement...	25
2.3.3	Distribution of the objects in our sample in the $M - T_{\text{eff}}$ plane.....	26

2.3.4	Differences between spectroscopic and photometric effective temperatures as a function of $T_{\text{eff}}$ for DA stars.....	27
2.3.5	Differences between photometric temperatures measured using only Pan-STARRS photometry and those obtained by also including $u$ -band photometry.....	28
2.5.1	Light curves and Lomb-Scargle periodograms for the newly discovered ZZ Ceti white dwarfs and possible pulsators.....	37
2.5.1	(Continued).....	38
2.5.1	(Continued).....	39
2.5.2	$M - T_{\text{eff}}$ distribution for our ZZ Ceti candidates selected for rapid photometry follow-up.....	43
2.5.3	Color map of the dominant periods in the $M - T_{\text{eff}}$ plane for our new and possible ZZ Ceti white dwarfs.....	49
2.5.4	Amplitude against the dominant period for the new and possible ZZ Ceti white dwarfs in our sample.....	50

# Remerciements

---

Je tiens d'abord à remercier Pierre Bergeron, qui fut un directeur extraordinaire. Son immense soutien m'a permis de mener à bien ma maîtrise. Je souhaite aussi souligner son dévouement, autant envers la recherche qu'envers ses étudiants, qui n'a cessé de m'impressionner. Je remercie tout autant mon co-directeur David Lafrenière pour sa patience et son support immesurable pour les aspects techniques de mes travaux. Ensemble, ils m'ont fourni un encadrement exceptionnel. Je suis énormément reconnaissant envers Sylvie Beaulieu, ainsi que toute l'équipe de l'Observatoire du Mont-Mégantic, sans qui mes projets n'auraient pas atteint leur plein potentiel.

Je remercie aussi ma famille et mes proches pour leur support tout le long de ma maîtrise, particulièrement lors des moments éprouvants.

J'aimerais également remercier mes amis et collègues, en particulier Jonathan, Antoine, Patrick (avec cheveux), François, Charles et Guillaume, qui m'ont fait vivre plusieurs moments inoubliables, que ce soit lors du quotidien, de nos missions d'observations, voyages et conférences. Finalement, un grand merci spécialement à Maxime pour son support moral continu.





# Chapitre 1

---

## Introduction

Les naines blanches représentent le stade final de l'évolution des étoiles de masse  $M \lesssim 8 M_{\odot}$ , soit 97% de la population stellaire. Lorsqu'une étoile a épuisé sa réserve d'hydrogène, l'hélium est alors brûlé et est transformé en éléments lourds. Pendant ce temps, l'étoile se dépouille de ses couches externes qui formeront une nébuleuse planétaire. Au centre de ce nuage de gaz se trouvent les braises de l'étoile décédée: soit son coeur, ou plus communément appelé, une étoile naine blanche. Le brûlage de l'hélium donne principalement naissance à des naines blanches dont le coeur est composé d'oxygène et de carbone, quoi qu'il existe des cas où la température du coeur de l'étoile parente est suffisamment élevée pour fusionner le carbone en néon et magnésium. Ces objets sont excessivement denses, ayant typiquement une masse comparable à celle du Soleil et un volume de la taille d'une planète tellurique. En l'absence de fusion nucléaire, autrement dit de production d'énergie en leur coeur, la structure interne d'une naine blanche dépend de l'équilibre entre les forces de gravité et de la pression de dégénérescence, lequel ne leur permet de subsister que si leur masse se trouve sous  $1.4 M_{\odot}$ . De plus, l'absence de fusion nucléaire implique que les naines blanches se refroidissent indéfiniment jusqu'à leur transformation en une sphère de matière dégénérée. De ce fait, leur séquence de température correspond aussi à une séquence évolutive s'étalant sur plusieurs milliards d'années.

Dû à la gravité élevée des naines blanches, les éléments lourds coulent rapidement sous la photosphère de l'étoile, ne laissant que les plus légers à la surface. Ces étoiles n'ont donc généralement qu'un seul élément dans leur signature spectrale et sont classifiées selon le système proposé par Sion et al. (1983), dans lequel la lettre D désigne une étoile dégénérée, suivie d'une deuxième lettre indiquant la signature spectroscopique dans le domaine du visible. Par exemple, le type DA désigne les naines blanches dont le spectre est dominé par des raies d'hydrogène, alors que le type DB désigne un spectre dominé par des raies d'hélium. Le type DA englobe près de 80% des naines blanches et est, de ce fait, le plus étudié et le mieux compris.

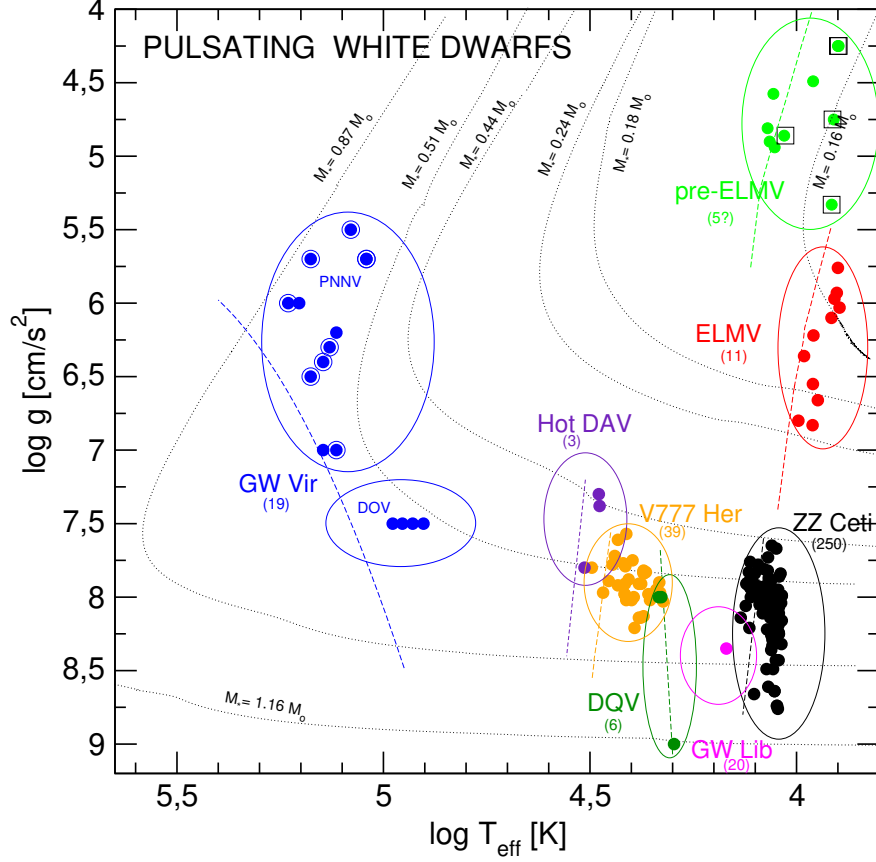
La majorité des étoiles naines blanches passeront par un stade d’instabilité au cours de leur vie, lequel est attribué à des pulsations non-radiales de mode gravitationnel. La cause de ces instabilités est l’ionisation partielle de l’hydrogène, qui engendre une importante augmentation de l’opacité dans l’enveloppe stellaire. Une zone de convection superficielle se développe, causée par la croissance d’un gradient de température superadiabatique, ce qui affecte significativement la mécanique du processus responsable de l’excitation des modes de pulsations (Giammichele 2016). Ces pulsations se manifestent en tant que variations de la luminosité de l’étoile, typiquement d’amplitude entre 0.1 mmag et 0.4 mag dans le visible. Il existe présentement six classes confirmées d’étoiles naines blanches variables: les ZZ Ceti ou DAV, les V777 Her ou DBV, les GW Vir, les GW Lib, les Extremely Low-Mass Variables (ELMV) et finalement les pré-ELMV. La Figure 1.0.1 présente un résumé de leurs propriétés dans le plan température effective - gravité de surface. D’intérêt pour nous sont les classes riches en hydrogène, particulièrement les ZZ Ceti. Lorsque les naines blanches de type DA atteignent une température effective d’environ 12,300 K à 10,200 K pour une gravité de surface  $\log g = 8$  (Green et al. 2015), leurs conditions internes sont telles qu’elles entrent dans leur phase d’instabilité. Cet intervalle de températures correspond à une région spécifique du plan  $\log g - T_{\text{eff}}$ , portant le nom de bande d’instabilité des étoiles ZZ Ceti.

## 1.1. Les méthodes d’identification d’étoiles ZZ Ceti

### 1.1.1. Approche couleur-couleur

La première naine blanche variable, HL Tau 76, fut fortuitement découverte par Landolt (1968) alors qu’il travaillait sur un relevé photométrique visant d’autres objectifs scientifiques. Il mesura une courbe de lumière dans le filtre  $V$  ayant une oscillation dominante d’environ 750 secondes et une amplitude d’environ 0.2 mag. En réponse à cette découverte, Hesser et al. (1969) lancèrent un programme d’observation visant à identifier de nouvelles naines blanches variables. N’ayant aucun critère de sélection autre que la magnitude apparente d’un seul objet, ce projet ne résultat qu’en la découverte d’une seule nouvelle variable. Ce n’est que deux ans plus tard qu’une troisième variable aux pulsations similaires à HL Tau 76 fut trouvée (Lasker & Hesser 1971). Deux similitudes importantes reliant ces trois objets furent remarquées: ce sont toutes des naines blanches de type DA qui se retrouvent à proximité les unes des autres dans un diagramme  $B - V$  et  $U - B$ . McGraw (1977) exploita ces deux caractéristiques et identifia 7 nouvelles variables parmi son échantillon de 99 candidates en observant des DA se trouvant dans la tranche  $0.25 \geq B - V \geq 0.15$ .

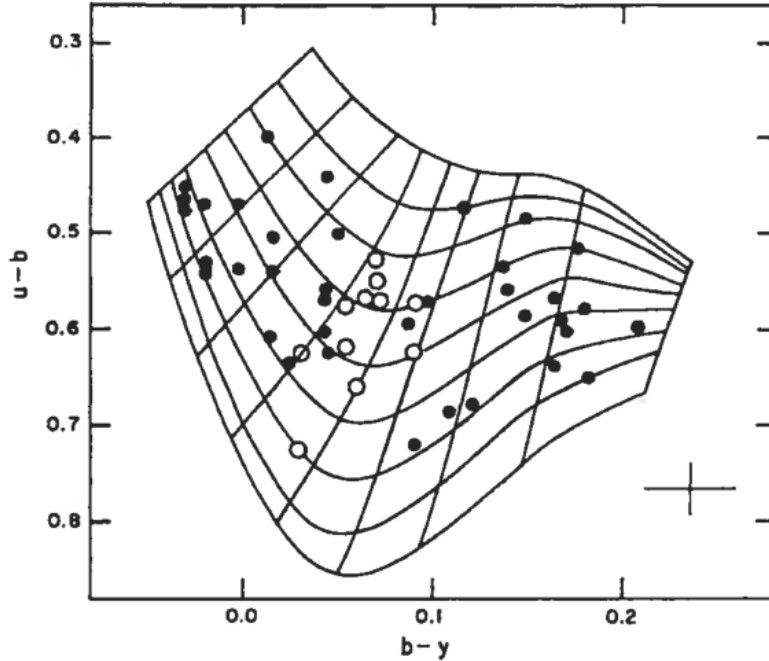
McGraw (1979) proposa une bande d’instabilité empirique en démontrant que les 10 ZZ Ceti connues semblent se regrouper dans un diagramme couleur-couleur dans le système photométrique Strömgren. Au moyen de couleurs théoriques de modèles d’atmosphère, il estima que les limites de la bande se situent entre  $T_{\text{eff}} = 13,640$  K et  $T_{\text{eff}} = 10,315$  K.



**Fig. 1.0.1.** Régions du plan  $\log g - T_{\text{eff}}$  où l'on trouve les six classes confirmées de naines blanches variables, en plus de la classe possible des DAV chaudes. Le nombre sous le nom de chaque classe correspond au total d'objets connus pour ce groupe. Dans le cas des étoiles GW Lib, seul l'objet prototypique GW Librae est montré. Deux séquences évolutives post-VLTP (Very Late Thermal Pulse) ( $0.51$  et  $0.87 M_{\odot}$ ) sont tracées, en plus de quatre séquences pour les naines blanches de faible masse riches en hydrogène ayant un coeur d'hélium ( $0.16$ ,  $0.18$ ,  $0.24$  et  $0.44 M_{\odot}$ ) et d'une séquence pour les naines blanches supermassives riches en hydrogène ( $1.16 M_{\odot}$ ). Les lignes en tirets indiquent la frontière froide théorique des différentes régions d'instabilité. Figure tirée de Córscico et al. (2019).

Fontaine et al. (1985) poussèrent cette étude plus en détail, ajoutant 71 naines blanches de type DA photométriquement constantes et une variable à l'échantillon de 10 ZZ Ceti connues. La Figure 1.1.1 présente un diagramme couleur-couleur de cet échantillon, illustrant bien la région restreinte au centre des étoiles non-variables où se trouvent les ZZ Ceti. Les résultats de Fontaine et al. (1985) sont très semblables à ceux de McGraw (1979), établissant une bande d'instabilité entre  $T_{\text{eff}} = 13,000$  K et  $T_{\text{eff}} = 11,000$  K. Ces deux études avancèrent pour la première fois l'idée que les ZZ Ceti représentent une phase évolutive des étoiles naines blanches DA lorsqu'elles se refroidissent au travers de la bande d'instabilité.

Cette approche de sélection de candidates, qui consiste à contraindre une région d'instabilité dans un ou plusieurs diagrammes couleur-couleur, fut utilisée et améliorée par plusieurs



**Fig. 1.1.1.** Diagramme couleur-couleur Strömrgren de l'échantillon de 11 étoiles ZZ Ceti et 71 naines blanches DA non-variables, tiré de (Fontaine et al. 1985). On y trouve aussi les courbes pour un  $\log g$  de 9 à 7 en incrément de 0.25 (haut vers le bas), ainsi que les courbes de  $T_{\text{eff}}$  de 16,000 à 8000 K en incrément de 1000 K (gauche à droite). Les ZZ Ceti sont représentées par les cercles ouverts, alors que les DA non-variables par les points noirs.

études au fil des années. Quoique les naines blanches variables identifiées par cette approche paveront le chemin pour de nouvelles méthodes, l'approche couleur-couleur ne se montra pas particulièrement efficace, et ce, malgré l'arrivée de relevés photométriques plus performants. Les quatre premières bandes d'instabilité de la Figure 1.1.2 montrent une détermination selon quatre systèmes photométriques, où l'on remarque des limites bien différentes d'une bande à l'autre, soulignant une difficulté engendrée par cette méthode. Un exemple plus récent est l'étude faite par Mukadam et al. (2004), où les filtres du Sloan Digital Sky Survey (SDSS)  $u'$ ,  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$  et  $z'$  furent utilisés afin de définir la bande d'instabilité. Ils ne trouvèrent que cinq nouvelles ZZ Ceti, conférant à leur approche un maigre taux de succès de 25%. Ceci les poussa à se tourner vers l'approche spectroscopique, qui avait déjà fait ses preuves à ce moment.

### 1.1.2. Approche spectroscopique

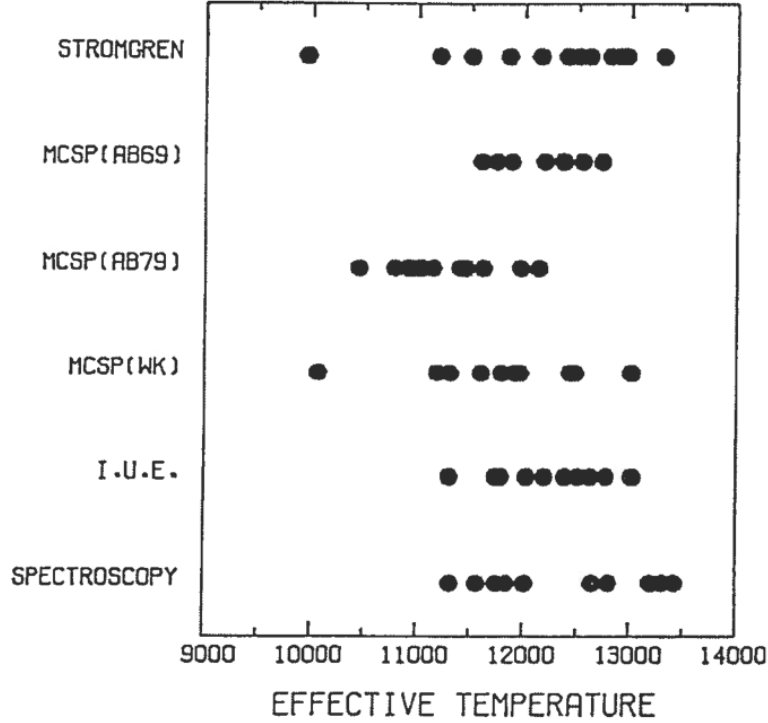
L'idée derrière l'approche spectroscopique fut semée peu après la démonstration que les pulsations des étoiles ZZ Ceti soient causées par des instabilités de modes gravitationnels qui se produisent dans les naines blanches DA lorsqu'elles atteignent une température effective d'environ 12,000 K à 11,000 K (McGraw 1979; Robinson 1979). Fontaine et al. (1980)

proposa alors de sélectionner des candidates ZZ Ceti selon leur température plutôt que par des critères de couleur. La première étude spectroscopique de 7 étoiles ZZ Ceti fut réalisée par Wesemael et al. (1986) avec des spectres dans l’ultraviolet mesurés par le satellite IUE. Ces spectres ont été spécifiquement choisis à cause de la sensibilité de  $T_{\text{eff}}$  aux changements de flux dans cet intervalle de longueur d’onde, dans le but de déterminer précisément les limites de la bande d’instabilité. En utilisant des grilles de modèles d’atmosphère pure en hydrogène et en supposant  $\log g = 8$ , ils déterminèrent une bande se situant autour de  $T_{\text{eff}} = 12,000 \pm 500$  K, ce qui est en accord avec les études photométriques précédentes. En se basant sur ces travaux, Lamontagne et al. (1989) ont identifié trois nouvelles naines blanches variables et 4 non-variables. Une faille importante de cette approche était la supposition de  $\log g = 8$ , d’autant plus que plusieurs naines blanches de cet échantillon avaient déjà été caractérisées comme ayant une gravité de surface bien différente de celle-ci.

Daou et al. (1990) présentèrent, pour la première fois, une analyse de 10 ZZ Ceti en utilisant des spectres dans le visible. Les valeurs de  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  furent mesurées en comparant les profils des raies de Balmer aux spectres synthétiques produits par des modèles atmosphériques. Cette étude permit aussi d’identifier quelles raies sont de bons indicateurs pour  $T_{\text{eff}}$  ( $H\gamma$  et  $H\delta$ ) et  $\log g$  ( $H\epsilon$  et  $H8$ ) en caractérisant leur largeur équivalente. Cette analyse s’ajoute à la longue liste des différentes déterminations de la bande d’instabilité de l’époque, et il est intéressant de visualiser comment elles se comparent les unes des autres. La Figure 1.1.2 présente l’ensemble des bandes photométriques et spectroscopiques discutées jusqu’à présent. Bien que chaque analyse ait résulté en une bande différente, on y trouve une région commune entre  $T_{\text{eff}} = 12,200$  K et  $T_{\text{eff}} = 11,300$  K.

Un point tournant pour l’approche spectroscopique fut apporté par Bergeron et al. (1995), qui démontrèrent entre autres l’importance du choix de l’efficacité convective dans les modèles d’atmosphère de ZZ Ceti dans le cadre de la théorie de longueur de mélange. Avec la paramétrisation  $ML2/\alpha = 0.6$  de l’efficacité convective (pour une description des différentes paramétrisations, voir Fontaine et al. 1981), ils produisirent une excellente cohérence entre les températures dérivées par les spectres ultraviolets et ceux dans le visible. Un résultat tout aussi important a été l’ajout d’un nouveau paramètre afin de définir la bande d’instabilité, soit la gravité de surface (et donc indirectement, la masse) des étoiles. À l’aide de ces modèles améliorés et de plusieurs spectres à haut signal-sur-bruit (S/B) moyennés dans le temps, Bergeron et al. (1995) proposèrent de façon convaincante une bande d’instabilité purement composée de naines blanches DA variables dans le plan  $\log g - T_{\text{eff}}$ .

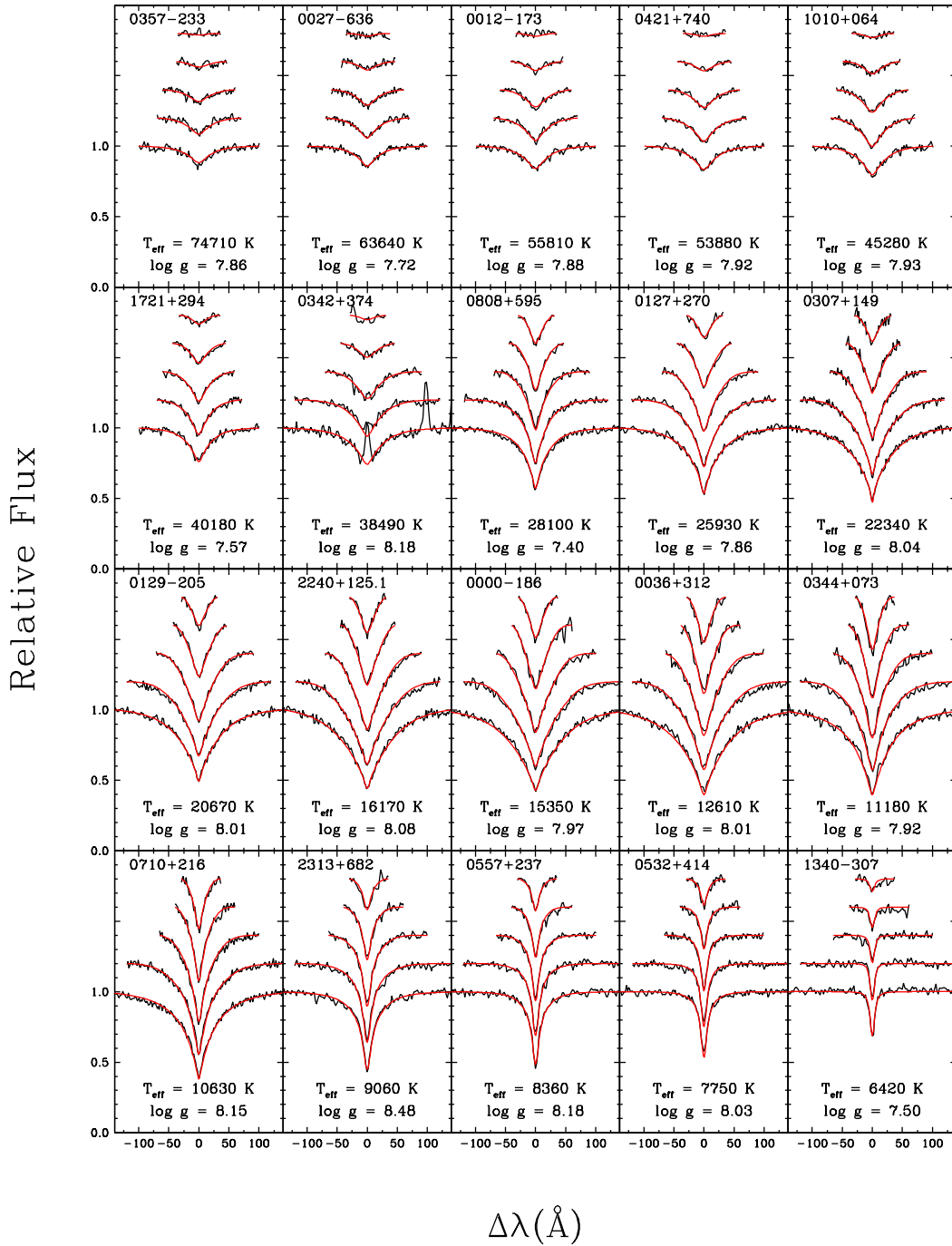
L’analyse spectroscopique des naines blanches de type DA introduite par Bergeron et al. (1992), puis améliorée par Liebert et al. (2005), se résume d’abord à normaliser le profil des raies de Balmer observées à l’aide de profils pseudo-gaussiens ou de modèles de spectres. Les raies observées sont ensuite comparées avec des spectres théoriques convolués selon le profil gaussien instrumental, où l’on définit une valeur de  $\chi^2$  représentant la somme des différences



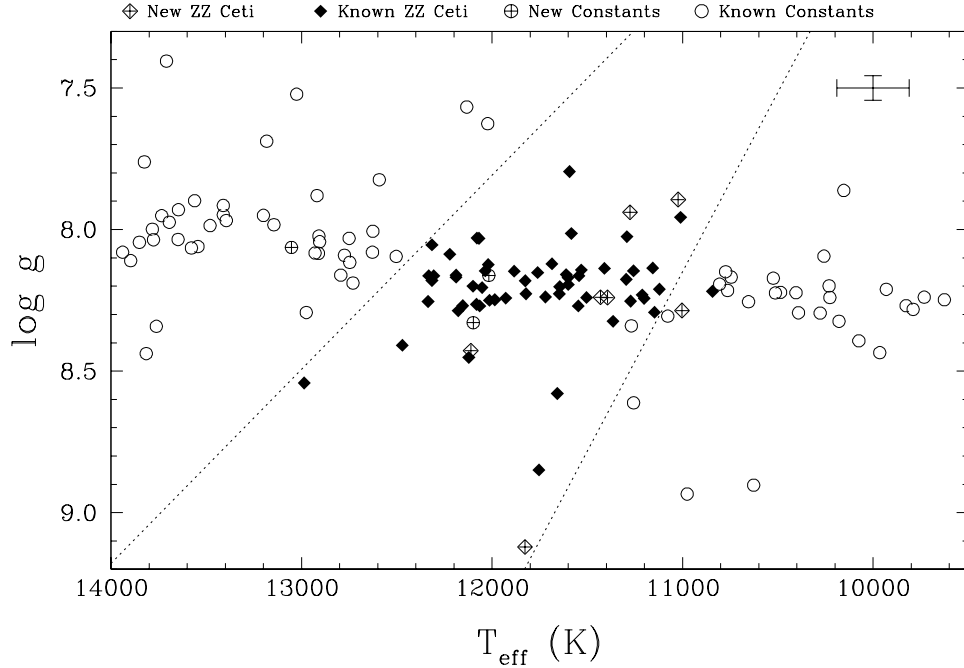
**Fig. 1.1.2.** Différentes déterminations en  $T_{\text{eff}}$  de la bande d’instabilité des ZZ Ceti (Wesemael et al. 1991).

au carré, pondérées par leur incertitude, entre chaque raie de  $H\beta$  à  $H8$ . Dans le cas où les raies sont mal définies ou contaminées, par exemple pour un système binaire composé d’une DA et d’une étoile de type spectral M, il est possible de les exclure du processus. On minimise ensuite le  $\chi^2$  en utilisant la méthode de Levenberg-Marquadt (Press et al. 1986) afin d’obtenir la meilleure solution pour les paramètres  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$ . Des modèles d’atmosphères et des spectres synthétiques similaires à ceux décrits dans Tremblay & Bergeron (2009) sont généralement utilisés, lesquels supposent une composition d’hydrogène pure et où l’énergie du transport convectif est traitée dans la version  $ML2/\alpha = 0.7$  de la théorie de longueur de mélange. Quelques exemples d’ajustements de raies d’hydrogène sont présentés à la Figure 1.1.3, permettant de mesurer les paramètres  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  de naines blanches DA. À noter que ces raies atteignent leur force maximale aux alentours de  $T_{\text{eff}} \sim 13,000$  K, et qu’un choix entre une solution chaude ou froide, c’est-à-dire une pour chaque côté du maximum de la largeur équivalente, s’impose. Ce choix peut se faire à l’aide d’une supposition éclairée basée sur la pente du spectre, mais il est possible d’éviter cette ambiguïté à l’aide d’une détermination photométrique de la température, tel que décrite dans la prochaine section.

L’approche spectroscopique proposée par Bergeron et al. (1995) deviendra, et est toujours, la plus courante afin d’identifier de nouvelles candidates, menant à la découverte de plus de 150 nouvelles ZZ Ceti depuis son avènement (Bognar & Sodor 2016). Une application



**Fig. 1.1.3.** Ajustement des raies de Balmer de naines blanches de type DA par la technique spectroscopique. Les raies montrées sont H $\beta$  à H8, du bas vers le haut. Les raies observées (noir) sont superposées par les raies du spectre synthétique (rouge). Les paramètres mesurés  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  se trouvent au bas de chaque encadré. Figure tirée de Gianninas et al. (2011).



**Fig. 1.1.4.** Bande d’instabilité spectroscopique dans le plan  $\log g - T_{\text{eff}}$  déterminée par l’étude de Green et al. (2015), basée sur un échantillon de naines blanches brillantes de type DA dans le Villanova White Dwarf Catalog (Gianninas et al. 2011), ainsi qu’un relevé spectroscopique de naines blanches à l’intérieur de 40 parsecs de distance au Soleil (Limoges et al. 2015).

impressionnante de cette approche fut publiée par Mukadam et al. (2004), qui découvrirent 35 nouvelles variables dans les relevés spectroscopiques Sloan Digital Sky Survey (SDSS) et Hamburg Quasar Survey (HQS). Avec un taux de succès d’environ 80%, ils doublèrent presque le nombre de 39 ZZ Ceti connues à l’époque. Une bande d’instabilité spectroscopique dans le plan  $\log g - T_{\text{eff}}$ , qui s’appuie sur un échantillon plus homogène, est présentée à la Figure 1.1.4. Celle-ci n’inclut que des naines blanches brillantes du voisinage solaire dont plusieurs spectres ont été mesurés, assurant une détermination précise des paramètres physiques des étoiles.

Jusqu’à ce point, les modèles d’atmosphère utilisés par les études mentionnées précédemment utilisent une version unidimensionnelle (1D) de la physique hydrodynamique radiative afin de traiter la convection, qui devient particulièrement importante pour les naines blanches de type DA sous 15,000 K. Tremblay et al. (2013b) publièrent les premiers calculs atmosphériques tridimensionnels (3D) pour les naines blanches DA en utilisant le code de convection stellaire CO<sup>5</sup>BOLD (Freytag et al. 2012), et proposèrent une série de corrections 3D aux



paramètres  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  pour les multiples versions de la théorie de longueur de mélange des modèles 1D. Dans une série d’articles, ils ont préalablement démontré des différences importantes entre les versions 1D et 3D. Tremblay et al. (2011a) présentèrent la simulation 3D de 4 DA prédisant des gravités de surface beaucoup plus grandes que les modèles 1D. Tremblay et al. (2013a) mirent à jour l’équation d’état et les opacités de leurs simulations 3D, montrant que les structures 3D ne sont pas significativement sensibles aux paramètres numériques, contrairement aux modèles 1D qui dépendent fortement de la paramétrisation de la théorie de longueur de mélange. De plus, les raies de Balmer prédites par leurs simulations 3D sont très différentes de celles des modèles 1D, et ont permis de corriger en grosse partie le fameux *high log g problem* (Bergeron et al. 1990; Tremblay et al. 2010), qui se résume à une anomalie dans la distribution  $\log g - T_{\text{eff}}$  où les naines blanches DA plus froides que  $T_{\text{eff}} = 13,000$  K sont systématiquement trop massives. Ils conclurent de leurs travaux que les modèles 1D ne prennent pas en compte le dépassement convectif et l’éloignement de l’équilibre hydrostatique, deux aspects qui ont un effet important sur les structures 3D.

### 1.1.3. Approche photométrique

Une méthode alternative permettant de mesurer les paramètres physiques des naines blanches fut développée par Bergeron et al. (1997a), dite technique photométrique. En résumé, un ensemble de magnitudes est converti en flux moyens selon les points zéros appropriés, puis un ajustement par moindres carrés de leur distribution est faite contre des flux moyens synthétiques calculés à l’aide de modèles d’atmosphère. La première étape de cette technique consiste à transformer les magnitudes apparentes  $m$  en flux moyennés sur la bande passante,  $f_{\nu}^m$ , selon la relation:

$$m = -2.5 \log f_{\nu}^m + c_m , \quad (1.1.1)$$

où  $c_m$  est le point zéro du système photométrique. Pour de la photométrie dans le système AB (en unités  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ ), par exemple celle venant des relevés SDSS et Panoramic Survey Telescope And Rapid Response System Data Release (Pan-STARRS), cette constante vaut  $c_m = -48.60$  (Holberg & Bergeron 2006). À noter que certaines corrections doivent être apportées aux magnitudes SDSS afin qu’elles soient bien dans ce système (Eisenstein et al. 2006). Le flux moyen se calcule avec le flux monochromatique  $S_{\nu}$  et la fonction de transmission  $S_{\nu}$  de la bande passante selon l’équation:

$$f_{\nu}^m = \frac{\int_0^{\infty} f_{\nu} S_{\nu}(\nu) \, d(\log \nu)}{\int_0^{\infty} S_m(\nu) \, d(\log \nu)} , \quad (1.1.2)$$

Le flux moyen observé est subséquemment comparé au flux moyen synthétique. Pour ce faire, on remplace  $f_\nu$  par le flux monochromatique d’Eddington  $H_\nu$  dans l’équation 1.1.2 et on définit le flux théorique moyen  $H_\nu^m$  qui dépend de  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  et de la composition chimique. Le flux théorique moyen est relié au flux moyen observé par l’angle solide tel que:

$$f_\nu^m = 4\pi(R/D)^2 H_\nu^m , \quad (1.1.3)$$

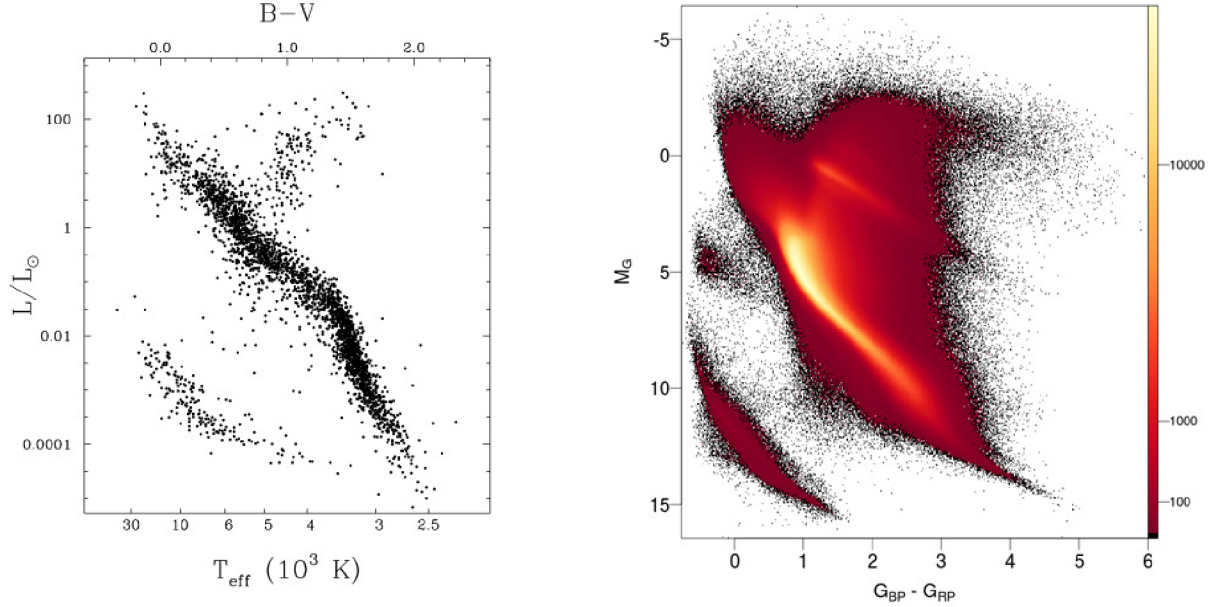
où  $R$  est le rayon de l’étoile et  $D$  sa distance à la Terre. Un poids est assigné à chaque bande passante basé sur l’incertitude de la photométrie observée, et on fait ensuite un ajustement pour minimiser la somme de la différence entre les deux côtés de l’équation 1.1.3 pour toutes les bandes passantes. Les paramètres libres de l’ajustement n’incluent que  $T_{\text{eff}}$  et l’angle solide  $\pi(R/D)^2$ . Si la parallaxe trigonométrique de l’étoile est connue, son rayon  $R$  en est déduit et sa masse  $M$  est calculée à l’aide de modèles évolutifs supposant typiquement une composition interne de 50/50 en C/O,  $q(\text{He}) \equiv M_{\text{He}}/M_\star = 10^{-2}$ , et  $q(\text{H}) = 10^{-4}$  ou  $10^{-10}$  pour les solutions pure en hydrogène et hélium, respectivement. On peut ainsi trouver la gravité de surface  $g$  de l’étoile selon:

$$g = \frac{GM}{R^2} , \quad (1.1.4)$$

On répète ensuite l’ajustement jusqu’à l’atteinte d’une valeur de  $\log g$  cohérente avec le rayon stellaire mesuré. L’incertitude sur les paramètres est obtenue en propageant l’erreur de la mesure sur la parallaxe trigonométrique lors de l’ajustement.

Un aspect important à souligner ici est que la technique photométrique permet de mesurer avec une très bonne précision les paramètres physiques d’une naine blanche dont la parallaxe est connue. Depuis le *Gaia* Data Release 2, cet ingrédient essentiel est maintenant disponible pour un nombre d’étoiles sans précédent. Des mesures de parallaxes trigonométriques ont été prises pour presque 1.7 milliard d’objets, dont plus de 400,000 candidates naines blanches. Pour mettre en perspective l’importance de ce relevé, la Figure 1.1.5 montre le diagramme HR des objets ayant une mesure de parallaxe avant le *Gaia* DR2 (à gauche) versus le diagramme HR du *Gaia* DR2 (à droite).

Il est ainsi possible de mesurer les paramètres physiques de vastes échantillons de naines blanches à l’aide de la technique photométrique et de sélectionner des candidates ZZ Ceti dans le plan  $\log g - T_{\text{eff}}$ , tout comme l’approche spectroscopique. De plus, les données astrométriques, combinées à de la photométrie suffisamment profonde, nous permettent de définir un échantillon limité par le volume, réduisant les biais observationnels typiquement liés aux échantillons limités par la magnitude (Giammichele et al. 2012). Dans ces derniers, les naines blanches massives ont tendance à être sous-représentées comparativement aux naines



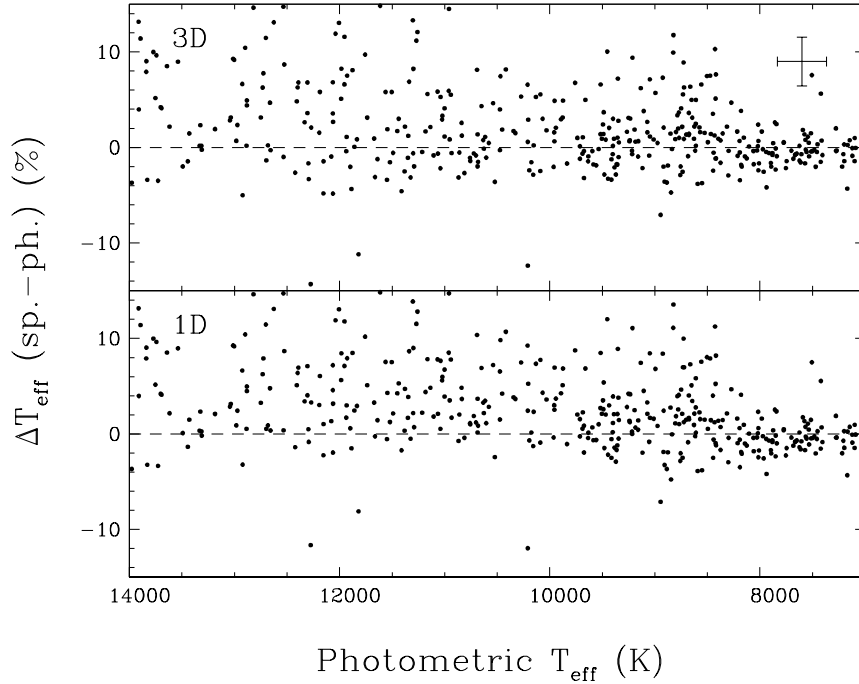
**Fig. 1.1.5.** Gauche: Diagramme HR de l'échantillon d'étoiles du Yale Parallax Catalog avant le *Gaia* DR2. Droite: diagramme HR de l'échantillon *Gaia* DR2, tiré de Gaia Collaboration et al. (2018a).

blanches de masse typique à cause de leur luminosité intrinsèque plus faible. Similairement, les naines blanches à faible masse sont très lumineuses et sont généralement surreprésentées.

Un deuxième détail qui distingue les techniques spectroscopique et photométrique est que les corrections 3D sont négligeables dans l'analyse photométrique. Tremblay et al. (2013b) ont d'ailleurs investigué si les valeurs des paramètres corrigés 3D sont en accord avec ce qu'on obtient par la méthode photométrique. Leur comparaison en  $\log g$  indique un meilleur accord entre les deux techniques lorsque les corrections sont appliquées (voir leur Figure 15). Or, à cause du très petit nombre de mesures de parallaxes disponibles à l'époque, seulement 8 objets furent comparés. Tel qu'expliqué précédemment, la parallaxe est cruciale afin de bien contraindre  $\log g$  dans la technique photométrique. Le problème de parallaxe n'affectant pas  $T_{\text{eff}}$ , Tremblay et al. (2013b) ont effectué une deuxième comparaison avec un échantillon plus large. Leur comparaison en  $T_{\text{eff}}$  est présentée à la Figure 1.1.6, où l'on peut s'apercevoir que les corrections 3D n'apportent que de très minces différences par rapport aux modèles 1D.

## 1.2. Pureté de la bande d'instabilité

L'un des intérêts principaux derrière l'étude de la bande d'instabilité des ZZ Ceti est d'en déterminer la pureté. Une bande d'instabilité pure implique que toutes les naines blanches de type DA deviendront des étoiles variables de type ZZ Ceti lorsque, au cours de leur refroidissement, elles traverseront la bande d'instabilité. Ceci suggère que la phase ZZ Ceti est une étape inévitable pour ces étoiles, et il serait alors possible de faire appel



**Fig. 1.1.6.** Comparaison des valeurs photométrique et spectroscopique de  $T_{\text{eff}}$  pour un échantillon de naines blanches de type DA venant du SDSS selon les modèles 3D (haut) et 1D (bas).

à l’astérosismologie des étoiles ZZ Ceti afin de mieux comprendre la structure interne de la population des naines blanches de type DA en général (composition et stratification du coeur, épaisseur des couches d’hydrogène et d’hélium, stratification chimique). Une bande d’instabilité impure suggère plutôt l’existence d’un paramètre additionnel permettant de distinguer les étoiles variables des non-variables. Or, la théorie actuelle ne prévoit pas un tel paramètre (Fontaine & Brassard 2008).

La discussion des derniers 30 ans sur l’idée d’une bande d’instabilité pure ou impure se résume à une très longue partie de tir à la corde. Les premières études photométriques (McGraw 1979; Fontaine et al. 1982) avaient d’abord suggéré une bande d’instabilité pure. L’analyse de Kepler & Nelan (1993) trouva 4 DA non-variables dans la bande, ce qui les mena à suggérer une bande d’instabilité impure. Avec leurs nouveaux modèles et des paramètres physiques moyennés dans le temps, Bergeron et al. (1995) démontrèrent que ces non-variables étaient en dehors de la bande. Par la suite, de nombreuses études trouvèrent des naines blanches de type DA non-variables dans la bande. En utilisant l’approche décrite dans Bergeron et al. (1995), et en récoltant des spectres à haut S/B, Bergeron et al. (2004) continuèrent de prouver que les DA dans la bande d’instabilité ayant été observées comme non-variables étaient en fait en dehors de celle-ci. Dans leur échantillon SDSS, Mukadam et al. (2004) trouvèrent de nombreuses naines blanches DA non-variables dans la bande.

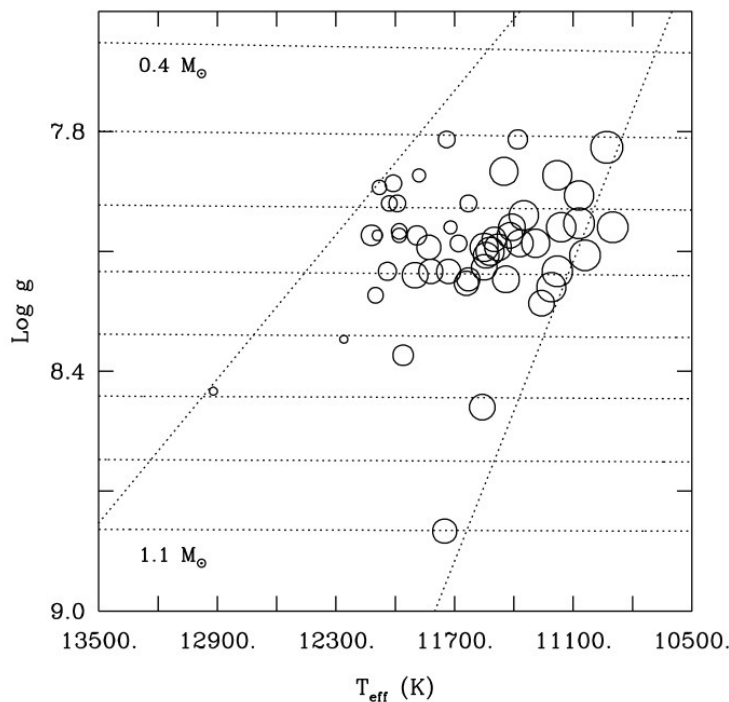
Bien que l’approche de Mukadam et al. (2004) résulta en un grand nombre de nouvelles ZZ Ceti, il fut remarqué par Gianninas et al. (2005) que la qualité des spectres SDSS n’est pas adéquate pour une discussion sérieuse sur la pureté de la bande d’instabilité. Une fois de plus, l’importance des spectres de haute qualité (autrement dit, de haut S/B) fut démontrée par Gianninas et al. (2005).

Bien établir les frontières de la bande d’instabilité est aussi important pour plusieurs autres raisons. Fontaine & Brassard (2008) présentent un compte rendu des considérations théoriques à ce sujet. Essentiellement, la frontière chaude est particulièrement sensible à l’efficacité convective dans l’enveloppe d’hydrogène, ainsi qu’à son épaisseur. Selon les modèles actuels, la position de cette frontière est une mesure de la profondeur de la base de la zone de convection. Quant à la frontière froide, la théorie ne permet pas encore de la prédire adéquatement, mais nous pensons qu’une détermination empirique de sa position permettrait de mieux contraindre les mécanismes qui causent la cessation des pulsations.

### 1.3. Caractéristiques des pulsations des ZZ Ceti

Les pulsations des étoiles ZZ Ceti se manifestent sous une très grande variété, et il est intéressant de se pencher sur leurs caractéristiques d’ensemble afin d’en dégager certaines tendances. Alors que le nombre de naines blanches DA variables connues était encore petit, les premières constatations liant la température effective à une caractéristique des pulsations avaient déjà été émises (McGraw 1977; Robinson 1979; Fontaine et al. 1982). Par exemple, Winget & Fontaine (1982) signalèrent pour la première fois que la période dominante des pulsations a tendance à augmenter avec une diminution de la température de l’étoile. Bien que cette relation température-période soit bien réelle (Kanaan et al. 2002; Mukadam et al. 2006), il s’avère qu’elle présente un portrait incomplet de la tendance globale. Fontaine & Brassard (2008) corrigèrent le tir en montrant que cette augmentation de la période dépend aussi de la gravité de surface de l’objet. Ils démontrèrent leurs propos en illustrant le spectre des périodes observées d’un échantillon de ZZ Ceti dans le plan  $\log g - T_{\text{eff}}$ , que l’on présente à la Figure 1.3.1. Quoique ces phénomènes, ainsi que ceux que nous discuterons par la suite, impliquent très certainement des processus physiques particuliers, nous ne nous intéressons ici qu’à leur évolution sur la bande d’instabilité d’un point de vue empirique.

On peut aussi observer des tendances quant à l’amplitude des variations et la complexité des courbes de lumière dans le plan  $\log g - T_{\text{eff}}$ . D’abord, les amplitudes sont généralement plus petites pour les objets à proximité de la frontière chaude et augmentent graduellement en se déplaçant vers la moitié froide de la bande d’instabilité, atteignant un maximum dans celle-ci. La complexité des courbes de lumière semble aussi suivre ce déplacement, où les objets les plus chauds sont généralement dominés par une seule période, manifestant un nombre croissant d’oscillations harmoniques et de non-linéarité au fur et à mesure que l’on approche du côté froid de la bande. Puis, lorsqu’on s’approche de la frontière froide, les variations



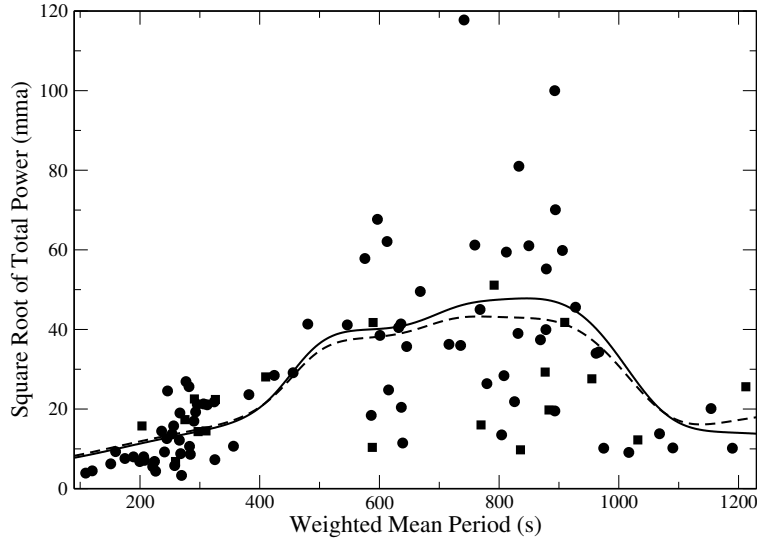
**Fig. 1.3.1.** Corrélation entre la période dominante et la position dans le plan  $\log g - T_{\text{eff}}$  des étoiles ZZ Ceti (Fontaine & Brassard 2008). Les cercles représentent la position des 51 objets et varient en grosseur selon la mesure logarithmique de la période. On y trouve aussi la bande d’instabilité empirique telle que définie par Gianninas et al. (2007).

redeviennent plus simples et ont de plus faibles amplitudes, comme si les pulsations de l’étoile étaient en train de s’éteindre. Gardant en tête que la période augmente pratiquement toujours avec la température qui diminue, un graphique qui compare l’amplitude à la période tel qu’à la Figure 1.3.2 permet de visualiser ces tendances plus clairement.

## 1.4. Description du projet

Cette thèse vise, entre autres, à contribuer à la détermination empirique de la bande d’instabilité des étoiles ZZ Ceti par la découverte de nouveaux membres de ce groupe. Pour ce faire, un suivi en photométrie rapide a été effectué afin d’établir la variabilité d’objets se trouvant à l’intérieur de la bande d’instabilité. La sélection de ces objets repose sur l’approche photométrique décrite précédemment.

En premier lieu, un échantillon de naines blanches à une distance maximale de 100 parsecs du Soleil fut tiré du relevé *Gaia*. Cette distance fut choisie afin de minimiser l’effet du rougissement stellaire, qui fut démontré comme étant négligeable sous celle-ci. Nous avons ensuite croisé ces objets avec le catalogue du Pan-STARRS Data Release 1, dont la photométrie est séparée en cinq bandes passantes *grizy* qui s’étalent sur les longueurs d’onde 0.4-1  $\mu\text{m}$ , tel que montré à la Figure 1.4.1. Le relevé Pan-STARRS couvre tout le



**Fig. 1.3.2.** Racine carrée de la somme des amplitudes en fonction de la période moyenne pondérée pour un échantillon de 100 ZZ Ceti. Les deux lignes représentent une tentative d’ajustement entre ces deux caractéristiques. Figure tirée de Mukadam et al. (2006).

ciel pour une déclinaison  $-\delta > 30^\circ$ , et ce avec une précision moyenne de  $5\sigma$  pour un objet de magnitude 22 (Chambers et al. 2016). En combinant cette photométrie à l’astrométrie *Gaia*, nous avons mesuré avec grande précision les paramètres physiques d’un large échantillon de naines blanches.

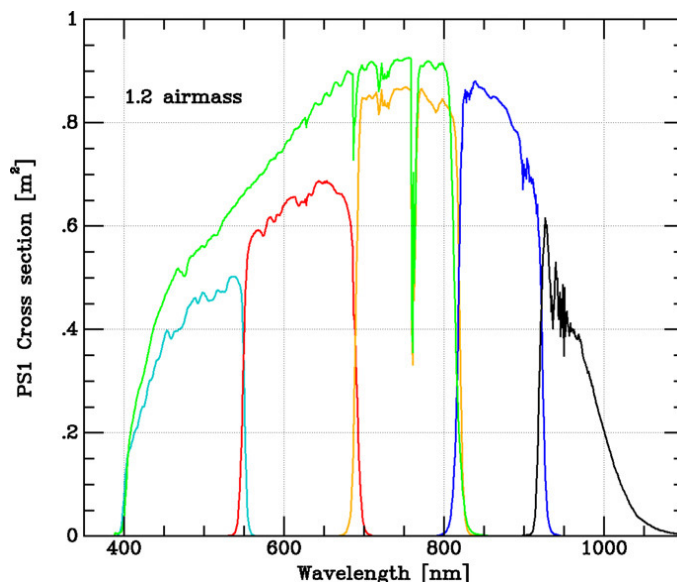
Des candidates ZZ Ceti sont ensuite choisies parmi cet échantillon en définissant une bande d’instabilité photométrique. Nous nous sommes d’abord basé sur la bande d’instabilité empirique proposée par une étude spectroscopique, sur laquelle nous avons apporté des corrections 3D, en plus d’ajustements en température effective. Ces ajustements ont pour but de prendre en compte la différence bien connue entre les résultats spectroscopiques et photométriques (Bergeron et al. 2019).

Puisque la photométrie *grizy* ne permet pas de distinguer la composition chimique d’une naine blanche, nous avons ajouté à notre analyse photométrique la bande *u* des relevés SDSS et Canada-France Imaging Survey (CFIS). Leurs courbes de transmission sont présentées à la Figure 1.4.2. Ces bandes couvrent le saut de Balmer, qui se manifeste différemment selon la composition chimique de l’étoile, permettant de discriminer les naines blanches riches en hélium. Ces deux relevés couvrent l’hémisphère nord, excluant les régions trop rapprochées du plan galactique. Le CFIS est un nouveau relevé qui sera essentiellement une version améliorée du SDSS qui couvrira plus de ciel et dont la photométrie est environ 3 magnitudes plus profonde pour une incertitude donnée (Ibata et al. 2017). Ce relevé est actuellement en cours et devrait se terminer aux alentours de 2021<sup>1</sup>. À noter que la couverture de ces

<sup>1</sup>Voir [http://www.cfht.hawaii.edu/en/science/SAC/reports/SAC\\_report\\_November19.php](http://www.cfht.hawaii.edu/en/science/SAC/reports/SAC_report_November19.php).

deux relevés est moins importante que celle du relevé Pan-STARRS, et que la composition chimique de plusieurs objets de notre échantillon ne peut pas être vérifiée par ce moyen.

Une fois nettoyé d'objets indésirables, nous avons entrepris le suivi en photométrie rapide de notre échantillon de candidates ZZ Ceti à l'Observatoire du Mont-Mégantic. À l'aide de l'instrument PESTO monté sur le télescope de 1.6 m, nous avons mesuré la courbe de lumière de nombreuses candidates. Par analyse temporelle des courbes de lumière, nous avons identifié plusieurs nouvelles naines blanches variables ou photométriquement constantes. À la lumière de nos résultats, nous estimons leur impact sur la position des frontières de la bande d'instabilité empirique et évaluons la pureté de celle-ci.



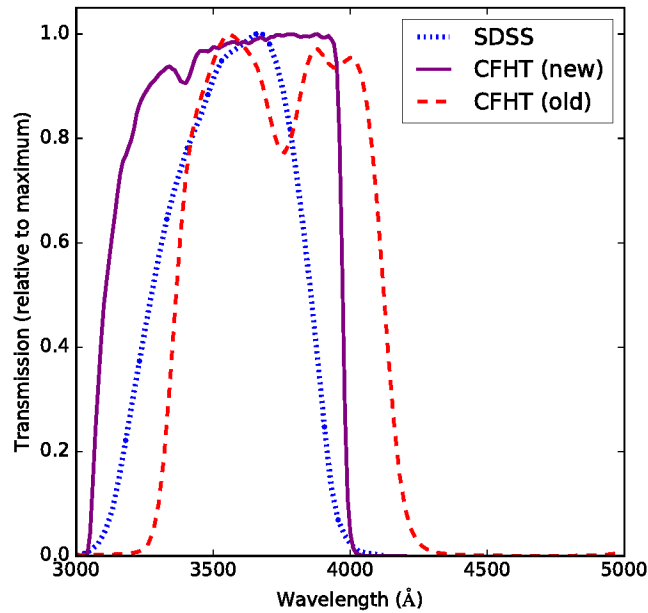
**Fig. 1.4.1.** Courbes de transmission des filtres Pan-STARRS, tirées de Chambers et al. (2016). La section efficace est en  $\text{m}^2\text{e}^{-1}\text{photon}^{-1}$  qui produit un  $\text{e}^{-1}$  pour un photon incident. Les autres filtres (de gauche à droite) représentent les filtres *grizy*, respectivement, alors que la courbe verte représente le filtre *w* pour une masse d'air de 1.2.

## 1.5. Déclaration de l'étudiant

J'ai rédigé la totalité des chapitres 1 et 3 de cette thèse, à l'exception des figures dont la légende mentionne autrement. Le chapitre 2, pour lequel j'ai rédigé la version initiale en très grande partie, contient certaines modifications et contributions de Pierre Bergeron, notamment quant à l'interprétation physique de résultats.

J'ai planifié et dirigé le programme observationnel ayant permis l'acquisition de toutes les données photométriques haute vitesse discutées dans cette thèse. J'ai personnellement complété une grande partie des observations à l'Observatoire du Mont-Mégantic, mais la majorité a toutefois été obtenue en mode queue par différents observateurs.





**Fig. 1.4.2.** Courbes de transmission des filtres  $u$  SDSS et CFIS, tirées de Ibata et al. (2017).

Les données *Gaia* et Pan-STARRS utilisées dans ce projet sont publiquement accessibles et c'est moi qui ai conçu les algorithmes Python permettant le croisement entre ces deux catalogues. Un accès privilégié nous a été accordé afin d'accéder aux données CFIS, pour lesquelles j'ai aussi fait le croisement. Les données SDSS proviennent en grande partie du *Montreal White Dwarf Database* et du SIMBAD. Finalement, les données spectroscopiques proviennent de sources publiquement accessibles ou de différents collaborateurs.

J'ai mis au point les logiciels de réduction de données photométriques permettant d'obtenir les courbes de lumière, ainsi que l'analyse temporelle. Basés sur un code qui m'a été fourni par David Lafrenière, j'ai modifié ou ajouté plus de 2000 lignes en Python à celui-ci. Les codes de modèles d'atmosphère m'ont tous été fournis par Pierre Bergeron, dans lesquels je n'ai fait que quelques modifications marginales. C'est avec ceux-ci que j'ai réalisé tous les calculs photométriques présentés dans cette thèse.



# Chapitre 2

---

## Searching for ZZ Ceti white dwarfs in the *Gaia* survey

### 2.1. Abstract

The *Gaia* satellite recently released parallax measurements for  $\sim 260,000$  high-confidence white dwarf candidates, allowing for precise measurements of their physical parameters. By combining these parallaxes with Pan-STARRS and *u*-band photometry, we measured the effective temperature and stellar mass for all white dwarfs in the Northern Hemisphere within 100 parsecs of the Sun, and identified a sample of ZZ Ceti white dwarf candidates within the so-called instability strip. We acquired high-speed photometric observations for 66 candidates using the PESTO camera attached to the 1.6-m telescope at the Mont-Mégantic Observatory. We report the discovery of 29 new ZZ Ceti stars, including a very rare ultra-massive pulsator. We also identified 5 possibly variable stars within the strip, in addition to 32 objects that do not appear to show any photometric variability. However, several of those could be variable with an amplitude below our detection threshold, or could be located outside the instability strip due to errors in their photometric parameters. In the light of our results, we discuss the question of the purity of the ZZ Ceti instability strip (i.e. a region devoid of non-variable stars) in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane.

### 2.2. Introduction

White dwarf stars represent the end product of 97% of the stars in the Galaxy. Their cores no longer produce energy through nuclear fusion, and so they slowly cool down over the span of billions of years, allowing us to interpret their temperature sequence as an evolutionary track. Most white dwarfs go through an instability stage at some point in their lives, depending on the chemical composition of their outer stellar envelope, during which they exhibit nonradial *g*-mode pulsations (Althaus et al. 2010). For instance, once DA (hydrogen-line) white dwarfs reach an effective temperature between  $T_{\text{eff}} \sim 12,300$  K and  $\sim 10,200$  K (for a surface gravity of  $\log g = 8$ , Gianninas et al. 2014), their internal conditions become prone to such pulsations, manifesting themselves as periodic variations

in the luminosity of the star, with periods typically ranging from 100 s (Voss et al. 2006) to 2000 s (Green et al. 2015), and amplitudes from 0.1 to 40% (Mukadam et al. 2004). The region in the  $\log g - T_{\text{eff}}$  plane containing these variable DAs, namely the ZZ Ceti instability strip, has also revealed remarkable trends. Pulsators closer to the hot edge of the strip tend to have short periods and small amplitudes, whereas those near the cool edge tend to show longer periods with large amplitude modulations (Fontaine & Brassard 2008).

One of the main interests surrounding the ZZ Ceti instability strip is to determine whether it is pure or not. A pure strip, devoid of any photometrically constant DA white dwarfs, would suggest that ZZ Ceti stars represent an evolutionary phase through which most, if not all, hydrogen-atmosphere white dwarfs are expected to cool. We could then use asteroseismology as a tool to study the internal structure not only of ZZ Ceti stars, but also of the population of DA white dwarfs as a whole (Giammichele et al. 2017). On the other hand, an impure strip containing a mix of variable and non-variable DA stars would imply a missing parameter in our evolutionary models (Fontaine & Brassard 2008). The purity of the instability strip has a long history of swinging back and forth between these two possibilities. On one hand, there are studies such as that of Gianninas et al. (2014), who restricted their sample to only the brightest ZZ Ceti stars with high signal-to-noise spectra, and whose results point toward a pure instability strip. But there are also many studies claiming the strip to be populated with both variable and non-variable stars (see, for example, Mukadam et al. 2005). In most of those cases, the photometrically constant stars were either found to be variable when using better instruments, or proven to be located outside the strip by measuring their parameters with higher quality data (Gianninas et al. 2005). Even though it is an uphill battle, the consensus seems to be slowly heading toward a pure strip.

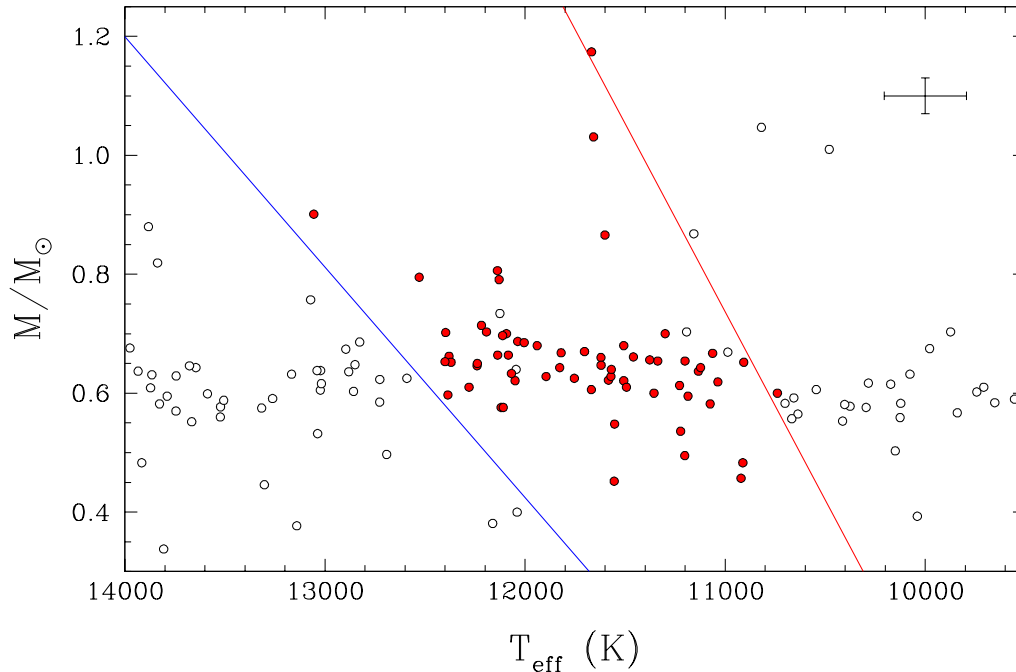
Over the years, there have been many efforts to define the spectroscopic ZZ Ceti instability strip both empirically and theoretically. The theoretical determination of the strip edges is still a work in progress, as it strongly depends on the physical assumptions made in these studies, especially when it comes to the efficiency of convective energy transport (see Fontaine & Brassard 2008, Van Grootel et al. 2013, and Córscico et al. 2019 for excellent reviews on the subject). Furthermore, the assumptions behind the theoretical edges are often based on their empirical locations, which are themselves dependent on a variety of factors, such as the signal-to-noise ratio of the spectra (Gianninas et al. 2005). Building a large, homogeneous sample of photometrically variable and constant stars inside and near the instability strip is the first step towards a robust determination of the empirical edges. Bergeron et al. (1995) began this venture by collecting time-averaged optical spectra to measure the  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  values of known ZZ Ceti stars, allowing them to select new ZZ Ceti candidates with high confidence. Since then, this so-called spectroscopic technique has been used repeatedly to identify new ZZ Ceti stars, with perhaps the most impressive of these studies being that of Mukadam et al. (2004) who reported in a single paper the discovery of 35 new ZZ Ceti

stars in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) and the Hamburg Quasar Survey. In parallel, the same approach has been used to constrain the exact location of the ZZ Ceti instability strip by also studying non-variable DA white dwarfs around the strip (see, e.g. Gianninas et al. 2005). By far, the spectroscopic technique has been the go-to method to identify new candidates, being one of the main contributors of the  $\sim 200$  new ZZ Ceti stars found in the last 20 years or so (Bognar & Sodor 2016).

Unfortunately, the determination of the exact location of the empirical ZZ Ceti instability strip has been hampered by the use of different model atmospheres in these spectroscopic investigations, which differ in terms of the Stark broadening theory for the hydrogen lines, as well as different assumptions about the convective efficiency. More importantly, Tremblay et al. (2011b) demonstrated that the mixing-length theory used to describe the convective energy transport in previous model atmosphere calculations was responsible for the apparent increase of spectroscopic  $\log g$  values below  $T_{\text{eff}} \sim 13,000$  K, a problem that could be solved by relying on realistic 3D hydrodynamical model atmospheres (Tremblay et al. 2013b). Given this confusing situation, we decided to revisit this problem more quantitatively in a homogeneous fashion.

Our starting point is the study of Green et al. (2015) who presented new high-speed photometric observations of ZZ Ceti white dwarf candidates drawn from the spectroscopic survey of bright DA stars in the Villanova White Dwarf Catalog (McCook & Sion 1999) by Gianninas et al. (2011), and from the spectroscopic survey of white dwarfs within 40 parsecs of the Sun by Limoges et al. (2015). Figure 2 of Green et al. summarizes the distribution of  $\log g$  as a function of  $T_{\text{eff}}$  for all ZZ Ceti and photometrically constant white dwarfs in their sample, providing us with an empirical instability strip based on the largest (and mostly) homogeneous sample yet. However, their spectroscopic solutions, obtained from model atmospheres based on the  $\text{ML2}/\alpha = 0.7$  version of the mixing-length theory, were not corrected for hydrodynamical 3D effects. Here we first apply the 3D corrections from Tremblay et al. (2013b) to the spectroscopic  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  values, and then convert the  $\log g$  values into stellar masses ( $M$ ) using evolutionary models described in Section 2.3 below. The resulting distribution of white dwarfs in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane is displayed in Figure 2.2.1. We use these results to derive improved empirical boundaries for the ZZ Ceti instability strip, also reproduced in Figure 2.2.1, which will serve as a reference in our discussion below. We also mention that 3D hydrodynamical corrections can be neglected in the context of photometric analyses, as discussed by Tremblay et al. (2013b), who showed that 1D or 3D-corrected models yield similar results for DA white dwarfs in the 7000-14,000 K temperature range (see their Figure 16).

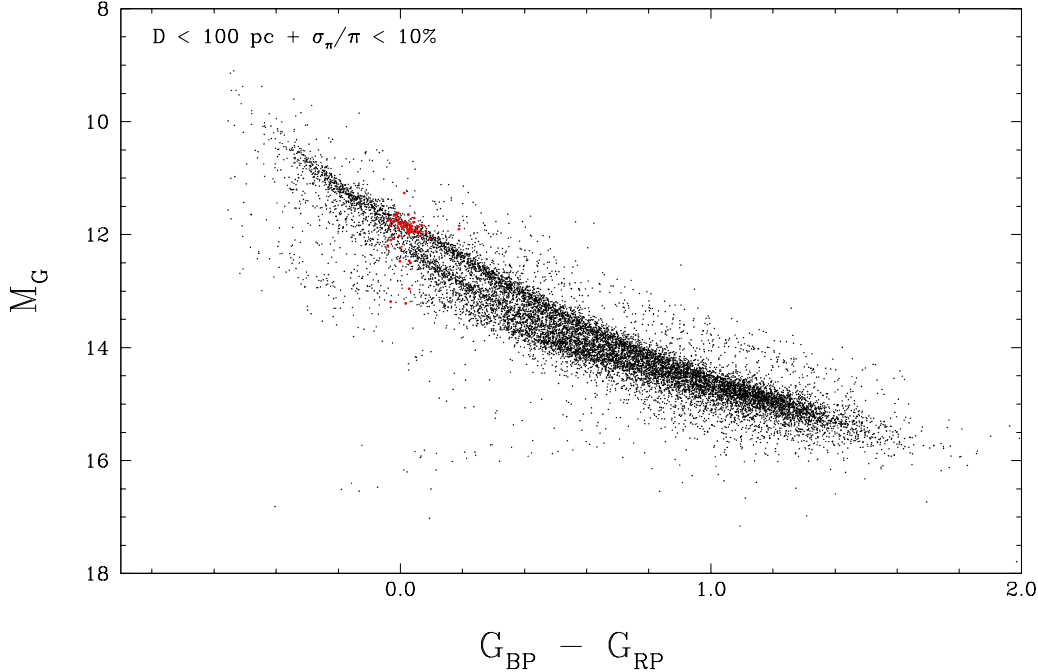
With the second *Gaia* data release, trigonometric parallaxes have become available for an unprecedented number of white dwarf stars, opening a whole new window of opportunity to identify new ZZ Ceti stars. Indeed, distances derived from such parallaxes are an



**Fig. 2.2.1.** Distribution of the ZZ Ceti stars (red) and photometrically constant white dwarfs (white) from Green et al. (2015) in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane. Here the spectroscopic parameters have been corrected for hydrodynamical 3D effects. The cross in the upper right corner represents the average uncertainties in both parameters. The empirical ZZ Ceti instability strip is indicated by the blue (hot edge) and red (cool edge) lines.

essential ingredient for precise measurements of their physical parameters using the so-called photometric approach. In this paper, we make use of the Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System (Pan-STARRS) photometry for the first time in the context of identifying new ZZ Ceti stars and constraining the empirical edges of the photometric ZZ Ceti instability strip. By combining *Gaia* astrometric data with this nearly all-sky photometric survey, at least in the northern hemisphere, we obtain one of the largest photometric samples of ZZ Ceti candidates yet. This combination of parallax and photometric data has been thoroughly investigated by Bergeron et al. (2019), who showed that physical parameters — namely  $T_{\text{eff}}$  and  $M$  — derived from spectroscopy and photometry reveal systematic offsets (see their Figure 4). We thus expect the empirical ZZ Ceti instability strip obtained from our photometric analysis to exhibit similar offsets with respect to spectroscopic determinations.

Our selection of ZZ Ceti candidates is first discussed in Section 2.3, while the high-speed photometric follow-up program for our selected ZZ Ceti candidates, as well as the data reduction procedure, are described in Section 2.4. Our results, including the discovery of 29 (and possibly 34) new ZZ Ceti stars and the discussion of the empirical photometric instability strip, are presented in Section 2.5. Our conclusions follow in Section 2.6.



**Fig. 2.3.1.** Color-magnitude diagram for *Gaia* white dwarfs and white dwarf candidates within 100 pc of the Sun with parallax measurements more precise than 10%. Our search for pulsating ZZ Ceti pulsators is based on this parallax- and color-selected sample containing 12,857 objects. Previously known ZZ Ceti stars are shown in red.

### 2.3. Candidate Selection

Our initial sample consists of all objects from the *Gaia* Data Release 2 (Gaia Collaboration et al. 2016, 2018b) within 100 parsecs of the Sun and parallax measurements more precise than 10%. This distance limit was chosen so that interstellar reddening could be neglected in our photometric analysis described below (Harris et al. 2006). To define our white dwarf candidate sample, we apply the selection criteria described in Section 2.1 of Gaia Collaboration et al. (2018a) excluding the limits on `flux_over_error` for  $G$ ,  $G_{BP}$ , and  $G_{RP}$  magnitudes. More specifically, we select objects with an absolute *Gaia* magnitude  $M_G > 9$  and color indices  $-0.6 \leq G_{BP} - G_{RP} \leq 2.0$ . Figure 2.3.1 shows the *Gaia* color-magnitude diagram for the 12,857 objects contained in this initial sample. We note that this selection of white dwarf candidates excludes the extremely low-mass (ELM) white dwarf pulsators, as they are located significantly above the white dwarf sequence in the *Gaia* color-magnitude diagram (Gaia Collaboration et al. 2019). However, all of the currently known ELM pulsators have distances of the order of kiloparsecs (Brown et al. 2011), and their number within 100 pc is expected to be extremely small.

We then cross-match this initial sample with the Pan-STARRS Data Release 1 catalog (Chambers et al. 2016) using the following algorithm. For each *Gaia* object, a first query

is made at the *Gaia* coordinates in a 5 arcsecond radius circle, and if only one object is found and has good quality flags, it is chosen as the cross-match. If no objects are found, we repeat the search with a query radius of 15 arcseconds. If multiple Pan-STARRS objects are found within this search radius, the *Gaia* object is looked up on the SIMBAD Astronomical Database (Wenger et al. 2000) for SDSS *ugriz* magnitudes (York et al. 2000). Since SDSS and Pan-STARRS *griz* filters are comparable, we use available SDSS photometry to select the Pan-STARRS object with the closest matching photometry, allowing a difference of up to 0.3 mag per filter. In the case where no Pan-STARRS objects meet this criteria, the cross-match fails. If no SDSS photometry is available, we use instead the  $G - r$  relationship described in Evans et al. (2018) to estimate a SDSS  $r$  magnitude and select the object with the closest Pan-STARRS  $r$  magnitude, up to a difference of 0.5 mag.

With the *Gaia* parallaxes and Pan-STARRS *grizy* photometry in hand, every object in our initial sample is fitted using the photometric technique described at length in Bergeron et al. (1997b), together with the pure hydrogen<sup>1</sup> and pure helium model atmospheres discussed in Bergeron et al. (2019) and references therein. As mentioned above, given the distance limit of our sample, interstellar reddening is neglected altogether. The fitted parameters are the effective temperature,  $T_{\text{eff}}$ , and the solid angle,  $\pi(R/D)^2$ , where  $R$  is the radius of the star and  $D$  its distance from Earth, derived from the trigonometric parallax measurement. The fitted stellar radii can be converted into surface gravity ( $\log g$ ) and stellar mass ( $M$ ) using evolutionary models<sup>2</sup> similar to those described in Fontaine et al. (2001) with (50/50) C/O-core compositions,  $q(\text{He}) \equiv M_{\text{He}}/M_{\star} = 10^{-2}$ , and  $q(\text{H}) = 10^{-4}$  or  $10^{-10}$  for the pure hydrogen and pure helium solutions, respectively. As discussed in the Introduction, 3D hydrodynamical corrections can be neglected in the context of photometric analyses (Tremblay et al. 2013b).

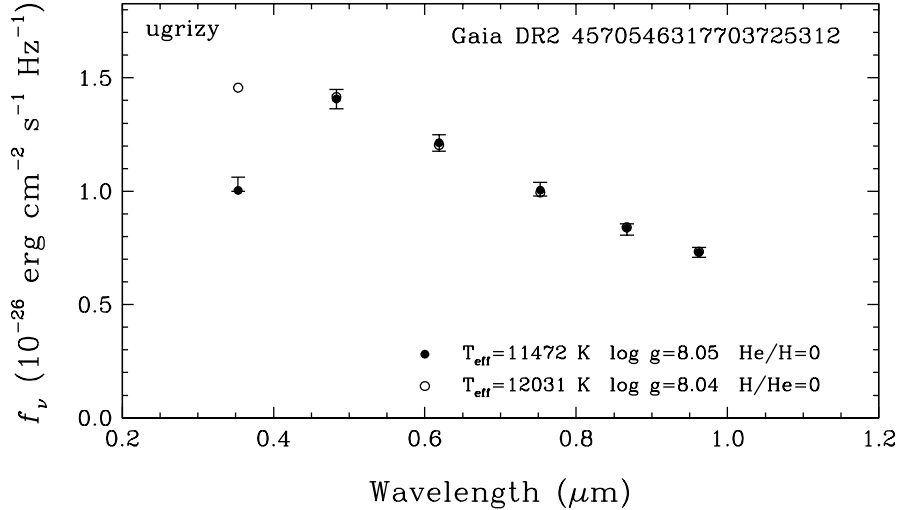
In Figure 2.3.2, we show a typical fit for one object in our sample using Pan-STARRS *grizy* photometry and the *Gaia* parallax measurement. As can be seen from this result, hydrogen- and helium-atmosphere white dwarfs can be difficult to distinguish based on Pan-STARRS *grizy* photometry alone, as their average flux distribution in the 0.4-1.0  $\mu\text{m}$  tends to be quite similar. To overcome this problem, we supplement our set of *grizy* photometry with  $u$ -band photometry, if available, taken from the SDSS or from the ongoing Canada-France Imaging Survey (CFIS) described in Ibata et al. (2017). The wavelength coverage of the  $u$  bandpass includes the Balmer jump, which is a very distinctive feature between hydrogen- and helium-atmosphere white dwarfs. Indeed, hydrogen-atmosphere white dwarfs have a significant drop in  $u$ -band flux, whereas their helium-atmosphere counterparts have a

---

<sup>1</sup>Worth mentioning in the present context, the pure hydrogen model atmospheres — calculated with the  $\text{ML2}/\alpha = 0.7$  version of the mixing-length theory — are identical to those used to determine the empirical ZZ Ceti strip based on spectroscopy displayed in Figure 2.2.1.

<sup>2</sup>See <http://www.astro.umontreal.ca/~bergeron/CoolingModels>.





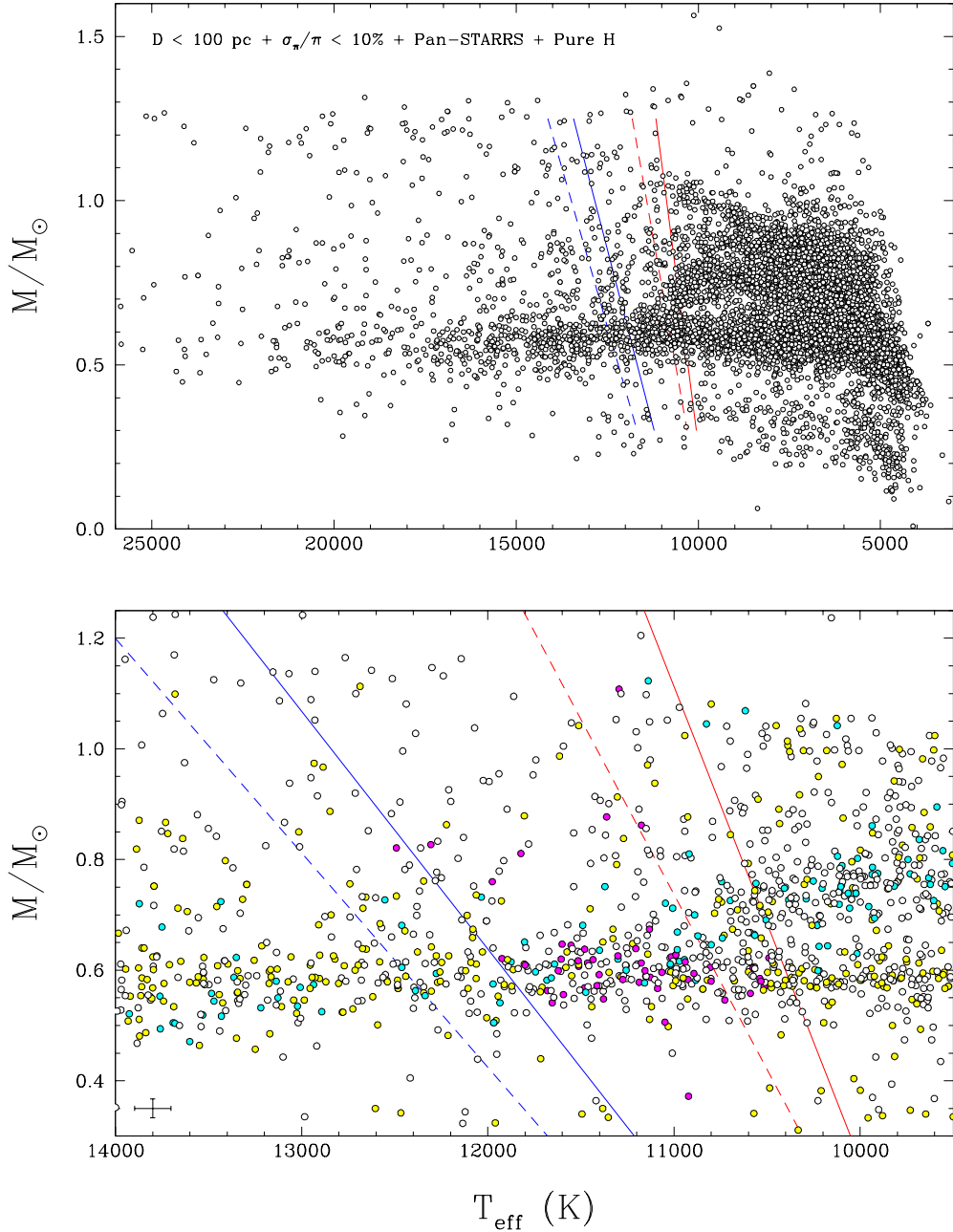
**Fig. 2.3.2.** Sample photometric fit to a ZZ Ceti white dwarf candidate using Pan-STARRS *grizy* and CFIS-*u* photometry (error bars), combined with the *Gaia* parallax measurement. Filled circles correspond to our best fit under the assumption of a pure hydrogen atmospheric composition, while the open circles assume a pure helium atmosphere. Note that the CFIS-*u* data point is not used in these fits and serves only to discriminate between the pure hydrogen and pure helium solutions (see text); the results clearly indicate that this object is a hydrogen-atmosphere white dwarf.

more continuous flux distribution. The *u* magnitude is not included in the fitting procedure but it is used instead in our analysis (see below) to discriminate between the pure hydrogen and pure helium solutions, as illustrated in Figure 2.3.2, where the drop in the *u*-flux caused by the Balmer jump is accurately reproduced by the pure hydrogen model.

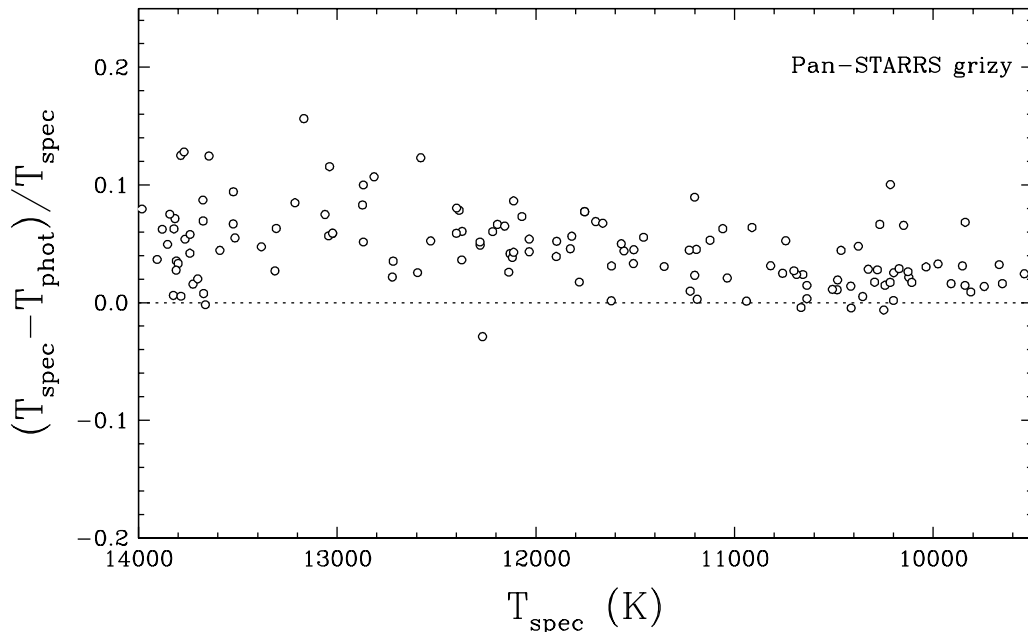
The photometric fits are also useful to identify non-white dwarfs objects when the measured parameters are unrealistic, in particular the stellar radius. However, it is also possible to obtain a bad fit if our photometric cross-match is erroneous, in which case we may miss white dwarf candidates in our initial sample. These two scenarios affected about 5% of the objects with a Pan-STARRS cross-match.

The stellar masses for all objects in our sample are displayed in Figure 2.3.3 as a function of effective temperature; here a pure hydrogen atmospheric composition is assumed for all objects. The upper panel shows the full  $M - T_{\text{eff}}$  distribution of our sample. As discussed in detail by Bergeron et al. (2019), the large masses observed below  $T_{\text{eff}} \sim 10,000$  K correspond to helium-atmosphere white dwarfs containing small traces of hydrogen (or carbon and other heavy elements), whose masses are overestimated when analyzed with pure hydrogen or even pure helium model atmospheres.

Of more interest in the present context is the range of effective temperature where ZZ Ceti white dwarfs are expected, displayed in the bottom panel of Figure 2.3.3. Also reproduced in both panels (dashed lines) is the location of the ZZ Ceti instability strip determined



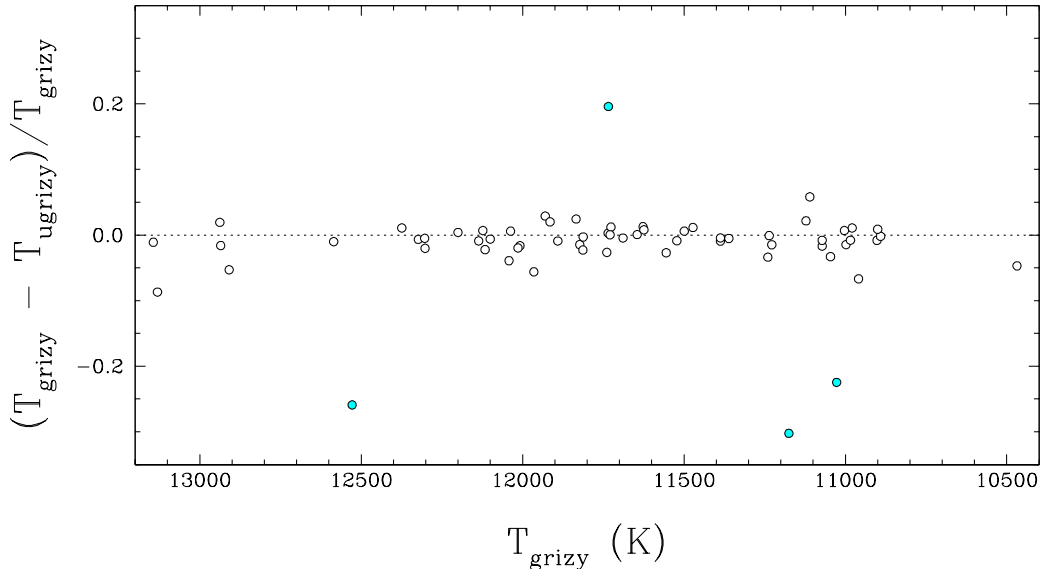
**Fig. 2.3.3.** Top: Distribution of the objects in our sample in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane, measured using the photometric technique assuming pure hydrogen atmospheres. The spectroscopic (dashed lines) and photometric (solid lines) empirical ZZ Ceti instability strips are indicated by the blue (hot edge) and red (cool edge) lines. Bottom: Same as the top panel, but zoomed in on the instability strip; the cross in the lower left corner represents the average uncertainties in both parameters. Known ZZ Ceti (magenta), DA (yellow) and non-DA (cyan) white dwarfs are also identified.



**Fig. 2.3.4.** Differences between spectroscopic and photometric effective temperatures as a function of  $T_{\text{eff}}$  for DA stars in the region of interest, drawn from the sample of Gianninas et al. (2011), using photometric fits to the Pan-STARRS *grizy* data. The dotted line indicates equal temperatures.

empirically in Figure 2.2.1. In principle, this instability strip could be used to select our ZZ Ceti candidates for follow-up high-speed photometry. However, as demonstrated by Bergeron et al. (2019), photometric temperatures obtained from Pan-STARRS *grizy* photometry are significantly lower than spectroscopic temperatures. We reproduce in Figure 2.3.4 the results from Bergeron et al. (their Figure 4) but only for the range of temperature of interest. We can see that the temperature offset varies slightly as a function of  $T_{\text{eff}}$ , but that it is otherwise well defined on average. We thus use the results displayed in Figure 2.3.4 to apply a temperature correction to the spectroscopic instability strip to estimate the photometric boundaries of the strip, as indicated by solid lines in Figure 2.3.3. This is the region of the  $M - T_{\text{eff}}$  plane that will be used to define our sample of ZZ Ceti candidates.

Another concern is the omission of the *u*-band photometry to estimate our effective temperatures. Indeed, Bergeron et al. (2019, see their Figures 4 and 7) demonstrated that a much better agreement between photometric and spectroscopic temperatures could be achieved if the SDSS *u* magnitude was combined with the Pan-STARRS *grizy* photometry. To explore this effect, we compare in Figure 2.3.5 the difference between effective temperatures obtained by fitting Pan-STARRS *grizy* photometry alone and the values obtained by also including the *u* magnitude (SDSS or CFIS) for the list of objects in our sample. In this figure, different colors are used to distinguish hydrogen- and helium-atmosphere candidates. Our results indicate that for hydrogen-atmosphere white dwarfs in the range of temperature of interest



**Fig. 2.3.5.** Differences (in %) between photometric temperatures measured using only Pan-STARRS photometry ( $T_{\text{grizy}}$ ) and those obtained by also including SDSS or CFIS  $u$ -band photometry ( $T_{\text{ugrizy}}$ ). The dotted line indicates equal temperatures. White and cyan symbols correspond, respectively, to hydrogen- and helium-atmosphere candidates.

for our survey, the use of additional  $u$ -band photometry has little effect on the estimated photometric temperatures, with no systematic offset observed, and a standard deviation of only 1.2%.

The photometric instability strip displayed in the bottom panel of Figure 2.3.3 can now be used to define a region that contains 286 objects. From this list, we remove all known ZZ Ceti pulsators taken from the compilation of Córscico et al. (2019) and Bognár et al. (2019); these are indicated by magenta symbols in the bottom panel of Figure 2.3.3. Incidentally, the location of these known variables are perfectly well bracketed by our empirical photometric instability strip, giving us confidence in our overall procedure.

Known helium-atmosphere white dwarfs — cyan symbols in the bottom panel of Figure 2.3.3 — are also removed by comparing our list against the Montreal White Dwarf Database (MWDD, Dufour et al. 2017) and SIMBAD. Candidates with  $u$  magnitudes indicating a helium-rich atmosphere, through our fitting procedure mentioned above, are also removed. While in principle this procedure could be used to exclude all the remaining unidentified helium-atmosphere candidates,  $u$  magnitudes are only available for less than half of the objects in our sample, and thus many helium-atmosphere white dwarfs are likely to contaminate our list of ZZ Ceti candidates. The SDSS is the largest source of  $u$  magnitudes in our sample, but unfortunately, it does not cover as much sky as the *Gaia* survey. The CFIS

survey, currently under way<sup>3</sup>, should eventually provide  $u$ -band photometry for additional targets in our sample. While its sky coverage mostly overlaps with SDSS, the photometry will be approximately 3 magnitudes deeper than SDSS for a given measurement uncertainty (Ibata et al. 2017). The CFIS  $u$  magnitudes have been consistent with our model predictions so far, as displayed in Figure 2.3.2.

Finally, objects in the southern hemisphere ( $\delta < -10^\circ$ ) are also excluded from our target list due to the location of the Mont-Mégantic Observatory, where our high-speed photometric observations were secured. At the end, our final sample contains 169 ZZ Ceti candidates, out of which 65 are confirmed to be hydrogen-rich through  $u$ -band photometry.

## 2.4. Data Acquisition and Reduction

We obtained time series photometry using the PESTO camera on the 1.6 m telescope at the Mont-Mégantic Observatory (Québec). Our survey spanned over 68 nights from 2018 July to 2020 March, using a mix of classical and queue observing. We used a 10-second exposure time for most observations, occasionally increasing to 25 seconds for fainter objects. We initially used a  $g'$  filter<sup>4</sup> but eventually switched to using no filter to maximize the target flux and signal-to-noise ratio. For an exposure time of 10 seconds, we achieved a typical photometric precision of 2.6% for objects with *Gaia* magnitudes  $15.5 < G < 16.5$ , and 4.7% for objects between  $16.5 < G < 17.5$ . To optimize our telescope time, we thus focused on targets brighter than  $G = 17$ . Our journal of observations is presented in Table 2.4.1.

PESTO is a visible-light camera equipped with a  $1024 \times 1024$  pixels frame-transfer electron-multiplying (EM) CCD system from Nüvü Cameras. The pixel scale of  $0.466''$  offers a  $7.95' \times 7.95'$  field of view that allowed us to observe many neighboring objects simultaneously, providing a better selection of comparison stars for the data reduction. We operated the detector in conventional mode, i.e., not using electron multiplication. The frame-transfer operation of the CCD provides an observing efficiency near 100%. The camera is equipped with a time server based on Global Positioning System for accurate timing of each exposure.

Our initial observational strategy was to observe every candidate for one hour each, then, if pulsations were detected, to observe again for an additional 4 hours. However due to the often varying and unpredictable meteorological conditions at Mont-Mégantic, such 4 h-long observations were often disrupted and difficult to complete. Additionally, a single hour of initial observation was found to be inadequate to detect long-period pulsators, which are expected to have periods of up to 2000 seconds (Fontaine & Brassard 2008). Thus, about one year into the survey, we decided to fix all of our observations to 2 hours per candidate, aiming to maximize the quality of the data as well as the number of candidates observed. Also, due

<sup>3</sup>See [http://www.cfht.hawaii.edu/en/science/SAC/reports/SAC\\_report\\_November19.php](http://www.cfht.hawaii.edu/en/science/SAC/reports/SAC_report_November19.php).

<sup>4</sup>See [http://omm-astro.ca/obs/instruments\\_www/pesto\\_dir/](http://omm-astro.ca/obs/instruments_www/pesto_dir/).

**Table 2.4.1.** Journal of Observations

Date at start (UT)	Gaia Source ID	Alternate Name	No. of Images	Exp. (s)	Filter
2020-03-15 23:43:00	3169486960220617088	-	700	10	None
2020-03-16 08:10:55	1317275544951049472	-	717	10	None
2020-02-15 06:48:28	3626525219143701120	-	721	10	None
2020-01-31 07:10:47	642549544391197440	-	721	10	None
2020-01-31 09:19:31	1587611884756030720	-	721	10	None
2020-01-25 08:28:33	1456920737222542208	-	721	10	None
2020-01-25 06:22:15	836410319296579712	-	721	10	None
2019-11-24 02:38:19	3249740657527506048	GD 47	803	10	None
2019-11-17 06:53:55	63054590968017408	-	780	10	None
2019-11-17 09:11:16	283096760659311744	SDSS J053345.32+605750.3	667	10	None
2019-10-22 00:14:38	2766498012855959424	-	721	10	None
2019-10-20 07:50:29	3458597083113101952	-	721	10	None
2019-10-19 23:25:10	4250461749665556224	-	721	10	None
2019-10-20 01:31:38	2826770319713589888	-	721	10	None
2019-10-14 07:49:56	322490897768888064	-	878	10	None
2019-10-09 05:45:12	302143768088623488	-	721	10	None
2019-10-08 23:12:52	2177744858009335552	-	721	10	None
2019-10-09 03:33:55	2844933221011789952	-	721	10	None
2019-10-09 07:51:47	258439731372229120	-	721	10	None
2019-10-06 04:15:49	192275966334956672	-	721	10	None
2019-10-06 06:25:15	462506821746606464	-	721	10	None
2019-10-05 23:05:55	2155960371551164416	-	721	10	None
2019-10-05 02:38:08	1998740551069600128	-	721	10	None
2019-10-04 23:58:34	2083300584444566016	-	902	10	None
2019-10-05 04:42:33	377231345590861824	-	721	10	None
2019-09-30 03:50:27	2746936704565640064	-	742	10	None
2019-09-30 01:39:57	2811321837744375936	KUV 23162+1220	717	10	None
2019-09-20 04:33:43	387724053774415104	-	551	15	None
2019-09-20 01:52:23	2083661675243196544	-	551	15	None
2019-09-19 23:46:41	1599685347062685184	-	551	12.5	None
2019-09-19 02:41:07	2159171323461157120	-	551	20	None
2019-09-13 03:59:20	135715232773818368	-	551	12.5	None
2019-09-06 02:05:58	1631796309274519040	-	600	13	None
2019-08-26 00:34:30	4555079659441944960	-	551	15	None
2019-08-26 02:57:38	1842670231320998016	-	551	10	None
2019-08-24 00:53:59	2263690864438162944	WD 1951+717	551	15	None
2019-08-06 01:17:31	4454017257893306496	HS 1614+1136	604	15	None
2019-08-06 03:58:34	2086392484163910656	-	600	12.5	None
2019-08-05 07:12:28	1998740551069600128	-	560	10	None

*Continued on next page*

Table 2.4.1 – *Continued from previous page*

Date at start (UT)	Gaia Source ID	Alternate Name	No. of Images	Exp. (s)	Filter
2019-08-03 05:20:47	1793328410074430464	-	537	22	None
2019-08-02 01:48:56	1631796309274519040	-	551	16	None
2019-07-28 06:53:23	1884925429543282048	WD 2304+281	256	25	None
2019-07-27 06:43:57	302143768088623488	-	451	15	None
2019-07-27 01:20:57	4555079659441944960	-	720	15	None
2019-07-27 04:32:36	2263690864438162944	WD 1951+717	721	10	None
2019-07-10 01:38:58	2055661546498684416	-	716	10	None
2019-07-10 03:39:55	1793328410074430464	-	716	10	None
2019-07-10 05:42:38	1913174219724912128	-	756	10	None
2019-07-08 01:30:48	4447022061837071744	HS 1641+1124	809	10	$g'$
2019-07-03 01:38:29	2159171323461157120	-	787	10	None
2019-07-03 04:02:39	2086392484163910656	-	729	10	None
2019-07-03 06:08:16	2263690864438162944	WD 1951+717	711	10	None
2019-06-25 06:45:20	4337833650892408448	-	769	10	None
2019-06-25 10:01:45	4217910669267424512	-	794	10	None
2019-06-24 10:19:39	4498531123585093120	-	750	10	None
2019-06-23 10:12:08	4491980748701631616	-	758	10	None
2019-06-18 07:07:21	1543370904111505408	WD 1241+483	743	10	$g'$
2019-06-12 10:14:50	2265100885021724032	-	296	10	$g'$
2019-06-12 11:16:24	2263690864438162944	WD 1951+717	304	10	$g'$
2019-06-12 08:08:27	2083661675243196544	-	273	10	$g'$
2019-05-28 09:40:15	4337833650892408448	-	298	10	$g'$
2019-05-28 10:43:04	4336571785203401472	-	299	10	$g'$
2019-05-28 11:45:06	4498531123585093120	-	304	10	$g'$
2019-04-05 00:36:20	672816969200760064	-	1464	5	$g'$
2019-04-05 03:17:39	1042926292644833024	-	357	10	$g'$
2019-04-02 05:41:07	4570546317703725312	-	1438	10	$g'$
2019-03-30 07:31:02	4349734833473621248	-	372	10	$g'$
2019-03-28 05:36:35	4454017257893306496	HS 1614+1136	447	10	$g'$
2019-03-28 07:14:46	1304081783374935680	-	448	10	$g'$
2019-03-28 08:18:40	4555079659441944960	-	459	10	$g'$
2019-03-24 02:30:22	1042926292644833024	-	779	10	$g'$
2019-03-24 07:32:59	4555079659441944960	-	892	10	$g'$
2019-03-18 23:38:39	53716846734195328	-	864	10	$g'$
2019-03-19 05:41:01	3719371829283488768	-	731	10	$g'$
2019-03-13 01:34:39	1042926292644833024	-	425	10	$g'$
2019-03-01 23:14:43	377231139432432384	-	357	10	$g'$
2019-03-02 04:33:50	672816969200760064	-	350	10	$g'$
2019-03-02 02:26:12	3080844435869554176	-	374	10	$g'$
2019-03-02 03:30:07	3150770626615542784	-	370	10	$g'$

*Continued on next page*

Table 2.4.1 – *Continued from previous page*

Date at start (UT)	Gaia Source ID	Alternate Name	No. of Images	Exp. (s)	Filter
2019-03-02 06:38:26	3937174946624964224	-	366	10	$g'$
2019-03-02 07:40:43	3719371829283488768	-	357	10	$g'$
2019-03-02 08:50:12	4454017257893306496	HS 1614+1136	331	10	$g'$
2019-02-28 23:41:44	3400048535611299456	-	1441	10	$g'$
2019-02-28 01:25:33	1682022481467013504	-	361	10	$g'$
2019-02-28 07:20:00	1456920737222542208	-	361	10	$g'$
2019-02-28 08:27:13	1316268323580640256	-	361	10	$g'$
2019-02-28 09:35:35	1304274094830734720	-	361	10	$g'$
2019-02-23 23:21:29	412839403319209600	-	361	10	$g'$
2019-02-23 06:19:59	1543370904111505408	WD 1241+483	361	10	$g'$
2019-02-23 08:47:24	1566530913957066240	-	361	10	$g'$
2019-02-19 23:06:41	377231139432432384	-	377	10	$g'$
2019-02-20 00:29:36	3400048535611299456	-	1444	10	$g'$
2019-02-17 23:48:16	436085007572835072	-	402	10	$g'$
2019-02-11 02:52:09	647899806626643200	-	361	10	$g'$
2019-01-27 01:42:12	3181589319065856384	-	361	10	$g'$
2019-01-27 02:54:23	3439162768415866112	-	361	10	$g'$
2019-01-27 04:01:17	945007674022721280	-	361	10	$g'$
2019-01-27 05:07:52	1087442842689746048	WD 0712+623	361	10	$g'$
2019-01-14 05:14:56	184735992329821312	-	361	10	$g'$
2019-01-14 06:19:11	3456777730670779776	-	361	10	$g'$
2019-01-14 08:28:49	111481397776610944	-	361	10	$g'$
2019-01-14 09:58:20	791138993175412480	WD 1154+514	261	10	$g'$
2018-12-13 10:01:58	983538336734107392	-	450	10	$g'$
2018-11-12 06:43:21	3447991090873280000	-	365	10	$g'$
2018-11-12 07:55:02	3400048535611299456	-	368	10	$g'$
2018-09-24 23:23:15	1897597369775277568	-	1481	10	$g'$
2018-09-23 00:54:58	1884925429543282048	WD 2304+281	384	10	$g'$
2018-09-23 02:07:19	1998740551069600128	-	361	10	$g'$
2018-09-15 05:37:38	2778812676229535616	-	365	10	$g'$
2018-09-15 04:06:47	387724053774415104	-	364	10	$g'$
2018-09-15 06:53:36	415684119076509056	-	464	10	$g'$
2018-09-10 00:01:22	4570546317703725312	-	361	10	$g'$
2018-09-10 02:29:11	1897597369775277568	-	361	10	$g'$
2018-09-10 01:13:18	1835056216381670272	-	361	10	$g'$
2018-08-25 07:50:24	2647884790098989568	-	472	10	$g'$
2018-08-24 00:39:53	2114811453822316160	-	1627	10	$g'$
2018-08-21 07:25:21	2826770319713589888	-	589	10	$g'$
2018-08-20 07:43:31	2844933221011789952	-	199	10	$g'$
2018-08-20 06:44:37	1913174219724912128	-	322	10	$g'$

*Continued on next page*



Table 2.4.1 – *Continued from previous page*

Date at start (UT)	Gaia Source ID	Alternate Name	No. of Images	Exp. (s)	Filter
2018-08-19 01:44:57	4281190419601308672	-	364	10	$g'$
2018-08-19 02:48:21	4321498378443922816	-	252	10	$g'$
2018-08-17 03:58:48	2055661546498684416	-	368	10	$g'$
2018-08-01 02:23:07	2240031951187372928	-	341	10	$g'$
2018-07-31 01:33:09	1631796309274519040	-	363	10	$g'$
2018-07-31 06:55:15	1995097319287822080	-	286	10	$g'$
2018-07-31 05:47:10	2083300584444566016	-	296	10	$g'$
2018-07-30 03:50:55	2114811453822316160	-	356	10	$g'$
2018-07-30 01:35:26	2159171323461157120	-	354	10	$g'$

to variable meteorological conditions, light curve segments were sometimes removed, causing the data to be unevenly-spaced.

We reduced the data using custom Python scripts and following standard procedures. The raw data frames were first bias and dark subtracted and flat-field corrected. Then, for each calibrated frame, we used the `Astropy` (Astropy Collaboration et al. 2013) and `Photutils` (Bradley et al. 2019) Python packages to perform circular aperture photometry to extract the sky-subtracted flux of the target and a number of neighboring stars. For a typical point spread function (PSF) of 5.3 pixels FWHM, we used an aperture radius of 6 pixels and a sky annulus inner and outer radius of 18 and 23 pixels, respectively. The resulting light curves were then normalized to their median value. To correct for atmospheric and instrumental effects, we divided the target light curve by the median light curve of two or more comparison stars, prioritizing those with similar magnitudes and colors. We also verified that the comparison stars were photometrically constant by looking at their own calibrated light curve. After this first calibration, the light curves were airmass detrended using a second or third order polynomial, and the previous calibration process was repeated once. Finally, we computed a Lomb-Scargle periodogram of the candidate light curve using the custom implementation of Townsend (2010) for unevenly-spaced data.

## 2.5. Results

### 2.5.1. New Variables and Non-variables

High-speed photometric observations were secured for 66 ZZ Ceti candidates, out of which 29 were clearly variable, 5 showed possible weak periodic signals (see below), and 32 were not observed to vary (NOV). We also observed 19 additional objects located above the hot edge of the photometric instability strip, which were part of our prior selection of candidates

based on the spectroscopic instability strip from Green et al. (2015). Although none of these turned out to be variable, they remain valuable objects to determine the exact location of the blue edge of the strip.

The new ZZ Ceti white dwarfs and possible pulsators are presented in Table 2.5.1 along with the WD ID<sup>5</sup>, *Gaia* ID, right ascension, declination, effective temperature, stellar mass, *Gaia* *G* magnitude, and SDSS or CFIS *u* magnitude, when available; the possible pulsators are denoted with a colon at the end of the WD ID. Note that the *u*-band photometry is included in the photometric fits used to measure the physical parameters given here, and in every result discussed henceforth. Also reported in Table 2.5.1 are the dominant periods and amplitudes, which will be discussed later in Section 2.5.4.

Light curves for every new ZZ Ceti star and possible pulsator in our sample are presented in Figure 2.5.1. A quick examination of these results reveal a rich variety of short- and long-period pulsators. In general, the large-period variables tend to have the largest amplitudes, but this is not always the case (see, e.g., J1058+5132). We also find triangular-shaped pulsations, indicative of the presence of harmonics, as well as a few cases of beats, which reveal the presence of closely-spaced oscillation modes. The variability of most objects displayed in Figure 2.5.1 can be clearly assessed based on the light curves alone, but some require a more quantitative inspection. To this end, the Lomb-Scargle periodograms are shown next to each light curve in Figure 2.5.1, covering a frequency spectrum ranging from 0.01 mHz up to 10 mHz. The region covering 10 mHz up to the Nyquist frequency (50 mHz for a 10 s sampling time) is always consistent with noise and is therefore not shown.

The light curves and Lomb-Scargle periodograms for possible pulsators — identified with a colon in Table 2.5.1 and in Figure 2.5.1 — mostly correspond to hot variables, which are expected to show shorter periods and smaller amplitudes, thus making their variability more difficult to detect. Some of these signals might be buried by the noise of sub-optimal observing conditions, while some might simply be near or below our observational limits. We further discuss our possible pulsators in Section 2.5.4.

The difference in quality between filtered and unfiltered light curves can be appreciated by comparing J0302+4800 and J0551+4135 in Figure 2.5.1. Both have similar *Gaia* magnitudes and seeing —  $G \sim 16.33$  and  $16.37$ , FWHM  $\sim 5.8$  and  $6.0$ , respectively — but the first has been observed with the  $g'$  filter, while the latter has been observed in white light. The pulsations for the object observed in white light are much more obvious, even though it is a shorter-period and smaller-amplitude pulsator than the object observed with a filter.

---

<sup>5</sup>The WD ID numbers JXXXX+YYYY assigned here are based on the *Gaia* J2015.5 coordinates.

**Table 2.5.1.** New ZZ Ceti White Dwarfs and Possible Pulsators Properties

WD	Gaia DR2 Source	R.A. (J2015.5)	Dec. (J2015.5)	Period (s)	Amplitude (%)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$G$	$u$
J0139+2900:	302143768088623488	01:39:14	+29:00:57	143	0.2	11625 ± 76	0.686 ± 0.008	16.4	16.7 a
J0302+4800	436085007572835072	03:02:11	+48:00:13	369	8.0	11551 ± 60	0.614 ± 0.006	16.3	-
J0324+6020	462506821746606464	03:24:38	+60:20:55	901	1.4	10826 ± 76	0.611 ± 0.008	16.1	-
J0433+4850	258439731372229120	04:33:51	+48:50:39	585	4.5	10952 ± 121	0.57 ± 0.009	15.9	-
J0448-1053	3181589319065856384	04:48:32	-10:53:50	524	14.7	11993 ± 108	0.941 ± 0.006	16.3	-
J0451-0333	3224908977688888064	04:51:32	-03:33:08	901	22.4	10927 ± 79	0.598 ± 0.008	16.1	16.5 a
J0546+2055	3400048535611299456	05:46:02	+20:55:58	196	0.8	11632 ± 62	0.571 ± 0.008	16.4	16.8 a
J0551+4135	192275966334956672	05:51:34	+41:35:31	826	0.4	12513 ± 117	1.127 ± 0.005	16.4	-
J0557+4034	3458597083113101952	05:57:17	+40:34:36	256	0.3	11593 ± 144	0.537 ± 0.012	16.4	-
J0723+1617	3169486960220617088	07:23:00	+16:17:04	498	10.5	11448 ± 104	0.793 ± 0.008	15.1	-
J0737+5215:	983538336734107392	07:37:19	+52:15:06	256	0.5	11544 ± 105	0.576 ± 0.010	16.7	-
J0856+6206	1042926292644833024	08:56:19	+62:06:32	433	5.9	11855 ± 72	0.959 ± 0.007	17.0	17.2 a
J0938+2758	647899806626643200	09:38:07	+27:58:20	553	14.2	11419 ± 104	0.815 ± 0.015	17.1	17.4 a
J1004+2438	642549544391197440	10:04:12	+24:38:48	763	5.6	10919 ± 66	0.589 ± 0.010	16.5	16.9 a
J1058+5132	836410319296579712	10:58:38	+51:32:36	901	1.0	10819 ± 58	0.569 ± 0.011	16.5	16.9 a
J1207+6855:	1682022481467013504	12:07:46	+68:55:55	103	0.8	12255 ± 96	0.761 ± 0.007	16.8	17.1 a
J1250-1042:	3626525219143701120	12:50:27	-10:42:39	256	0.5	11257 ± 59	0.529 ± 0.010	16.5	-
J1314+1732	3937174946624964224	13:14:26	+17:32:08	256	11.9	11505 ± 109	0.592 ± 0.009	16.3	16.7 a
J1352+3012	1456920737222542208	13:52:11	+30:12:34	196	0.7	11585 ± 47	0.629 ± 0.006	16.1	16.4 a
J1509+4546	1587611884756030720	15:09:45	+45:46:25	826	4.9	11180 ± 71	0.639 ± 0.007	16.5	16.8 a
J1718+2524	4570546317703725312	17:18:40	+25:24:31	709	35.6	11351 ± 98	0.628 ± 0.008	16.1	16.5 a
J1730+1052	4491980748701631616	17:30:42	+10:52:45	258	3.0	11373 ± 127	0.572 ± 0.009	16.2	-

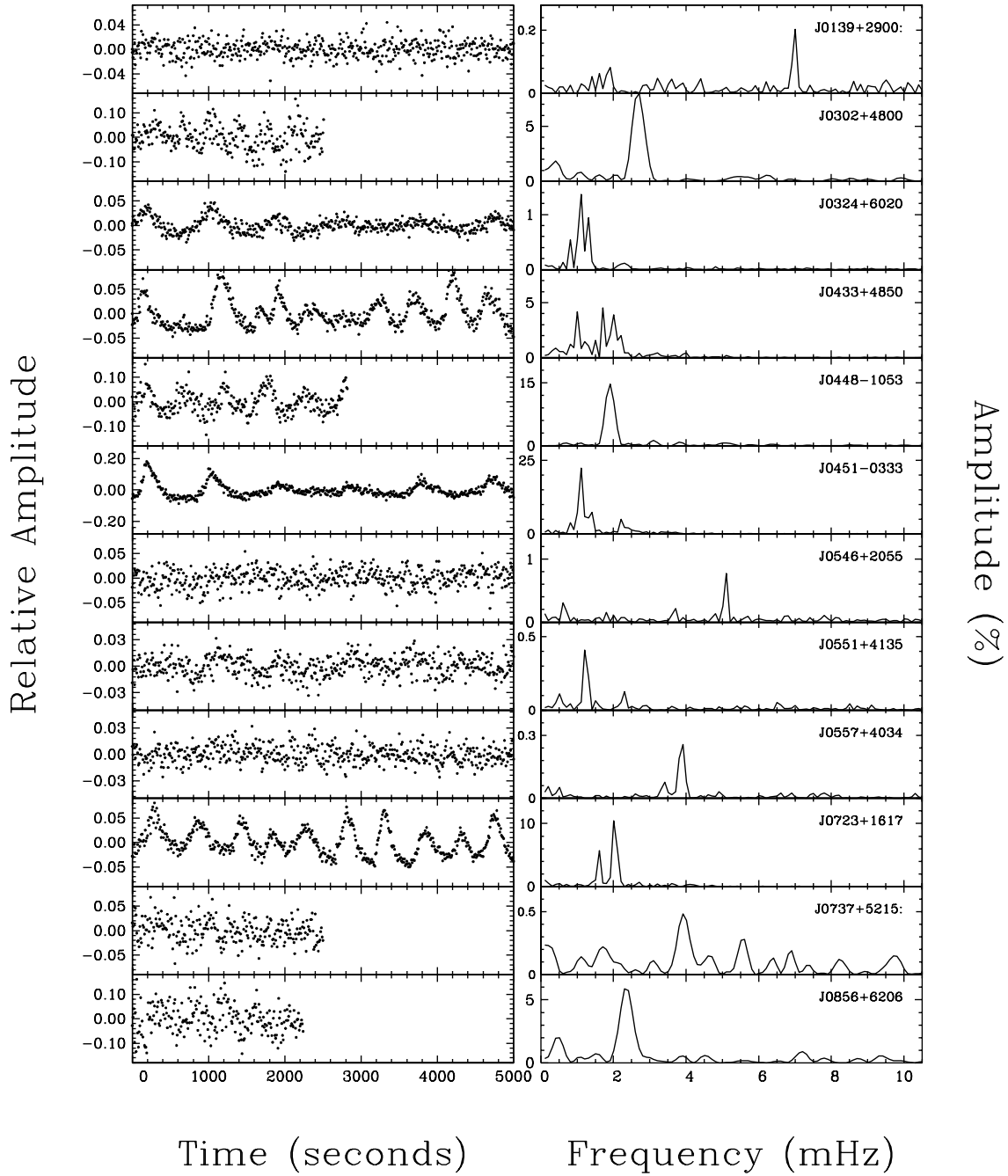
*Continued on next page*

Table 2.5.1 – *Continued from previous page*

WD	Gaia DR2 Source	R.A. (J2015.5)	Dec. (J2015.5)	Period (s)	Amplitude (%)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$G$	$u$
J1812+4321	2114811453822316160	18:12:22	+43:21:08	356	2.5	12448 ± 103	0.917 ± 0.006	16.3	16.4 a
J1813+6220	2159171323461157120	18:13:57	+62:20:10	369	1.1	11539 ± 140	0.848 ± 0.013	17.3	-
J1903+6035	2155960371551164416	19:03:19	+60:35:53	709	8.8	10858 ± 63	0.624 ± 0.006	15.0	-
J1928+6105	2240031951187372928	19:28:53	+61:05:48	302	7.6	11253 ± 126	0.585 ± 0.009	16.4	-
J2013+3413	2055661546498684416	20:13:43	+34:13:56	552	4.6	11440 ± 118	0.854 ± 0.009	15.7	-
J2013+0709	4250461749665556224	20:13:53	+07:09:45	204	3.0	11645 ± 84	0.656 ± 0.009	16.5	16.8 a
J2023-0620	4217910669267424512	20:23:18	-06:20:15	503	7.7	11081 ± 94	0.606 ± 0.011	16.7	-
J2150+3035	1897597369775277568	21:50:40	+30:35:37	332	1.6	11429 ± 79	0.562 ± 0.007	16.0	-
J2319+2728	2844933221011789952	23:19:36	+27:28:58	277	1.4	10463 ± 92	0.505 ± 0.012	16.3	16.8 a
J2322+3605	1913174219724912128	23:22:15	+36:05:44	356	3.9	11265 ± 39	0.585 ± 0.006	16.3	16.6 b
J2346+2200	2826770319713589888	23:46:33	+22:00:43	1099	0.2	11078 ± 72	0.541 ± 0.009	16.5	16.8 a
J2356+1143:	2766498012855959424	23:56:37	+11:43:35	256	0.5	11745 ± 80	0.665 ± 0.008	16.4	16.7 a

<sup>a</sup> SDSS photometry.

<sup>b</sup> CFIS photometry.



**Fig. 2.5.1.** Light curves and Lomb-Scargle periodograms for the newly discovered ZZ Ceti white dwarfs and possible pulsators. The periodogram amplitude is expressed in terms of the percentage variations about the mean brightness of the star.

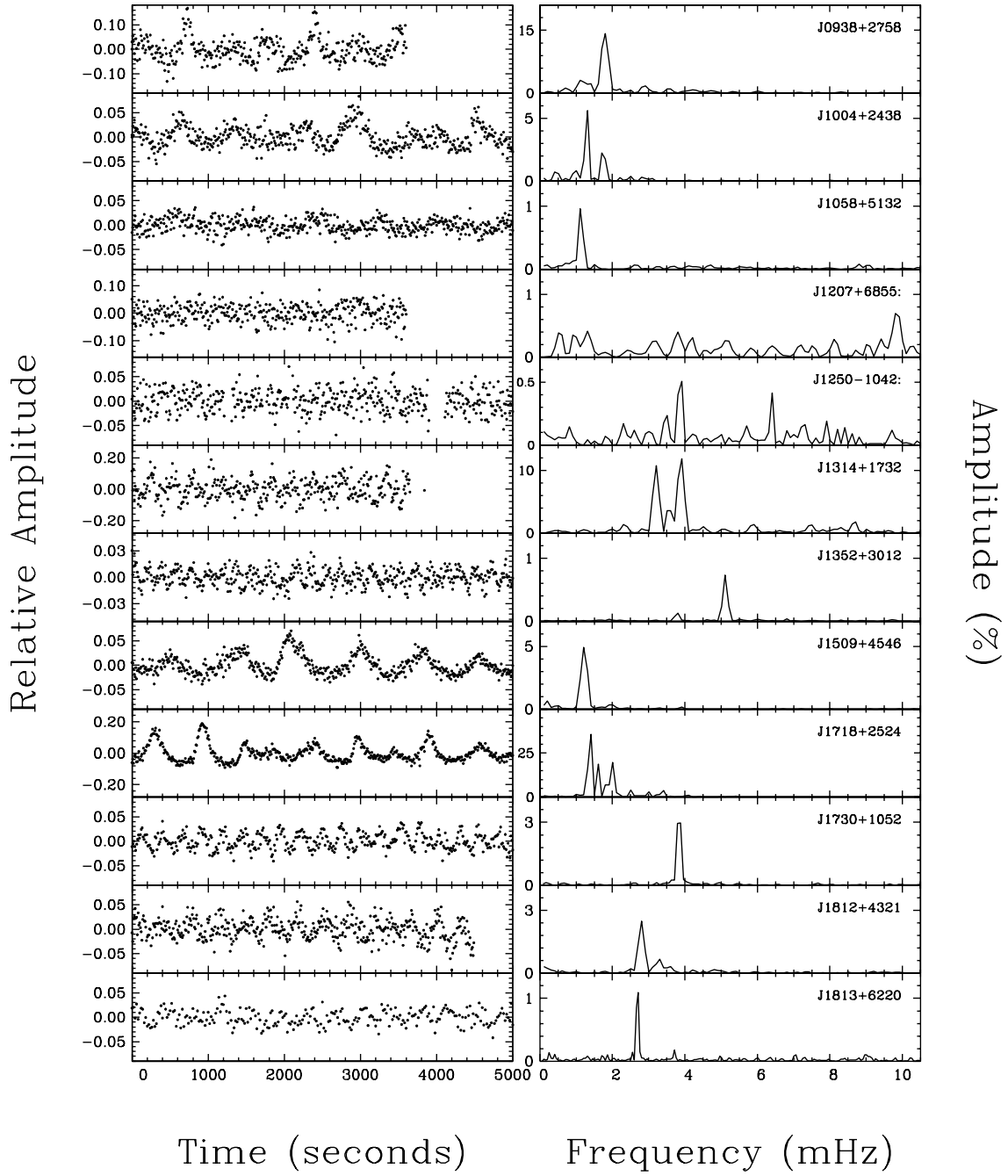


Fig. 2.5.1. (Continued)

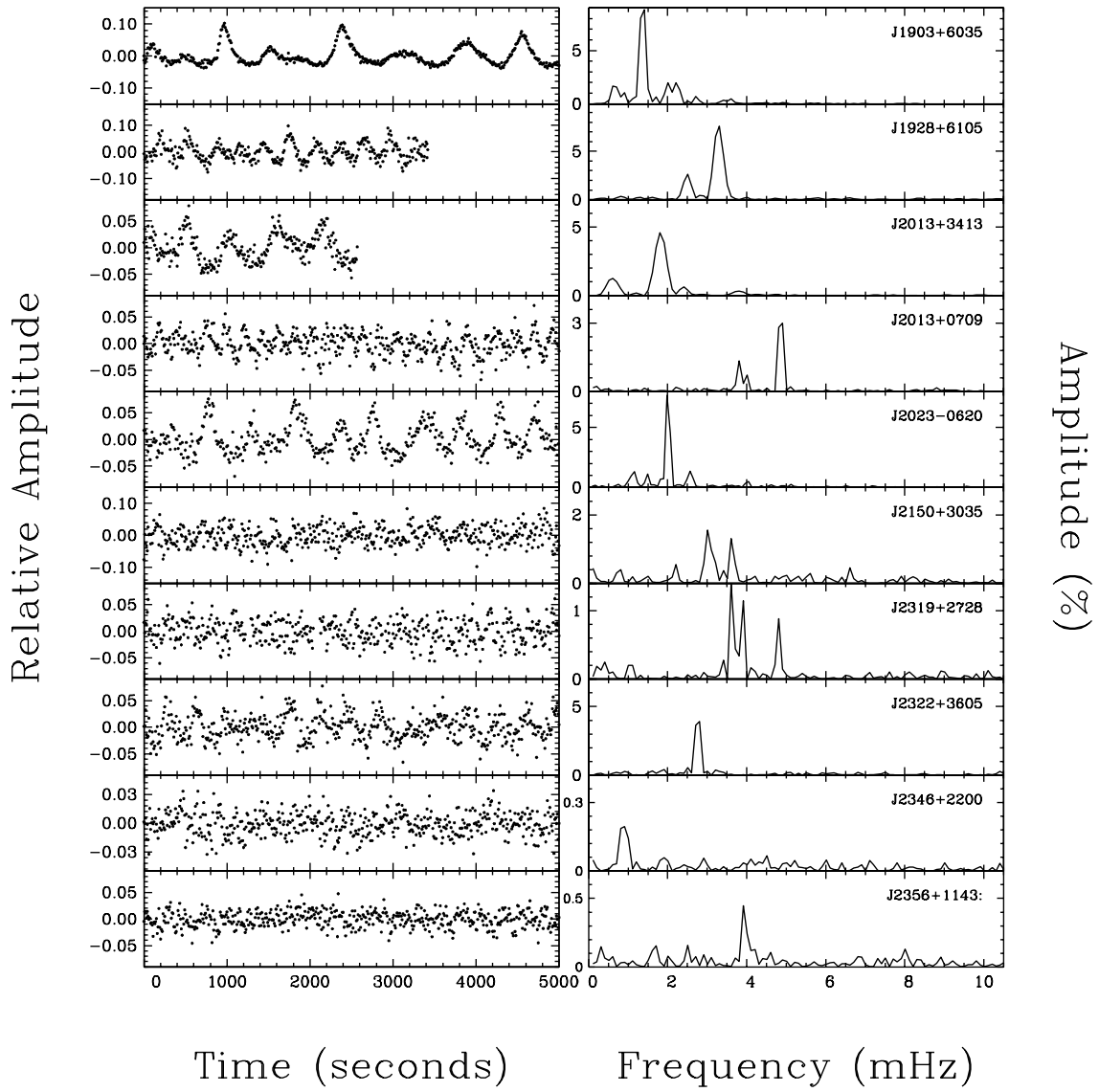


Fig. 2.5.1. (Continued)

Table 2.5.2. NOV Candidate Properties

WD	Gaia DR2 Source	R.A. (J2015.5)	Dec. (J2015.5)	Phot. Strip	$T_{\text{eff}}$ (K)	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$G$	$u$	Precision (%)
J0031+1239	2778812676229535616	00:31:51	+12:39:45	No	12005 ± 91	0.577 ± 0.008	16.4	16.7 a	1.8
J0036+4356	387724053774415104	00:36:20	+43:56:55	Yes	11480 ± 54	0.591 ± 0.009	16.7	-	1.5
J0037+5118	415684119076509056	00:37:15	+51:18:44	No	12421 ± 113	0.790 ± 0.011	17.0	-	1.8
J0056+4410	377231345590861824	00:56:56	+44:10:29	Yes	11004 ± 66	0.655 ± 0.008	16.4	16.7 a	1.5
J0056+4410	377231139432432384	00:56:57	+44:10:18	Yes	11798 ± 75	0.568 ± 0.006	16.0	16.3 a	1.6
J0135+5722	412839403319209600	01:35:17	+57:22:47	Yes	12576 ± 89	1.156 ± 0.004	16.7	16.8 a	7.8
J0307+3157	135715232773818368	03:07:41	+31:57:34	Yes	11560 ± 51	0.587 ± 0.009	16.4	16.8 b	1.8
J0341-0322	3249740657527506048	03:41:54	-03:22:38	Yes	11804 ± 92	0.611 ± 0.006	15.3	-	0.9
J0345+1940	63054590968017408	03:45:12	+19:40:24	No	12367 ± 82	0.743 ± 0.004	14.2	-	0.7
J0408+2323	53716846734195328	04:08:03	+23:23:42	Yes	12071 ± 110	1.038 ± 0.012	17.3	-	5.6
J0501+3323	184735992329821312	05:01:42	+33:23:44	No	12107 ± 90	0.633 ± 0.008	16.1	-	1.4
J0533+6057	283096760659311744	05:33:45	+60:57:49	Yes	11468 ± 61	0.585 ± 0.006	15.8	16.1 a	1.4
J0538+3212	3447991090873280000	05:38:58	+32:12:28	Yes	12457 ± 154	0.996 ± 0.012	17.5	-	5.1
J0601+3726	345677730670779776	06:01:58	+37:26:00	No	12712 ± 82	0.920 ± 0.006	16.7	-	2.0
J0626+3213	3439162768415866112	06:26:13	+32:13:11	Yes	11660 ± 94	0.563 ± 0.007	16.2	-	2.5
J0634+3848	945007674022721280	06:34:16	+38:48:55	Yes	12210 ± 106	0.926 ± 0.008	15.8	-	2.3
J0657+7341	111481397776610944	06:57:11	+73:41:44	Yes	12625 ± 118	1.142 ± 0.008	17.7	-	3.9
J0717+6214	1087442842689746048	07:17:07	+62:14:07	Yes	11222 ± 67	0.648 ± 0.007	15.8	-	3.8
J0739+2008	672816969200760064	07:39:19	+20:08:29	No	12283 ± 145	0.710 ± 0.009	16.0	16.2 a	2.8
J0748-0323	3080844435869554176	07:48:41	-03:23:34	Yes	11391 ± 29	0.611 ± 0.004	15.7	-	1.3
J0751+1120	3150770626615542784	07:51:41	+11:20:29	Yes	11728 ± 58	0.558 ± 0.007	16.4	16.8 a	2.6
J1157+5110	791138993175412480	11:57:22	+51:10:13	No	12075 ± 121	0.597 ± 0.008	16.3	16.7 a	2.3
J1243+4805	1543370904111505408	12:43:41	+48:05:34	Yes	12716 ± 91	0.966 ± 0.006	17.0	17.2 a	4.0
J1308+5754	1566530913957066240	13:08:48	+57:54:37	Yes	11622 ± 83	0.704 ± 0.010	16.8	17.2 a	4.3
J1322+0757	3719371829283488768	13:22:47	+07:57:29	No	12460 ± 67	0.702 ± 0.008	16.4	16.7 a	3.4
J1557-0701	4349734833473621248	15:57:26	-07:01:21	Yes	11792 ± 72	0.607 ± 0.006	16.1	-	2.7
J1559+2635	1316268323580640256	15:59:55	+26:35:19	No	12266 ± 114	0.706 ± 0.007	16.3	16.6 a	2.6
J1607+2933	1317275544951049472	16:07:24	+29:33:23	Yes	10897 ± 38	0.685 ± 0.004	15.6	16.0 a	0.8
J1617+1129	4454017257893306496	16:17:09	+11:29:01	Yes	11696 ± 64	0.711 ± 0.007	16.5	16.8 a	0.9

*Continued on next page*



Table 2.5.2 – *Continued from previous page*

WD	Gaia DR2 Source	R.A. (J2015.5)	Dec. (J2015.5)	Phot. Strip	$T_{\text{eff}}$ (K)	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$G$	$u$	Precision (%)
J1626+2533	1304081783374935680	16:26:59	+25:33:27	No	13313 ± 203	1.143 ± 0.007	17.6	17.7 a	5.8
J1643–0953	4337833650892408448	16:43:15	–09:53:05	Yes	11443 ± 81	0.477 ± 0.008	16.5	-	1.7
J1643+6328	1631796309274519040	16:43:50	+63:28:29	Yes	12380 ± 121	0.838 ± 0.008	17.0	17.2 a	1.2
J1643+1118	4447022061837071744	16:43:54	+11:18:49	No	12302 ± 156	0.646 ± 0.009	16.5	16.7 a	2.4
J1706–0837	4336571785203401472	17:06:18	–08:37:52	Yes	12143 ± 249	1.163 ± 0.011	17.4	-	4.2
J1728+2053	4555079659441944960	17:28:45	+20:53:40	No	12017 ± 38	0.621 ± 0.007	16.7	17.0 b	1.0
J1805+1536	4498531123585093120	18:05:43	+15:36:40	Yes	11342 ± 85	0.581 ± 0.010	16.7	-	1.2
J1854+0411	4281190419601308672	18:54:50	+04:11:26	Yes	12472 ± 170	0.904 ± 0.012	17.3	-	4.4
J1910+7334	2265100885021724032	19:10:43	+73:34:39	No	13119 ± 214	1.087 ± 0.008	17.7	-	2.4
J1928+1526	4321498378443922816	19:28:14	+15:26:38	Yes	11543 ± 136	1.002 ± 0.013	17.8	18.0 a	6.4
J1949+4734	2086392484163910656	19:49:14	+47:34:45	No	11911 ± 88	0.570 ± 0.006	16.1	-	0.7
J1950+7155	2263690864438162944	19:50:45	+71:55:40	Yes	11451 ± 90	0.711 ± 0.008	16.7	-	1.1
J2001+2620	1835056216381670272	20:01:17	+26:20:21	Yes	11643 ± 122	0.668 ± 0.010	16.9	-	2.7
J2017+4653	2083300584444566016	20:17:53	+46:53:14	No	12141 ± 108	0.600 ± 0.008	16.6	-	1.6
J2032+4801	2083661675243196544	20:32:28	+48:01:46	Yes	11939 ± 74	0.779 ± 0.006	16.6	-	0.9
J2054+2427	1842670231320998016	20:54:46	+24:27:29	No	12534 ± 95	0.713 ± 0.006	15.9	16.1 a	1.0
J2150+2205	1793328410074430464	21:50:07	+22:05:56	No	12761 ± 113	0.856 ± 0.010	17.0	17.2 a	1.2
J2305+5125	1995097319287822080	23:05:31	+51:25:20	Yes	11458 ± 52	0.608 ± 0.005	15.7	-	2.3
J2318+1236	2811321837744375936	23:18:45	+12:36:02	Yes	11710 ± 67	0.866 ± 0.005	15.4	15.7 a	0.6
J2336+0335	2647884790098989568	23:36:17	+03:35:08	Yes	11218 ± 83	0.549 ± 0.010	16.5	16.9 a	3.2
J2341+5750	1998740551069600128	23:41:07	+57:50:53	No	11793 ± 64	0.523 ± 0.005	15.8	-	1.0
J2356+0803	2746936704565640064	23:56:06	+08:03:22	No	12030 ± 88	0.613 ± 0.008	16.1	16.4 a	1.1

a SDSS photometry.

b CFIS photometry.

NOV targets in our sample, as well as the 19 additional objects above the blue edge, are listed in Table 2.5.2 with the same information as before, in addition to the precision limit of each light curve. This limit corresponds to the light curve standard deviation, and is a good indicator of the smallest detectable amplitude. Considering that most of our new ZZ Ceti stars show amplitudes below  $\sim 5\%$ , we have to be careful with candidates observed with a precision limit above or near this value. We thus consider observations with a limit larger than 4% to be inadequate to assess the variability of ZZ Ceti candidates, but still useful to constrain possible pulsations. Also included in Table 2.5.2 is a column indicating whether or not the object is located within the photometric instability strip, to help distinguish objects from our prior selection based on the spectroscopic instability strip.

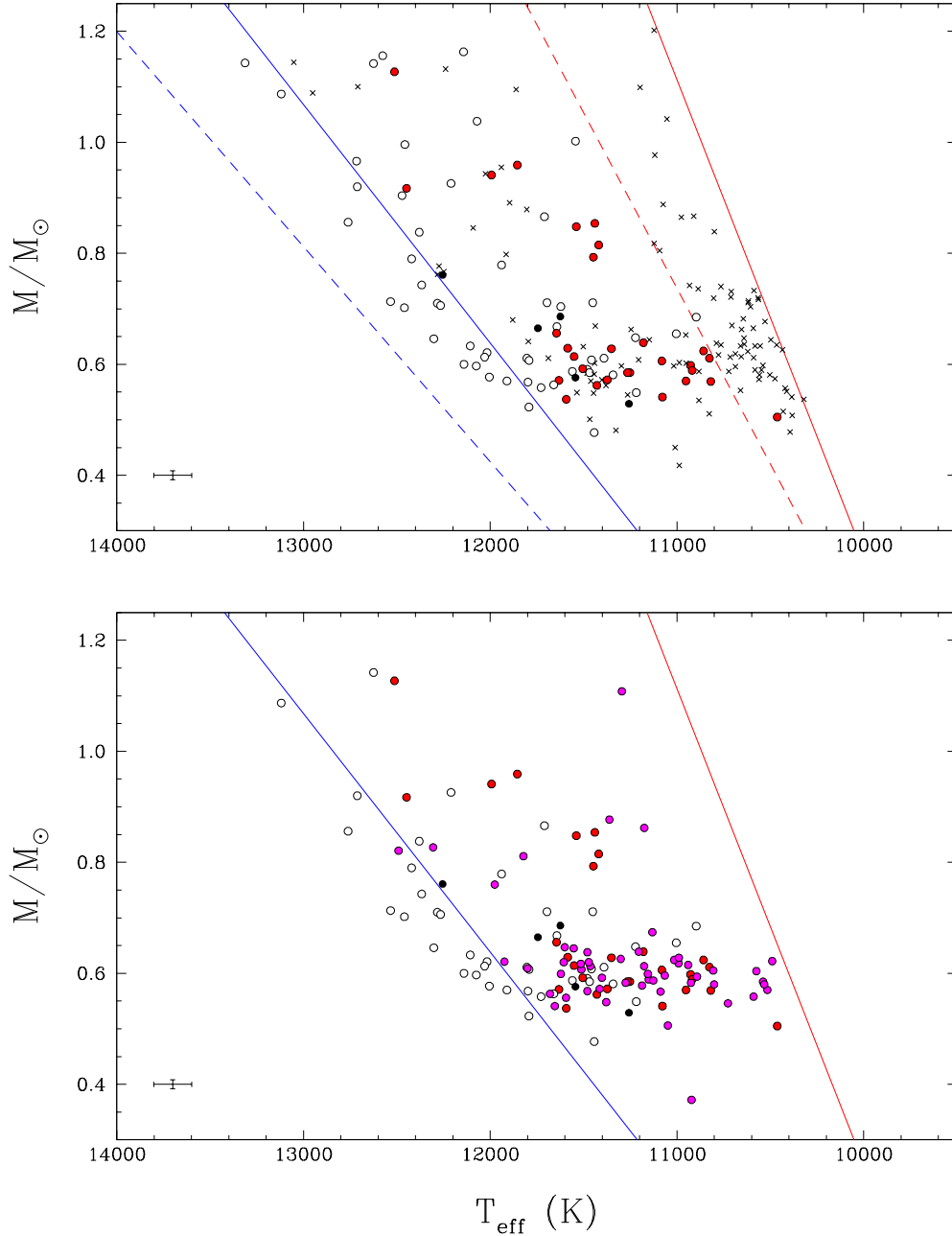
### 2.5.2. The Empirical ZZ Ceti Instability Strip

The results of our survey, as of April 2020, are summarized in the top panel of Figure 2.5.2, where we show the  $M - T_{\text{eff}}$  distribution for the 169 ZZ Ceti candidates and the 19 objects previously selected for high-speed photometric follow-up, along with the spectroscopic and photometric instability strips discussed in Section 2.3. The new ZZ Ceti stars, possible pulsators, NOV objects, and remaining candidates yet to be observed are identified with different symbols in the figure.

One might already notice the lack of observed candidates near the red edge of the strip. As previously mentioned, we originally based our candidate selection on the empirical spectroscopic instability strip from Green et al. (2015), uncorrected for 3D hydrodynamical effects. Once the 3D corrections from Tremblay et al. (2013b) and temperature shifts described in Section 2.3 were applied, our photometric strip turned out to be much cooler than the spectroscopic one. Because of this, many of our observed targets are above the blue edge of the photometric strip. More importantly, the region between the spectroscopic and photometric red edges of the strip was originally excluded from our high-speed photometric follow-up until very late into our survey. To remedy this situation, our survey will continue from May to August 2020, focusing exclusively on the brightest objects ( $G < 17$ ) in the northern hemisphere (rather than the prior cut at  $\delta > -10^\circ$ ) within this region.

Another obvious result observed in the top panel of Figure 2.5.2 is the presence of a large number of NOV white dwarfs within the ZZ Ceti instability strip, suggesting that the strip is not pure. We postpone our discussion of these objects to Section 2.5.3.

In the bottom panel of Figure 2.5.2, we show the same distribution of objects in the  $M - T_{\text{eff}}$  diagram, but this time by also including the previously known ZZ Ceti pulsators within 100 pc from the Sun, already displayed in the bottom panel of Figure 2.3.3. To get a clearer picture, we also removed from this figure the location of the empirical spectroscopic instability strip, as well as targets yet to be observed, and NOV objects with light curve precision limits worse than 4%. So far, all of our new ZZ Ceti stars are found well within the



**Fig. 2.5.2.** Top:  $M - T_{\text{eff}}$  distribution for the 169 ZZ Ceti candidates and 19 objects previously selected for high-speed photometric follow-up. Different symbols are used to indicate new ZZ Ceti stars (red circles), possible pulsators (black circles), NOV objects (white circles), and remaining candidates yet to be observed (cross symbols). The empirical spectroscopic (dashed lines) and photometric (solid lines) ZZ Ceti instability strips taken from Figure 2.3.3 are also reproduced. Bottom: Same as top panel, but with the addition of the previously known ZZ Ceti stars within 100 pc from the Sun (magenta circles); for clarity, only the photometric instability strip is shown, and NOV objects with a light curve precision limit worse than 4% are omitted.

previously-defined empirical photometric instability strip, with the bulk of them located near the average mass of white dwarfs around  $\sim 0.6 M_{\odot}$ . More interestingly, we have identified eight new massive ( $M \gtrsim 0.75 M_{\odot}$ ) pulsators, bringing a noticeable contribution to the 14 currently known massive ZZ Ceti stars within 100 parsecs of the Sun (Córscico et al. 2019). The relatively small number of previously known massive pulsators can be attributed to a well-known observational bias. Indeed, ZZ Ceti stars have been previously identified mostly from magnitude-limited surveys. In such surveys, massive white dwarfs are usually underrepresented due to their intrinsic smaller radii and lower luminosities compared to their normal mass counterparts (Giammichele et al. 2012). In contrast, our volume-limited survey provides instead an unbiased sample where completeness issues are better controlled.

For similar reasons, less massive white dwarfs, with their larger radii and higher luminosities, will be sampled at much larger distances in magnitude-limited surveys, and will thus be overrepresented. This can be appreciated by comparing the number of low-mass ( $M \lesssim 0.4 M_{\odot}$ ) white dwarfs in Figure 2.5.2 with the number observed in Figure 11 of Bergeron et al. (2019), which is based on the white dwarfs contained in the MWDD, most of which have been discovered in magnitude-limited surveys. Hence, not surprisingly, our survey has revealed no additional low-mass pulsators. The only previously known low-mass ZZ Ceti star in Figure 2.5.2 is HS 1824+6000 (Steinfadt et al. 2008), whose spectroscopic mass (3D-corrected) is also low,  $M \sim 0.45 M_{\odot}$  according to Gianninas et al. (2011).

Also worth mentioning is our discovery of a new massive ZZ Ceti white dwarf, J0551+4135, with a stellar mass of  $1.127 \pm 0.005 M_{\odot}$ , placing it among the rare ultra-massive ( $M \gtrsim 1.0 M_{\odot}$ ) pulsators. At the time of writing this paper, only three other ultra-massive ZZ Ceti stars have been confirmed: BPM 37093 with  $M \sim 1.1 M_{\odot}$  (Kanaan et al. 1992), SDSS J084021.23+522217.4 with  $M \sim 1.16 M_{\odot}$  (Curd et al. 2017), and GD 518 with  $M \sim 1.24 M_{\odot}$  (Hermes et al. 2013).

We end this section with a few words regarding the exact location of the empirical ZZ Ceti instability strip based on our photometric survey. The bottom panel of Figure 2.5.2 shows all variable stars, both new and known, to be within the photometric instability strip previously defined in Figure 2.3.3, within the uncertainties. Because of the problems inherent to our survey, the red edge of the instability strip is less constrained by our results than the blue edge. The location of the red edge will be revisited as we collect high-speed photometric observations for the candidates in this region. By the same token, the 19 NOV objects observed above the blue edge of the strip are particularly useful to pinpoint its exact location. Given the results shown here, we do not feel it is necessary to revise the location of the blue edge of the photometric instability strip. This in turn suggests an excellent internal consistency between the spectroscopic and photometric determinations, with the understanding that one is shifted in temperature with respect to the other.

### 2.5.3. Non-variability and the Purity of the ZZ Ceti Instability Strip

In this section, we discuss the purity of the ZZ Ceti instability strip with respect to our findings, summarized in the top panel of Figure 2.5.2. There are several aspects to consider when assessing the purity of the instability strip, the most important of which are the precision limits of the high-speed photometric observations, and the accuracy and precision of the physical parameter measurements<sup>6</sup>. In our case, we also have to consider the atmospheric composition of the candidates.

We find in our survey 32 NOV white dwarfs within the photometric instability strip, 9 of which have a DA spectral type published in the literature, while 5 more (J0135+5722, J0751+1120, J1308+5754, J1643+6328, and J1928+1526) have recently been confirmed to be DAs by Kilic et al. (2020, in preparation). We note, however, that two of the published DA spectral classifications are dubious. J0717+6214 (GD 449) was classified as “DA:” by Mickaelian & Sinamyan (2010), where the colon implies an uncertain spectral type. It would be difficult to misclassify such a bright ( $G \sim 15.8$ ) DA star in the temperature range where ZZ Ceti stars are found, given that the Balmer lines reach their maximum strength around  $T_{\text{eff}} \sim 13,000$  K. We suspect the authors may have detected an H $\alpha$  absorption feature in a helium-rich DBA white dwarf. The second object, J1950+7155 (HS 1951+7147), is classified as DA in Simbad, with a reference to Voss et al. (2007), who reported in their Table 1 this object to be a non-variable white dwarf. The atmospheric parameters for this object were derived from BUSCA photometry using pure hydrogen models (see Voss et al. for details), although we find no evidence for a firm DA spectral classification in their analysis. In fact, there was no follow-up on HS 1951+7147 in the spectroscopic analysis of DA white dwarfs from the ESO SN Ia Progenitor Survey published by Koester et al. (2009). As there is no spectroscopic evidence for the DA classification for this object, the possibility of a helium-atmosphere remains.

We also realized after the fact that J2318+1236 (KUV 23162+1220) is a highly magnetic ( $B_p \sim 45$  MG) DA white dwarf (Ferrario et al. 2015, see the spectrum in Figure 5 of Gianninas et al. 2011). It has been suggested that the presence of a strong magnetic field might have a dramatic effect on the driving mechanism of the pulsations (see Section 3.4 of Tremblay et al. 2015). This suggestion has been reinforced by Gentile Fusillo et al. (2018) who reported the convincing case of a  $T_{\text{eff}} \sim 10,000$  K DA white dwarf (WD 2105–820, L24-52) in which atmospheric convection has been suppressed by the presence of even a weak magnetic field ( $B_p \sim 56$  kG, Landstreet et al. 2012). Since the driving mechanism in ZZ Ceti stars is located at the bottom of the hydrogen convective zone, it is reasonable to assume

---

<sup>6</sup>Statistically speaking, the precision of the method describes random errors, a measure of statistical variability, repeatability, or reproducibility of the measurement, while the accuracy represents the proximity of the measurements to the true value being measured.

that magnetic DA stars should not pulsate. Our photometric observations of J2318+1236 certainly support this interpretation. It is thus possible that additional NOV objects in our sample are magnetic DA white dwarfs, even weakly magnetic.

Among the 32 NOV white dwarfs within the instability strip, 14 are confirmed to be hydrogen-rich through their  $u$ -band photometry (6 of these 14 also have a firm DA spectral type, including the magnetic DA). Excluding the genuine DA stars discussed above, this leaves 17 NOV white dwarfs within the strip that could possibly have a helium atmosphere or be magnetic; these can only be confirmed with additional spectroscopic or  $u$ -band photometric observations. We thus end up with 14 NOV white dwarfs within the instability strip that are either hydrogen-rich through their  $u$ -band photometry, excluding the magnetic, or that are classified as genuine DA stars. These are the offending NOV objects we need to explain. In every case, there is always the remote possibility for pulsations in a ZZ Ceti star to be hidden from us due to geometric considerations (see the case of HS 1612+5528 discussed in Gianninas et al. 2011).

While Bergeron et al. (2004) argued that the ZZ Ceti instability strip is pure — i.e. devoid of non-variable white dwarfs — when analyzed using the spectroscopic technique, our study is the first assessment of its purity based on the detailed photometric approach. Genest-Beaulieu & Bergeron (2019, see also Tremblay et al. 2019 and Gentile Fusillo et al. 2019) discussed at length the accuracy and precision of both the spectroscopic and photometric techniques. They argued that even though the photometric approach yields physical parameters that are more accurate, the spectroscopic method is probably more precise. For instance, while differences in spectroscopic and photometric temperatures in Figure 2.3.4 are of the order of 5% or less, on average, there are cases where these differences can reach 15% or more.

We can explore these discrepancies more quantitatively by comparing our photometric parameters with those obtained from spectroscopy for some of the offending NOV objects within the instability strip with optical spectra available to us. For instance, for J0341–0322 (LP 653-26; spectrum from Gianninas et al. 2011), we obtain a spectroscopic temperature of  $T_{\text{spec}} = 12,807$  K using our  $\text{ML2}/\alpha = 0.7$  models, a value 8.5% higher than our photometric temperature given in Table 2.5.2 ( $T_{\text{phot}} = 11,804$  K). With a (3D-corrected) spectroscopic mass of  $0.64 M_{\odot}$ , this white dwarf is thus located above the empirical spectroscopic instability strip. Similarly, we find that J0533+6057 (SDSS J053345.32+605750.3; spectrum from Kleinman et al. 2013) and J1617+1129 (HS 1614+1136; spectrum from Koester et al. 2009) have spectroscopic temperatures of  $T_{\text{spec}} = 13,130$  K (with  $T_{\text{phot}} = 11,468$  K) and  $T_{\text{spec}} = 13,970$  K (with  $T_{\text{phot}} = 11,696$  K), respectively, both significantly above the spectroscopic instability strip. An even more extreme case is that of J1243+4805 (HS 1241+4821; SDSS spectrum from Kleinman et al. 2013), for which we obtain  $T_{\text{spec}} = 14,838$  K, a value more than 2000 K hotter than our photometric temperature of  $T_{\text{phot}} = 12,716$  K. Finally, Kawka & Vennes

(2006) report a spectroscopic temperature of  $T_{\text{spec}} = 13,300$  K for J0307+3157 (NLTT 9933), while we obtain  $T_{\text{phot}} = 11,560$  K. Hence, most of the spectroscopic temperatures push these NOV objects above the blue edge of the spectroscopic instability strip, suggesting that the photometric temperatures might sometimes be underestimated.

We cannot exclude that in some cases, the differences between spectroscopic and photometric temperatures may be explained in terms of unresolved double degenerate binaries. Indeed, Bergeron et al. (2018) showed that the most extreme differences in physical parameters ( $T_{\text{eff}}$  and  $M$ ) tend to be associated with double DA white dwarf binaries, for which the measured radii inferred from the photometric technique are overestimated — and thus the masses are underestimated — due to the presence of two stars, while the spectroscopic masses remain relatively unaffected. It is also possible to have an unresolved double DA+DC binary, where the DC star dilutes the hydrogen lines of the DA component of the system, making the object appear as a massive DA white dwarf when analyzed with the spectroscopic technique. An excellent example is the DA star G122-31 — also discussed by Bergeron et al. (2018) — which Harris et al. (2013) reported as being an unresolved degenerate binary. The spectroscopic parameters for this object are  $T_{\text{eff}} = 28,080$  K and  $\log g = 8.97$  (or  $M = 1.19 M_{\odot}$ ), while the photometric values are significantly different,  $T_{\text{eff}} = 14,648$  K and  $\log g = 8.53$  (or  $M = 0.95 M_{\odot}$ ).

The bottom line of the above discussion is that we need a combined spectroscopic and photometric investigation of our NOV candidates for any serious discussion of the purity of the ZZ Ceti instability strip. Therefore we cannot conclude at this stage that the strip contains a significant number of non-variable white dwarfs.

Finally, we look at the known ZZ Ceti sample to estimate the likeliness of pulsations being hidden within the noise of our NOV candidates. As discussed in the next section, pulsators located very close to the blue edge typically show the smallest amplitudes, sometimes as small as 1 mma. Given that our typical photometric precision is about 3.4% for the average *Gaia* magnitude  $\langle G \rangle = 16.5$  of our sample, detecting such small pulsations in fainter objects is, at best, unlikely with our observational capabilities. As we move further away from the blue edge, ZZ Ceti stars tend to have longer periods and larger amplitudes, and thus the likelihood of pulsations being smaller than our photometric precision limit decreases. Another possibility is to have observed the candidate amid a beat. For example, in the case of J0324+6020 (see the light curve in Figure 2.5.1), we observed a beat lasting well over an hour, during which the pulsation amplitude drops to a nearly undetectable level. For fainter candidates, this could easily translate into observing no pulsations. Ultimately, our NOV candidates will have to be reobserved with better precision to settle, or at least to better constrain, their non-variability. In particular, warmer candidates will require higher performance facilities than what is available at the Mont-Mégantic Observatory.

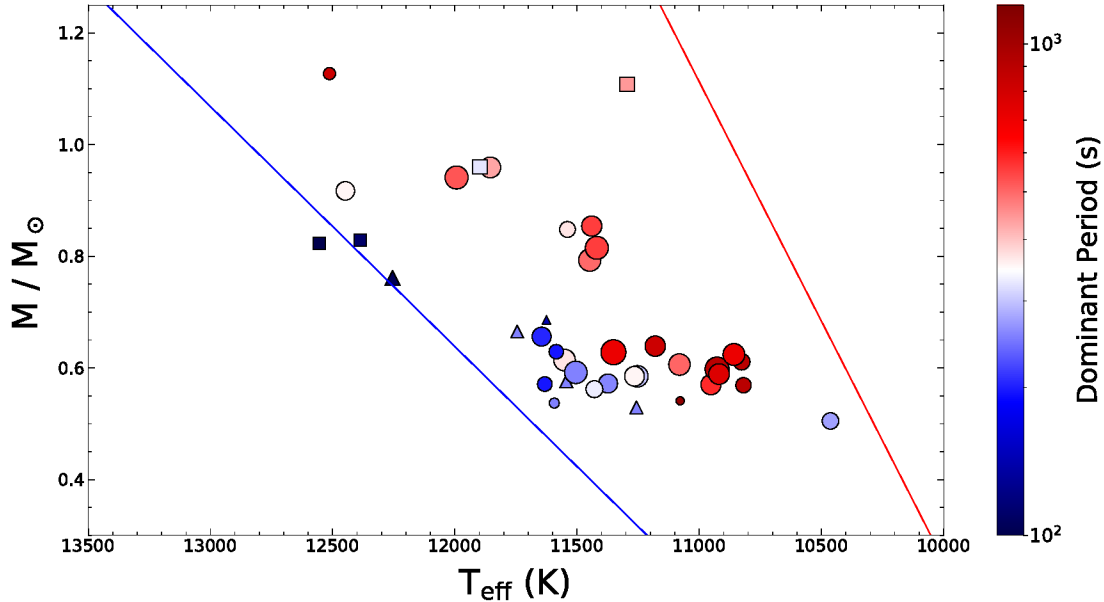
#### 2.5.4. Pulsational Properties

ZZ Ceti white dwarfs exhibit a wide variety of light curves, and the investigation of their periods, amplitudes, and nonlinearities can reveal a wealth of information in the context of asteroseismological studies. Of particular interest in this section is how these characteristics evolve empirically across the ZZ Ceti instability strip. Many global patterns have been established some time ago (Robinson 1979; Fontaine et al. 1982), such as the inverse correlation between effective temperature and period (Winget & Fontaine 1982). A temperature-amplitude relationship was also discussed by Kanaan et al. (2002) and Mukadam et al. (2006). In particular, Mukadam et al. have shown that the amplitudes increase with decreasing  $T_{\text{eff}}$ , reaching a maximum near the cooler half of the strip, after which the amplitudes start to drop toward the red edge. While these temperature-dependent relations have proven to hold true, it has been demonstrated since then that they also depend on surface gravity (Fontaine & Brassard 2008). Here, we take a fresh look at the ZZ Ceti ensemble characteristics using our sample of new pulsators.

Figure 2.5.3 shows a color map in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane for the dominant periods ( $P_d$ ) present in the light curves of our new and possible pulsators. Also included in the figure are a few previously known ZZ Ceti stars of interest, which will be discussed below. The size of every symbol in Figure 2.5.3 scales according to the amplitude of the object’s dominant period. We detect periods between 195 and 1100 s, with a clear evolution from small periods near the blue edge of the strip to longer values as we approach the red edge (with one glaring exception discussed in the next paragraph). Massive ( $M \gtrsim 0.75 M_{\odot}$ ) pulsators also follow this trend, although they do so within a much narrower range of periods, from 350 to 600 s. In the first studies of the ensemble characteristics of massive ZZ Ceti white dwarfs, Castanheira et al. (2013) suggested a mode selection mechanism preventing periods around 500 s due to a lack of observed pulsations near this value (see their Figure 5). While mode trapping is predicted to be more important for massive pulsators (Brassard et al. 1992), our results go against the idea of a particular phenomenon completely suppressing periods between 400 to 600 s.

The odd pulsator (J2319+2728), located close to the cool edge of the ZZ Ceti instability strip, seemingly stands out from the general trend of increasing periods, with  $P_d = 277$  s. Upon a closer inspection, the Pan-STARRS photometry for this object was found to be contaminated by a luminous neighboring star, which most likely results in an overestimation of the stellar radius — and thus an underestimation of the stellar mass — when using the photometric technique. The impact on  $T_{\text{eff}}$  is presumably less important, given that this ZZ Ceti star is still located within the boundaries of the instability strip, but the temperature remains affected nonetheless. Given its pulsational properties, we suspect the object actually lies among the bulk of our new pulsators, closer to the blue edge. Another noteworthy case is

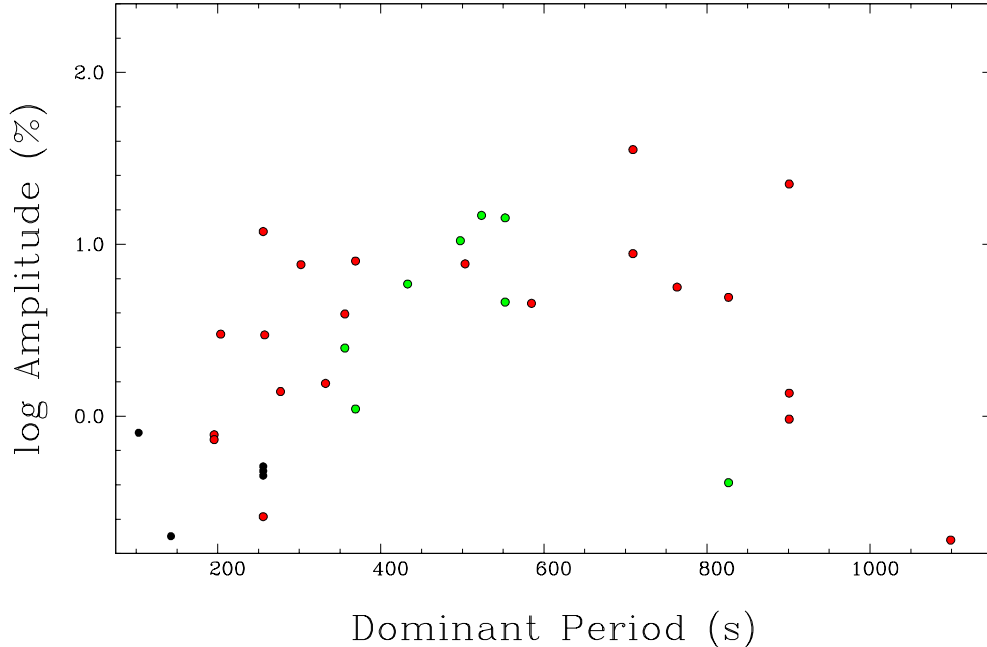




**Fig. 2.5.3.** Logarithmic color map of the dominant periods in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane for our new ZZ Ceti white dwarfs (circles) and possible pulsators (triangles). Also displayed are a few previously known ZZ Ceti stars (squares) discussed in the text. The size of every object gives a measure of the amplitude of their dominant period, linearly scaling from 0.1 to 35%.

the ultra-massive pulsator J0551+4135, showing a  $P_d = 826$  s period, much longer than the periods found in other massive ZZ Ceti stars in the same temperature range. As an attempt to discern a trend among the ultra-massive pulsators in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane, we included in the color map of Figure 2.5.3 two of the three aforementioned ultra-massive objects, using our own photometric measurements of their Pan-STARRS photometry (see Section 2.5.2). With GD 518 at  $T_{\text{eff}} = 11,295$  K and  $M = 1.108 M_{\odot}$  ( $P_d \sim 442$  s, Hermes et al. 2013), and SDSS J084021.23+522217.4 at  $T_{\text{eff}} = 11,897$  K and  $M = 0.962 M_{\odot}$  ( $P_d \sim 326$  s, Curd et al. 2017), the three ultra-massive ZZ Ceti star do not appear to exhibit any particular tendency.

We also look for a correlation between the amplitude and the dominant period using the ZZ Ceti stars discovered in our sample. The results, displayed in Figure 2.5.4, reveal amplitudes varying from 0.2 to 35%, wherein shorter periods show smaller amplitudes, followed by an increase in amplitude until the dominant period reaches  $\sim 800$  s, above which point the amplitudes start diminishing. Keeping in mind that periods increase with decreasing temperature, this drop in amplitude is most likely associated with pulsations “dying off” as we approach the red edge of the instability strip. Our massive ZZ Ceti stars seem to follow the same overall trend as their normal mass counterparts in the warmer half of the strip. We will be able to determine whether they also experience the same peak and drop in the cooler half of the strip as more candidates are observed in that region. Incidentally, the amplitudes



**Fig. 2.5.4.** Logarithm of the amplitude (in %) against the dominant period for the new ZZ Ceti white dwarfs (red dots) and possible pulsators (black dots) in our sample; massive ( $M > 0.75 M_{\odot}$ ) ZZ Ceti stars are shown as green dots.

of our new pulsators do not display any clear trend in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane, as seen in Figure 2.5.3, though they do appear to peak around the center of the strip.

We finish this section with a discussion regarding the authenticity of our so-called possible pulsators. We first compare their physical and pulsational properties with those of the new ZZ Ceti stars in our sample, as well as with those of three known ZZ Ceti stars, also included in Figure 2.5.3, which are located extremely close to the blue edge of the instability strip, and possess some of the shortest periods and smallest amplitudes ever detected. These are HS 1531+7436 ( $P_d \sim 111$  s with an amplitude of  $\sim 4$  mma, Voss et al. 2006), GD 133 ( $P_d \sim 120$  s with an amplitude of  $\sim 4$  mma, Silvotti et al. 2006), and G226-29 ( $P_d \sim 100$  s with an amplitude of  $\sim 1$  mma, Kepler et al. 1983). The last two are relatively bright — with *Gaia* magnitudes  $G = 14.76$  and  $12.29$ , respectively — and their pulsations might not have been detected now if not for this. For instance, G226-29 had been observed several times with telescopes as large as 1.6 m, but its variability could not be confirmed until observations were secured with the 6.5 m Multiple Mirror Telescope. We thus expect pulsators very close to the blue edge of the strip to have periods around 100 s and very small amplitudes, which is exactly the kind of weak signal we detected in our possible massive pulsator J1207+6855. The rest of the possible pulsators are located around  $0.6 M_{\odot}$  in Figure 2.5.3, and they mostly show peaks in their periodograms with periods in the expected range, although the

amplitudes are too small to be confirmed unambiguously. Their pulsations also follow the usual period-amplitude trend, as shown in Figure 2.5.4. All of our possible pulsators will need to be re-observed with better instruments, or at the very least, under exceptional observing conditions.

## 2.6. Conclusion

In this paper, we presented the first photometric study of the ZZ Ceti instability strip using results from the *Gaia* survey. In addition to searching for new pulsators, we aimed to verify whether ZZ Ceti white dwarfs occupy a region of the  $M - T_{\text{eff}}$  plane where no non-variable stars are found, supporting the idea that ZZ Ceti stars represent a phase through which all hydrogen-atmosphere white dwarfs must evolve.

We first selected all white dwarfs and white dwarf candidates in the Northern Hemisphere within 100 parsecs of the Sun with parallax measurements from the *Gaia* Data Release 2 catalog, which we then cross-referenced with the Pan-STARRS Data Release 1. Using the so-called photometric technique, we measured with high precision the physical parameters ( $T_{\text{eff}}$  and  $M$ ) of every object by combining Pan-STARRS *grizy* photometry with *Gaia* astrometry. Since the Pan-STARRS photometry alone does not allow for a determination of the chemical composition of white dwarfs, we also included SDSS or CFIS *u* photometry, when available, in our model atmosphere fits. The *u*-band covers the Balmer jump, which represents a good discriminant between hydrogen- and helium-rich atmosphere white dwarfs, and it can be used efficiently to exclude non-DA stars from our list of ZZ Ceti candidates. To establish a region of the  $M - T_{\text{eff}}$  plane where the DA pulsators could be found, we first applied 3D corrections to the spectroscopic parameters of a sample of bright ZZ Ceti stars. We also made adjustments to the effective temperature of the boundaries of the instability strip to account for the known discrepancies between spectroscopic and photometric parameters, producing our final empirical photometric instability strip. We identified a final sample containing 169 ZZ Ceti candidates within this strip.

We acquired high-speed photometry for a sample of 68 ZZ Ceti candidates within the photometric instability strip using the PESTO instrument attached to the 1.6 m telescope at the Mont-Mégantic Observatory. Among these, 29 proved to be clearly variable, while 5 show possible small-amplitude pulsations, and 32 were not observed to vary. Additionally, 19 objects near, but above the blue edge of the instability strip, were observed and showed no variability.

The implications of our findings, as well as the nuances of the photometric technique in the context of ZZ Ceti identification, have been discussed at length in this paper. The first remarkable result was, of course, the large quantity of new ZZ Ceti white dwarfs identified in our study. We discovered eight massive ZZ Ceti stars ( $M > 0.75 M_{\odot}$ ), including a very rare ultra-massive pulsator, making a significant contribution to the number of such objects

known. We attribute this high rate of identification of new massive pulsators to the use of a volume-limited, rather than a magnitude-limited, sample for the selection of our ZZ Ceti candidates.

The distribution of our new ZZ Ceti stars in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane was shown to be in excellent agreement with our empirical photometric instability strip, suggesting a good internal consistency between the spectroscopic and photometric methods. The pulsation ensemble characteristics of our sample in the  $M - T_{\text{eff}}$  plane were also examined qualitatively, and showed good agreement with the empirical trends previously established. In particular, massive pulsators seemed to follow the same tendencies as their normal mass counterparts, with the exception of the new ultra-massive variable white dwarf. We attempted to assess the purity of the instability strip by investigating in depth the candidates showing no variability. Our study turned out to be inadequate for a meaningful discussion of this topic, and it will require further spectroscopic investigations of the non-variable candidates.

Finally, we note that our analysis suffers from a deficiency of candidates observed in the cooler half of the ZZ Ceti instability strip. We are currently addressing this problem by extending our survey until August 2020. As cooler candidates are observed, our analysis of the pulsation ensemble characteristics will be much more complete. It would also be interesting to observe the candidates located near both boundaries of the strip with higher performance facilities than those offered by the Mont-Mégantic Observatory. Objects in these regions are known for their very low-amplitude variations, and these are most likely not detectable with our current means. High-speed photometric observations of such objects will eventually allow us to constrain more accurately the exact location of the boundaries of the instability strip.

We thank N. Giammichele for a careful reading of our manuscript and for her constructive comments. We would also like to thank the staff of the Observatoire du Mont-Mégantic for their assistance and for conducting queue mode observations. This work was supported in part by the NSERC Canada and by the Fund FRQ-NT (Québec). This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement. This research has made use of the NASA/IPAC Infrared Science Archive, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

# Chapitre 3

---

## Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons présenté la première étude photométrique de la bande d’instabilité des étoiles naines blanches ZZ Ceti dans le relevé *Gaia*. En plus d’identifier de nouvelles étoiles de ce type, nous visions à vérifier si elles occupent une région du plan  $M - T_{\text{eff}}$  où aucune étoile non-variable ne se trouve, supportant l’idée que les ZZ Ceti représentent une phase à travers laquelle toutes les naines blanches dominées par de l’hydrogène (DA) doivent évoluer.

Nous avons d’abord fait une sélection de naines blanches à l’intérieur de 100 parsecs de distance du Soleil avec les données du catalogue *Gaia* Data Release 2. Ces objets ont ensuite été croisés avec le catalogue Pan-STARRS, nous procurant de la photométrie dans les bandes passantes *grizy*. Combinant celle-ci à l’astrométrie *Gaia*, nous avons mesuré avec précision les paramètres fondamentaux d’un vaste échantillon de naines blanches au moyen de la technique photométrique. Afin de discriminer les naines blanches riches en hélium, nous avons comparé, lorsque disponible, la photométrie *u* SDSS ou CFIS avec les prédictions de nos modèles d’atmosphère. La bande *u* couvre le saut de Balmer, qui se manifeste de façon très distincte selon la composition chimique de l’étoile.

En vue d’établir une région du plan  $M - T_{\text{eff}}$  où se trouvent les DA variables, nous nous sommes basés sur la bande d’instabilité empirique proposée par une étude spectroscopique dont l’échantillon est homogène et ne contient que des spectres à haut S/B, sur laquelle nous avons apporté des corrections 3D. À l’effet de la différence connue entre les mesures spectroscopiques et photométriques, des ajustements furent appliqués à la température effective des frontières de la bande, produisant notre bande d’instabilité photométrique finale.

Un échantillon de candidates ZZ Ceti à l’intérieur de la bande photométrique fut sélectionné, pour lequel nous avons fait un suivi en photométrie rapide à l’aide de l’instrument PESTO attaché au télescope de 1.6 m à l’Observatoire du Mont Mégantic. Ce suivi a débuté en juillet 2018 et s’est terminé en mars 2020, se déroulant sur 68 nuits d’observations classiques et en mode queue. Nous avons pu observer 66 candidates durant ce temps, parmi

lesquelles 29 se sont avérées clairement variables. Cinq candidates montrent un signal périodique faible, se classant ainsi comme possibles ZZ Ceti, alors que 32 candidates ne semblent pas montrer de variations photométriques.

Les implications de nos découvertes, ainsi que les nuances de la technique photométrique, ont été explorées dans ce mémoire. Le premier résultat remarquable était, bien évidemment, la grande quantité de nouvelles ZZ Ceti que procure notre étude. Nous avons d'ailleurs découvert huit ZZ Ceti massives ( $M > 0.75 M_{\odot}$ ), dont une très rare supermassive, apportant une contribution significative au nombre connu de tels objets. La distribution de nos nouvelles ZZ Ceti dans le plan  $M - T_{\text{eff}}$  s'est montrée en excellent accord avec notre bande d'instabilité empirique, suggérant une cohérence interne entre les approches spectroscopiques et photométriques. Les caractéristiques globales des pulsations observées dans notre échantillon furent qualitativement survolées et montrent aussi un bon accord avec les tendances empiriques déjà établies. Finalement, nous avons tenté d'évaluer la pureté de la bande d'instabilité en investiguant en profondeur les candidates ne montrant pas de variabilité. Il s'avéra que la technique photométrique n'est pas suffisante pour mener une discussion complète sur le sujet, et qu'il sera nécessaire d'obtenir des mesures spectroscopiques de ces candidates.

Par contre, notre analyse souffre d'une déficience d'observation de candidates dans la moitié plus froide de la bande. Nous tentons présentement de pourvoir à ce manque en poursuivant notre relevé jusqu'en août 2020. Il serait aussi intéressant d'observer les candidates situées à proximité des frontières de la bande avec des installations à plus haute performance que ce qu'offre l'Observatoire du Mont-Mégantic. Les objets dans ces régions sont reconnus pour leurs variations de très faible amplitude, et ne sont fort probablement pas détectables avec nos moyens. L'observation de tels objets permettrait de contraindre avec exactitude les positions des frontières.

## Références bibliographiques

---

- Althaus, L. G., Córscico, A. H., Isern, J., & García-Berro, E. 2010, *A&A Rv*, 18
- Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *A&A*, 558
- Bergeron, P., Coutu, S., Blouin, S., & Cloutier, S. 2018, 25 years of using the spectroscopic method: where do we stand?
- Bergeron, P., Dufour, P., Fontaine, G., et al. 2019, *ApJ*, 876
- Bergeron, P., Fontaine, G., Billères, M., Boudreault, S., & Green, E. M. 2004, *ApJ*, 600
- Bergeron, P., Ruiz, M. T., & Leggett, S. K. 1997a, *ApJS*, 108
- . 1997b, *ApJS*, 108
- Bergeron, P., Saffer, R. A., & Liebert, J. 1992, *ApJ*, 394
- Bergeron, P., Wesemael, F., Fontaine, G., & Liebert, J. 1990, *ApJL*, 351
- Bergeron, P., Wesemael, F., Lamontagne, R., et al. 1995, *ApJ*, 449
- Bognár, Z., Kalup, C., & Sódor, Á. 2019, *AcA*, 69
- Bognar, Z., & Sodor, A. 2016, *Information Bulletin on Variable Stars*, 6184
- Bradley, L., Sipócz, B., Robitaille, T., et al. 2019, *astropy/photutils: v0.6*
- Brassard, P., Fontaine, G., Wesemael, F., & Tassoul, M. 1992, *ApJS*, 81
- Brown, W. R., Kilic, M., Prieto, C. A., & Kenyon, S. J. 2011, *The Astrophysical Journal*, 744
- Castanheira, B. G., Kepler, S. O., Kleinman, S. J., Nitta, A., & Fraga, L. 2013, *MNRAS*, 430
- Chambers, K. C., Magnier, E. A., Metcalfe, N., et al. 2016, e-prints
- Córscico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., & Kepler, S. O. 2019, *A&A Rv*, 27
- Curd, B., Gianninas, A., Bell, K. J., et al. 2017, *MNRAS*, 468
- Daou, D., Wesemael, F., Bergeron, P., Fontaine, G., & Holberg, J. B. 1990, *ApJ*, 364
- Dufour, P., Blouin, S., Coutu, S., et al. 2017, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 509, *The Montreal White Dwarf Database: A Tool for the Community*, ed. P. E. Tremblay, B. Gaensicke, & T. Marsh, 3
- Eisenstein, D. J., Liebert, J., Harris, H. C., et al. 2006, *ApJS*, 167
- Evans, D. W., Riello, M., De Angeli, F., et al. 2018, *A&A*, 616
- Ferrario, L., de Martino, D., & Gänsicke, B. T. 2015, *SSRv*, 191

- Fontaine, G., Bergeron, P., Brassard, P., Billères, M., & Charpinet, S. 2001, *ApJ*, 557
- Fontaine, G., Bergeron, P., Lacombe, P., Lamontagne, R., & Talon, A. 1985, *AJ*, 90
- Fontaine, G., & Brassard, P. 2008, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 120
- Fontaine, G., McGraw, J. T., Coleman, L., et al. 1980, *ApJ*, 239
- Fontaine, G., McGraw, J. T., Dearborn, D. S. P., Gustafson, J., & Lacombe, P. 1982, *ApJ*, 258
- Fontaine, G., Villeneuve, B., & Wilson, J. 1981, *ApJ*, 243
- Freytag, B., Steffen, M., Ludwig, H. G., et al. 2012, *Journal of Computational Physics*, 231
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016, *A&A*, 595
- Gaia Collaboration, Babusiaux, C., van Leeuwen, F., et al. 2018a, *A&A*, 616
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018b, *A&A*, 616
- Gaia Collaboration, Eyer, L., Rimoldini, L., et al. 2019, *A&A*, 623
- Genest-Beaulieu, C., & Bergeron, P. 2019, *ApJ*, 871
- Gentile Fusillo, N. P., Tremblay, P. E., Jordan, S., et al. 2018, *MNRAS*, 473
- Gentile Fusillo, N. P., Tremblay, P.-E., Gänsicke, B. T., et al. 2019, *MNRAS*, 482
- Giammichele, N. 2016, PhD thesis, Université de Montréal
- Giammichele, N., Bergeron, P., & Dufour, P. 2012, *ApJS*, 199
- Giammichele, N., Charpinet, S., Brassard, P., & Fontaine, G. 2017, *A&A*, 598
- Gianninas, A., Bergeron, P., & Fontaine, G. 2005, *ApJ*, 631
- . 2007, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 372, *A Progress Report on the Empirical Determination of the ZZ Ceti Instability Strip*, ed. R. Napiwotzki & M. R. Burleigh, 577
- Gianninas, A., Bergeron, P., & Ruiz, M. T. 2011, *ApJ*, 743
- Gianninas, A., Dufour, P., Kilic, M., et al. 2014, *ApJ*, 794
- Green, E. M., Limoges, M. M., Gianninas, A., et al. 2015, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 493, *High-speed Photometric Observations of ZZ Ceti White Dwarf Candidates*, ed. P. Dufour, P. Bergeron, & G. Fontaine, 237
- Harris, H. C., Munn, J. A., Kilic, M., et al. 2006, *AJ*, 131
- Harris, H. C., Dahn, C. C., Dupuy, T. J., et al. 2013, *ApJ*, 779
- Hermes, J. J., Kepler, S. O., Castanheira, B. G., et al. 2013, *ApJL*, 771
- Hesser, J. E., Ostriker, J. P., & Lawrence, G. M. 1969, *ApJ*, 155
- Holberg, J. B., & Bergeron, P. 2006, *AJ*, 132
- Ibata, R. A., McConnachie, A., Cuillandre, J.-C., et al. 2017, *ApJ*, 848
- Kanaan, A., Kepler, S. O., Giovannini, O., & Diaz, M. 1992, *ApJL*, 390
- Kanaan, A., Kepler, S. O., & Winget, D. E. 2002, *A&A*, 389
- Kawka, A., & Vennes, S. 2006, *ApJ*, 643
- Kepler, S. O., & Nelan, E. P. 1993, *AJ*, 105



- Kepler, S. O., Robinson, E. L., & Nather, R. E. 1983, *ApJ*, 271
- Kleinman, S. J., Kepler, S. O., Koester, D., et al. 2013, *ApJS*, 204
- Koester, D., Voss, B., Napiwotzki, R., et al. 2009, *A&A*, 505
- Lamontagne, R., Wesemael, F., Fontaine, G., Wegner, G., & Nelan, E. P. 1989, *An Ultra-violet Look at the Blue Edge of the Zz-Ceti Instability Strip*, ed. G. Wegner, Vol. 328, 240
- Landolt, A. U. 1968, *ApJ*, 153
- Landstreet, J. D., Bagnulo, S., Valyavin, G. G., et al. 2012, *A&A*, 545
- Lasker, B. M., & Hesser, J. E. 1971, *ApJL*, 163
- Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J. B. 2005, *ApJS*, 156
- Limoges, M. M., Bergeron, P., & Lépine, S. 2015, *ApJS*, 219
- McCook, G. P., & Sion, E. M. 1999, *ApJS*, 121
- McGraw, J. T. 1977, *ApJL*, 214
- . 1979, *ApJ*, 229
- Mickaelian, A. M., & Sinamyan, P. K. 2010, *MNRAS*, 407
- Mukadam, A. S., Montgomery, M. H., Winget, D. E., Kepler, S. O., & Clemens, J. C. 2006, *ApJ*, 640
- Mukadam, A. S., Winget, D. E., von Hippel, T., et al. 2005, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 334, *Questioning the Purity of the ZZ Ceti Instability Strip*, ed. D. Koester & S. Moehler, 459
- Mukadam, A. S., Mullally, F., Nather, R. E., et al. 2004, *ApJ*, 607
- Press, W. H., Flannery, B. P., & Teukolsky, S. A. 1986, *Numerical recipes. The art of scientific computing*
- Robinson, E. L. 1979, in *IAU Colloq. 53: White Dwarfs and Variable Degenerate Stars*, ed. H. M. van Horn, V. Weidemann, & M. P. Savedoff, 343
- Silvotti, R., Pavlov, M., Fontaine, G., Marsh, T., & Dhillon, V. 2006, *MmSAI*, 77
- Sion, E. M., Greenstein, J. L., Landstreet, J. D., et al. 1983, *ApJ*, 269
- Steinfadt, J. D. R., Bildsten, L., Ofek, E. O., & Kulkarni, S. R. 2008, *PASP*, 120
- Townsend, R. H. D. 2010, *ApJS*, 191
- Tremblay, P. E., & Bergeron, P. 2009, *ApJ*, 696
- Tremblay, P. E., Bergeron, P., Kalirai, J. S., & Gianninas, A. 2010, *ApJ*, 712
- Tremblay, P. E., Cukanovaite, E., Gentile Fusillo, N. P., Cunningham, T., & Hollands, M. A. 2019, *MNRAS*, 482
- Tremblay, P. E., Gianninas, A., Kilic, M., et al. 2015, *ApJ*, 809
- Tremblay, P. E., Ludwig, H. G., Freytag, B., Steffen, M., & Caffau, E. 2013a, *A&A*, 557
- Tremblay, P. E., Ludwig, H. G., Steffen, M., Bergeron, P., & Freytag, B. 2011a, *A&A*, 531
- . 2011b, *A&A*, 531
- Tremblay, P. E., Ludwig, H. G., Steffen, M., & Freytag, B. 2013b, *A&A*, 559

- Van Grootel, V., Fontaine, G., Brassard, P., & Dupret, M. A. 2013, *ApJ*, 762
- Voss, B., Koester, D., Østensen, R., et al. 2006, *A&A*, 450
- . 2007, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 372, *Six New ZZ Ceti Stars from the SPY and the HQS Surveys*, ed. R. Napiwotzki & M. R. Burleigh, 583
- Wenger, M., Ochsenbein, F., Egret, D., et al. 2000, *A&AS*, 143
- Wesemael, F., Bergeron, P., Fontaine, G., & Lamontagne, R. 1991, in *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, Vol. 336, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, ed. G. Vauclair & E. Sion, 159
- Wesemael, F., Lamontagne, R., & Fontaine, G. 1986, *AJ*, 91
- Winget, D. E., & Fontaine, G. 1982, in *Pulsations in Classical and Cataclysmic Variable Stars*, 46
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, John E., J., et al. 2000, *AJ*, 120